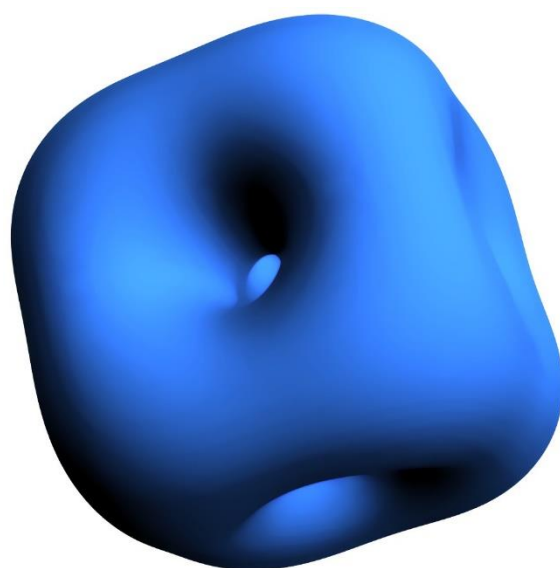


CYTOPROSTOR

**Stručný úvod do stacionární
a nestacionární teorie**



David J. Zoul

Obsah

Úvod	6
1. Speciální teorie relativity.....	7
2. Obecná teorie relativity.....	17
3. Zrození kvantové mechaniky.....	28
4. Princip neurčitosti	40
5. Spin.....	49
6. Neobyčejná teorie světla a látky	58
7. Silná jaderná interakce.....	64
8. Slabá jaderná interakce.....	77
9. Radioaktivní procesy	91
10. Gumová geometrie.....	104
11. Standardní model a co se ukrývá za ním.....	114
12. Fyzika v nesnážích.....	128
13. Atomy prostoročasu.....	147
14. Úvod do stacionární teorie cytoprostoru.....	166
14.1. Energie kvantového vakua	166
14.2. Když se zhmotní čas.....	168
14.3. Balónek a kostička	177
14.4. Nedělitelná zrnka látky.....	186
14.5. Cytoprostor.....	201
14.5.1. Informace a entropie.....	201
14.5.2. Kostička v balónku.....	208
14.5.3. Paralelní světy	215
14.5.4. Je svět vážně hologram?.....	221
14.5.5. Maldacenuv-Wittenův famózní objev.....	236
14.5.6. Energie a informace.....	240
14.5.6.1. Bremermannův limit.....	240
14.5.6.2. Margolus - Levitinova věta	241
14.5.6.3. Lloydova hypotéza.....	241
14.5.7. Entropie a gravitace.....	242
14.5.8. Cytos a paracytos.....	248
14.6. Svět fraktálů.....	253
14.7. Fraktální rekurse a multiversum.....	263
15. Úvod do nestacionární teorie Cytoprostoru	283
15.1. Relativistická kvantová mechanika.....	283

15.1.1.	Elitzurův – Vaidmanův jev, nulová měření	283
15.1.2.	Strašidelné působení na dálku	286
15.1.2.1.	Problém nelokálnosti v kvantové teorii.....	286
15.1.2.2.	Kvantová teorie s pilotní vlnou.....	291
15.1.2.3.	Pilotní vlna a Teorie skrytých proměnných	295
15.1.2.4.	Amplituda pravděpodobnosti coby druh silového pole	295
15.1.3.	Co kdyby Einstein nikdy nežil?.....	298
15.1.3.1.	Privilegovaný systém - návrat ztraceného syna	302
15.1.3.2.	Planckovská invariance.....	302
15.1.3.3.	Emergentní povaha času	305
15.1.4.	Strašidelné působení na dálku – podruhé.....	308
15.1.5.	Fyzikální podstata Heisenbergova principu.....	314
15.1.6.	Kvantový Chladního efekt.....	316
15.1.7.	Transakční formulace kvantové teorie	319
15.1.8.	Vlnová funkce v kubické mřížce a izotropie prostoru	324
15.1.9.	Transakční interpretace Hilbertova prostoru.....	328
15.2.	Relativistická kvantová teorie pole	331
15.2.1.	Vznik síly v Cytoprostoru	331
15.2.1.2.	Elektromagnetická interakce.....	332
15.2.1.2.1.	Transakční model elektromagnetického pole	332
15.2.1.2.2.	Kvantová podstata fotonů.....	334
15.2.1.3.	Základy mřížkové KTP	334
15.2.1.3.1.	Silná jaderná interakce.....	334
15.2.1.3.1.1.	<i>Kvantová chromodynamika na diskrétní mřížce</i>	<i>334</i>
15.2.1.3.1.1.1.	Mřížková chromodynamika.....	336
15.2.1.3.1.1.2.	Spinový žebřík a uvěznění kvarků.....	338
15.2.2.	Gravitační interakce	340
15.2.2.1.	Transakční model gravitačního pole	340
15.2.2.1.1.	Gravitační pole coby gradient hustoty toku času.....	343
15.2.2.2.	Kvantování gravitačního pole	349
15.2.2.3.	Původ setrvačných sil	353
15.3.	Kosmologie	356
15.3.1.	Friedmanovy dynamické modely vesmíru.....	356
15.3.2.	Chaotická inflace	358
15.3.3.	Zrychlená expanze prostoru	362
15.3.4.	Podstata a původ temné energie	365

15.3.5. Nestacionární dynamika cytoprostoru	366
15.3.5.1. Kosmologická konstanta a Big Rip	366
15.3.5.2. Reverzní inflace	367
15.3.6. Únik před koncem světa červí dírou	370
15.3.7. Cytoprostorové restrikce OTR	382
15.3.8. Kosmologické důsledky	383
15.3.8.1. Kosmologický přírodní výběr	383
15.3.8.2. Konformní cyklická kosmologie	384
15.3.8.3. Grupová teorie pole	389
15.3.9. Bránová kosmologie	389
15.3.9.1. Pětirozměrné unitární teorie	389
15.3.9.2. Bránová kosmologie	391
15.3.9.3. Hořavova – Wittenova teorie – sekvastrované brány	392
15.3.9.4. Arkani-Hamedova – Dimopoulosova osvětlená sekvestrace	393
15.3.9.5. Kaluzovy – Kleinovy módy	393
15.3.9.6. Randallové – Sundrumovy (RS) modely	394
15.3.9.6.1. RS1 model	394
15.3.9.6.2. Řešení problému kalibrační hierarchie	395
15.3.9.6.3. RS2 model – lokalizovaná gravitace	395
15.3.9.7. Kaluzovi – Kleinovi partneři	396
15.3.9.8. Hmotnosti částic standardního modelu	397
15.3.9.9. Maldacenaova dualita opět na scéně	400
15.3.9.10. Friedmanův bránový svět	402
16. Kruh se uzavírá	403
17. Závěr	404
18. Porovnání observační podpory různých konkurenčních TOE	406
18.1. Teorie strun	406
18.2. Smyčková kvantová gravitace	406
18.3. Teorie cytoprostoru	407
18.3.1. Nezávislost rychlosti světla na frekvenci	408
18.3.2. Anizotropie protoru	408
18.3.2.1. Rotace prostoru	408
18.3.3. Rozptyl světla na prázdném prostoru	409
18.3.4. Anomální magnetický moment mionu	409
18.3.5. Vesmír by mohl být konečný hypertorus	410
18.3.6. Černé díry mají proměnlivou hmotnost	412

Místo doslovu 413

Úvod

Na počátku 21. století byl uvnitř počítače vytvořen simulovaný kyberprostor obývaný „bytostmi“ obdařenými určitým stupněm umělé inteligence. Tyto „bytosti“ vstoupily do širšího povědomí jako **Nornové**. Jejich simulovaná neuronová síť se dokázala v simulovaném prostředí kyberprostoru učit z vlastních chyb a přizpůsobovat se svému okolí.

Představme si nyní na chvíli, že by Nornové žili uvnitř natolik sofistikovaného počítače, kde by byli obdařeni prakticky lidskou inteligencí a také vědomím. V určité fázi svého vývoje by se pak začali přirozeně ptát po původu své vlastní existence, jakož i světa, který obývají. Začali by zkoumat jeho zákonitosti – jeho fyziku – a brzy by ke svému překvapení zjistili, že je vytvořen velmi inteligentním způsobem tak, aby v něm byla možná jejich vlastní existence.

Z této podivuhodné skutečnosti by část Nornů nejspíš vyvodila závěr, že jejich svět musel být vytvořen nějakou inteligentní bytostí, přesahující však jim dostupnou přírodní realitu. Jiná část civilizace Nornů by možná zastávala názor, že celou záhadu by vyřešil jednoduchý předpoklad, že jejich kyberprostor vznikl bez přispění inteligentního tvůrce, ale je jen jedním z nekonečné plejády různých, náhodně vzniklých kyberprostorů, a proto je jeho existence v podstatě nevyhnutelná. Další část Nornů by se např. domnívala, že existence jejich světa je důsledkem nějakého dosud neznámého přírodního zákona obsaženého v samotném kyberprostoru, který je potřeba pouze objevit a pochopit.

Ačkoliv nám druhá dvě vysvětlení mohou připadat z našeho úhlu pohledu tvůrců kyberprostoru naprosto směšná a nelogická, ona první a správná možnost by jistě a zcela oprávněně byla přírodovědeckou obcí Nornů označena za nevědecké – teologické – vysvětlení.

Z této jednoduché úvahy je patrné, jak omezené možnosti máme my přírodovědci ve své snaze porozumět světu okolo nás. Světu, který přitom může být pouhým obrazem odehrávajícím se na pozadí mnohem hlubší a složitější fyzikální reality, která ale nemusí být vůbec z našeho světa pozorovatelná, a tudíž je jen velmi obtížně vědecky uchopitelná.

Počítač generující kyberprostor, stejně jako jeho programátor, nejsou sami součástí kyberprostoru – leží mimo tento svět a mohou (ale nemusí) podléhat úplně jiným fyzikálním zákonům, než jaké jsou měřitelné v kyberprostoru. Přesto to nejsou žádné záhadné mystické entity existující mimo fyzický svět a fyzikální realitu. Podléhají zcela poznatelným fyzikálním zákonům extendovaného světa. Tyto zákony mohou však být velmi obtížně odhalitelné z nitra kyberprostoru.

V této knize se přesto právě o takovéto odhalení pokusím. Společně budeme svědky poodhrnutí roušky tajemství světa ležícího za hranicí naší fyzikální reality. Světa, jehož činností vzniká náš vesmír coby analogie pouhého obrazu generovaného superpočítačem kdesi mimo rámec přímo pozorovatelné reality.

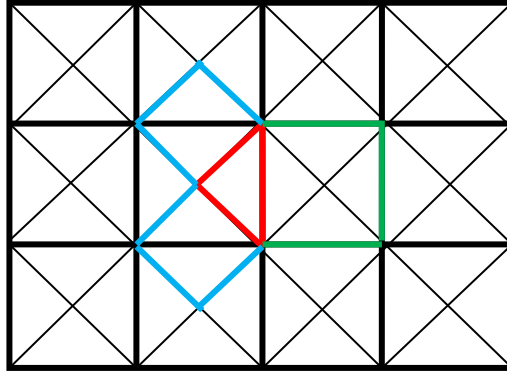
Aby hned úvodem nedošlo k nedorozumění, v této knize se v žádném případě nepokouším o důkaz existence čehokoli na způsob populárního filmu Matrix, ani o žádné teologické spekulace. Budu se zabývat čistě jen vhodným rozšířením známých fyzikálních zákonů tak, aby došlo ke vzájemnému sladění těch modelů reality, které si v současné fyzice navzájem odporují a nemohou být tedy již z principu zcela konzistentní.

Jelikož jsem se snažil, aby byl můj výklad srozumitelný nejen profesionálním fyzikům, ale i širší laické veřejnosti, omezil jsem použitou matematiku na v podstatě standardní učivo základní školy, či nejjzákladnější učivo školy střední. Ve zcela ojedinělých případech, kdy jsem se uchýlil i k poněkud vyšší matematice, jsem se snažil použít aparát co nejjednodušším způsobem objasnit.

Nezbývá než vám popřát příjemné zážitky plynoucí z pověstné einsteinovské **radosti z poznávání**.

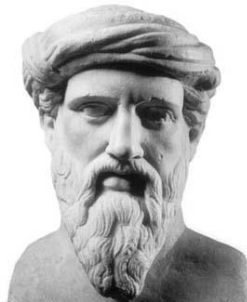
1. Speciální teorie relativity

V šestém století před Kristem si řecký matematik Pythagoras ze Samu povšiml zvláštního vzoru na dlažbě nádvoří. Ta byla tvořena čtvercovými dlaždicemi, z nichž každá byla ozdobena ornamentem ve tvaru kříže vedeného po úhlopříčkách, jak to schematicky naznačuje obr. 1.



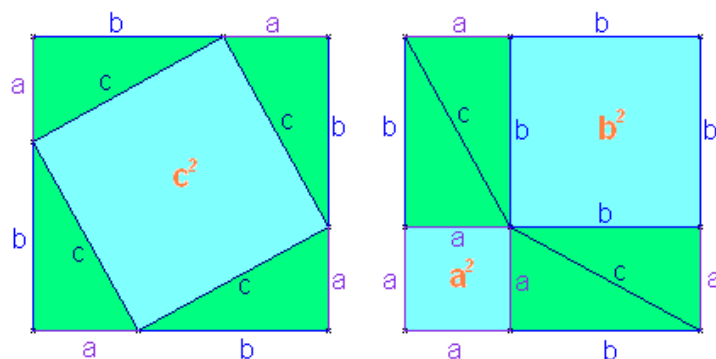
Obr. 1: K odvození Pythagorovy věty

Pythagora na první pohled zaujala zvláštní zákonitost, již jsem na obrázku 1 zvýraznil barevně. Zeleně vyznačený čtverec nad přeponou červeně vyznačeného pravoúhlého rovnoramenného trojúhelníka, má úplně stejný obsah (tedy 4 malé trojúhelníčky), jako dva menší, modře vyznačené čtverce sestrojené nad oběma odvěsnami červeného trojúhelníka, dohromady.



Pythagoras ze Samu (570 – 490 př. n. l)

Pythagoras si ihned položil otázku, zda bude podobná zákonitost platit i v případě trojúhelníka, který již není rovnoramenný, ale pouze pravoúhlý. Lze vcelku snadno dokázat, že odpověď na tuto otázku je kladná (viz obr. 2).



Obr. 2: Obecný důkaz Pythagorovy věty

Nalezený důkaz umožnil Pythagorovi formulovat obecnější větu, jež nese jeho jméno a již se dnes učí žáci na základních školách:

$$c^2 = a^2 + b^2, \quad (1.1)$$

kde písmenkem c jsem označil délku přepony a písmenky a , b délky jednotlivých odvěsen pravoúhlého trojúhelníka.

Pro úplnost je nicméně potřeba dodat, že staří Babiloňané prokazatelně znali a používali Pythagorovu větu již v roce 1770 před naším letopočtem čili 12 století před narozením Pythagora.

Přesuňme se nyní o celých jedenadvacet století dál, kdy žil v Toskánské Padově geniální vědec Galileo Galilei, jenž je právem považován za otce moderní astronomie a fyziky. Galilei byl vůbec prvním, kdo začal cíleně využívat kvantitativních experimentů, jejichž výsledky matematicky analyzoval. Historický výzkum prokázal, že Galilei dospěl k formulaci známých tří Newtonových zákonů již nějakých 70 let před Newtonem. K jeho významným objevům patřilo též zjištění, že rovnoměrný přímočarý pohyb je experimentálně nerozlišitelný od klidu, což doložil řadou experimentů konaných např. na lodích plujících po řece. Prokázal, že hovořit o klidu či pohybu nemá význam absolutní, ale pouze relativní – vždy vztažený k pohybu či klidu něčeho jiného. Pasažéři plující v podpalubí výletní lodi nemohou žádnými experimenty rozhodnout, zda loď právě kotví v přístavu, nebo se pohybuje rovnoměrně a přímočaře vzhledem k břehům řeky. Přes veškerý tento pokrok v porozumění relativitě pohybu a klidu, se ještě v 19. století našli „odborníci“ kteří prohlašovali, že až vlaky překonají rychlost 40 km v hodině, budou pasažéři uvnitř rozmačkáni. Dnes krouží astronauti na oběžné dráze rychlostí 7 km/s a přesto žádné síly nepocítují – volně se vznášejí v beztížném stavu.



Galileo Galilei (1564 – 1642)

Galilei experimentoval také se silami a zkoumal zrychlený pohyb těles, který tyto síly vyvolávají. Odhalil zákonitosti volného pádu těles v gravitačním poli Země a také jednu ve své době velmi překvapivou skutečnost – všechna tělesa padají v gravitačním poli se stejným zrychlením, nezávisle na své hmotnosti. Čím větší gravitační síla totiž na těleso působí, tím urputněji se těleso brání proti změnám své rychlosti, které se tato síla snaží vyvolat. Fyzikové tomu říkají setrvačnost, a právě ekvivalenci mezi gravitační a setrvačnou hmotností, jíž Galilei na sklonku šestnáctého století objevil, povýšil o více než dvě století později Albert Einstein na základní princip, který mu umožnil formulovat relativisticky invariantní teorii gravitace, známou dnes jako obecná teorie relativity (OTR).

To však příliš předbíhám. Abychom mohli pochopit termín „relativisticky invariantní“, musíme se posunout na začátek 19. století. V roce 1820 francouzský fyzik André Marie Ampère zjistil, že cívka, kterou protéká elektrický proud, vyvolává magnetické účinky – např. vychyluje magnetickou strelku kompasu. Matematický vztah, který toto působení kvantifikuje, je dnes známý jako Ampérův zákon. Tento princip jako vůbec první umožnil sestavit zařízení (tzv. **ampérmetr**), kterým bylo možno velikost elektrického proudu ve vodiči změřit.

O 10 let později britský fyzik Michael Faraday experimentálně pozoroval opačný jev. Když pohyboval permanentním magnetem v okolí či v jádře cívky, cívkou pak protékal měřitelný elektrický proud.

První poznání elektromagnetismu



André-Marie Ampère (1775 – 1836)



Michael Faraday (1791 – 1867)

Oba jevy jsou ve skutečnosti dvěma stránkami jedné mince, známými dnes jako **elektromagnetická indukce**. Na úplné pochopení tohoto jevu si však lidstvo muselo počkat ještě dalších 30 let. Michael Faraday, ačkoliv byl geniálním experimentátorem, se v matematice nikdy nedostal dál než k trojčlence. Pro úplné pochopení jevů, které zkoumal, byl však zapotřebí mnohem pokročilejší matematický aparát – ideálně diferenciální a integrální počet funkce více proměnných, který však Faraday ani zdaleka neovládal. Jeho zápisky přesto byly velice přesné, plné podrobných nákrešů s popisem veškerých detailů a pozorování v jednotlivých experimentech.

V 60. letech 19. století se Faradayovy zápisky naštěstí dostaly na úrodnou půdu – do rukou dalšího geniálního britského fyzika Jamese Clerca Maxwella. Maxwell okamžitě rozpoznal význam Faradayova díla, a jelikož byl velmi zdatným matematikem, začal okamžitě přepisovat veškerá Faradayova pozorování do rovnic. Zprvu jich bylo více než třicet, jak ale Maxwell pronikal stále hlouběji do problému, zjistil, že mnohé z nich nejsou nezávislé a jejich počet se časem podařilo redukovat.

Dnes se studenti prvního ročníku fyziky na vysokých školách učí tuto teorii ve formě pouhých 4 diferenciálních rovnic, které po Maxwellově smrti zformuloval britský matematik a fyzik Oliver Heaviside. Jak ale ve vyšších ročnících studia znalosti žáků posilují, redukují se jim i tyto 4 Heavisideovy rovnice na pouhou dvojici tzv. **d'Alembertových rovnic**, aby pak nakonec zjistili, že se dají vyjádřit jen jedinou univerzální rovnicí z dílny pánů Oscara Kleina a Waltera Gordona.

To už ale opět předbílám v čase. Vraťme se do 60. let 19. století a povězme si něco o tom, co Maxwell zjistil. Když se mu konečně podařilo sloučit do jediné úhledné soustavy rovnic veškeré poznatky Ampéra a Faradaye, objevila se před ním zcela nová fyzika, kterou ani jeden z výše jmenovaných experimentátorů neodhalil. Maxwellovy rovnice předpovídaly existenci zcela nové fyzikální entity – **elektromagnetického vlnění**, které se může odpoutat od hmotného prostředí vodičů a šířit se prázdným prostorem teoreticky na nekonečnou vzdálenost. Maxwell dokonce ze své teorie dokázal spočítat i rychlost tohoto šíření. Užasl, když zjistil, že se nebezpečně podobá tehdy již poměrně přesně změřené rychlosti světla. Maxwell okamžitě vyslovil hypotézu, že světlo je druhem elektromagnetického vlnění s velmi krátkou vlnovou délkou.

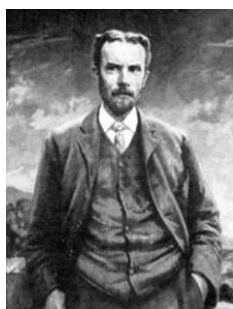
Princip šíření elektromagnetického pole prázdným prostorem si můžeme alespoň rámcově představit, pokud si vzpomeneme na experimenty Ampéra a Faradaye. Změny ve velikosti elektrického pole způsobují změny ve velikosti magnetického pole v okolí vodiče – to zjistil Ampér, když se mu střídavým proudem ve vodiči podařilo rozkmitat a posléze i roztočit strelku kompasu stojícího opodál. Změna v magnetickém poli indukuje další změnu v elektrickém poli – to zjistil Faraday, když se mu kmitavým pohybem permanentního magnetu v okolí volně zavěšené měděné cívky podařilo tuto cívku rozhoupat. Tato změna opět indukuje změnu v magnetickém poli atd. Celé se to šíří do prázdného

prostoru směrem od vodiče (vysílací antény) rychlostí světla v podobě jakýchsi vln elektrického pole a na ně kolmých vln pole magnetického, jak zjistil Maxwell.

Tvůrci klasické elektrodynamiky



J.C. Maxwell (1831 – 1879)

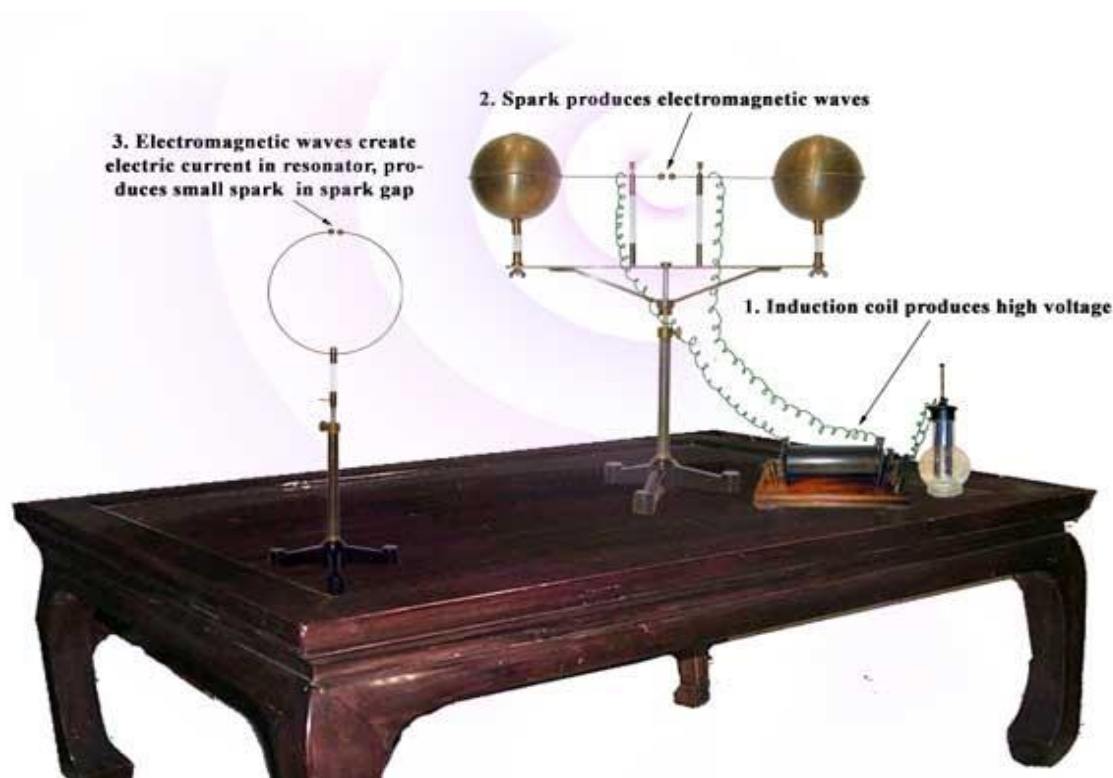


O. Heaviside (1850 – 1925)



H. Hertz (1857 – 1894)

Když se v 80. letech 19. století německému fyziku Heinrichu Hertzovi podařilo experimentálně prokázat existenci elektromagnetického vlnění tím, že bezdrátově přenesl střídavý elektrický signál na vzdálenost několika metrů skrze prázdňý prostor, nebylo již o správnosti Maxwellových závěrů žádných pochyb. Teorie, která je zodpovědná nejen za existenci světla, ale též za veškerou naši moderní telekomunikaci, byla na světě. Praktické aplikace tohoto objevu, jako byla bezdrátová telegrafie, rádio a ve 20. letech 20. století již i televize, na sebe pak nenechaly dlouho čekat.



Obr. 3: Schéma původní Hertzovy aparatury, na níž roku 1887 poprvé uskutečnil bezdrátový přenos elektromagnetické energie.

Brzy po prvním experimentálním otestování Maxwellovy teorie však vylučil na povrch jeden palčivý problém. Teorie totiž předpovídala, že se elektromagnetické vlnění šíří vakuem přesně rychlostí světla $c = 299792458$ m/s, neříkala však vzhledem k čemu. Vzpomeneme-li si na experimenty Galileiho konané v podpalubí plující lodí, ty přeci jednoznačně prokázaly, že pohyb je relativní, měřitelný pouze ve vztahu k nějaké referenci. Např. parník může být v klidu vůči řece, kterou je volně unášen, potom ale nemůže být v klidu vůči lidem stojícím na břehu. Pokud parník zapne motory, aby mohl plout proti

proudu, pak se může udržet v klidu vůči břehu, ale pro změnu bude v pohybu vůči řece. Maxwellova teorie ale vůbec neříkala, vůči jaké soustavě se světlo pohybuje právě rychlostí $c = 299792458$ m/s. Ba co víc, dokonce se tvářila, že je tato otázka irelevantní. Jako by každý pozorovatel vždy naměřil stejnou rychlost světla nezávisle na tom, jak rychle se on sám pohybuje – zda od zdroje světla prchá pryč, nebo se k němu naopak přibližuje. A to bylo na Maxwellově teorii velice podivné.

Podrobnější analýzy Teorie brzy prokázaly, že v soustavách, kde by byla rychlost světla odlišná od Maxwellovy předpovědi, se dokonce celá Maxwellova teorie stává nekonzistentní. Obrazně řečeno, by pak světlo a rádiový signál mohli existovat pouze v jediné preferované soustavě. Jakmile bychom se vůči této soustavě začali, byť sebenepatrněji pohybovat, elektromagnetické vlnění by se rozpadlo.

Na přelomu 19. a 20. století bylo navrženo několik chytrých nápadů, jak by se dal tento paradox vyřešit. S nejzajímavějším řešením přišli na sklonku 19. století nezávisle na sobě matematici Lorentz a Poincaré, v roce 1905 pak jejich matematické návrhy rozvinul do dnes široce akceptované podoby Albert Einstein.

Autoři zcela logicky vyšli z tehdy již experimentálně doloženého faktu, že rychlost světla, jak to předpověděl Maxwell, je konstanta nezávislá jak na pohybu zdroje, tak i na pohybu pozorovatele a je tedy pro všechny pozorovatele pokaždé stejná nezávisle na tom, jak se pohybují.

Tvůrci speciální teorie relativity



Jules Henri Poincaré (1854 – 1912)

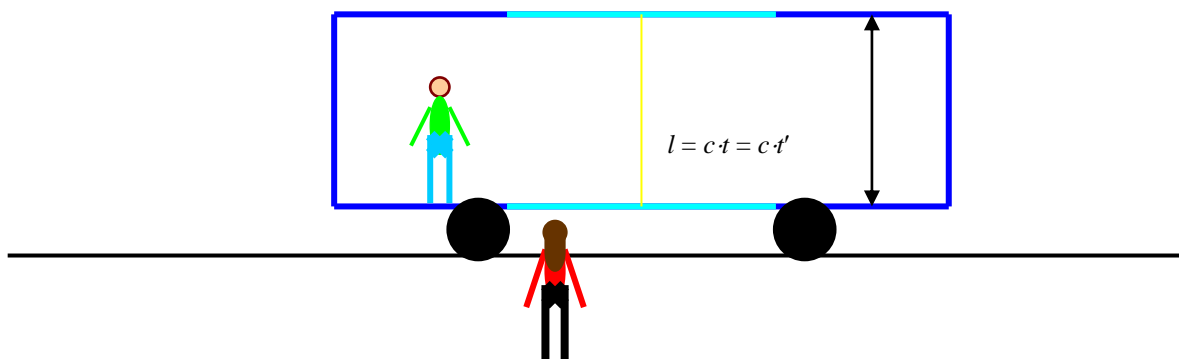


Hendrik Antoon Lorentz (1853 – 1928)



Albert Einstein (1879 – 1955)

Abychom si důsledky jejich geniálního řešení přiblížili, uvažujme nyní myšlenkový experiment, v němž uvnitř vlakového vagónu kmitá foton mezi dvěma planparalelními zrcadly, vzájemně vzdálenými l , z nichž jedno je umístěno např. na stropě vagónu a druhé na podlaze, viz obr. 4.

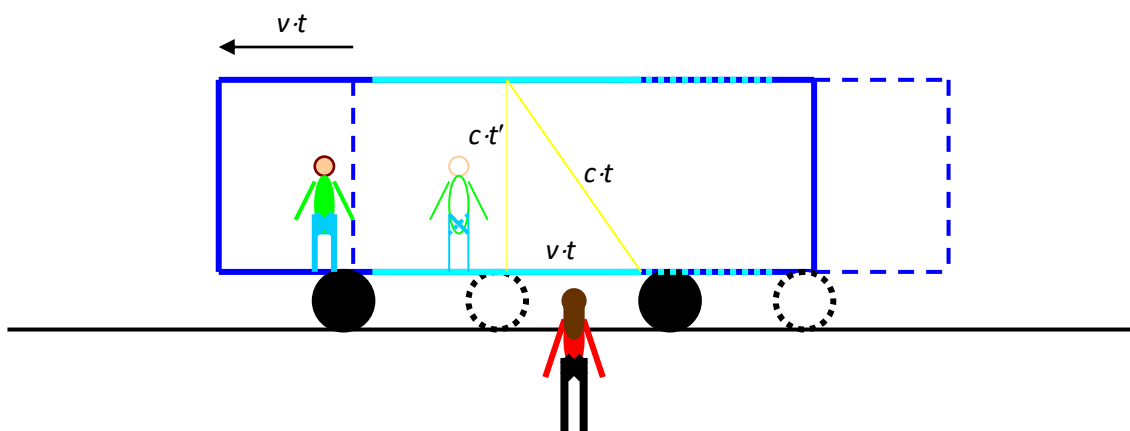


Obr. 4: Einsteinův vlak

Bude-li vagón v klidu, pozorovatel uvnitř vagónu – řekněme mu třeba Bob – uvidí totéž, co pozorovatelka stojící venku na peróně – řekněme jí třeba Alice. Trajektorie paprsku je v tomto případě pro každého z pozorovatelů svislou úsečkou, která se jeví oběma pozorovatelům stejně dlouhou, a proto ji světlo překoná z hlediska každého z pozorovatelů za stejný čas

$$t = \frac{l}{c}. \quad (1.2)$$

Jakmile se dá vagón do rovnoměrného přímočarého (jak fyzikové jedním slovem říkají **inerciálního**) pohybu, celá situace se radikálně změní, viz obr. 5.



Obr. 5: K odvození Lorentzovy transformace

Trajektorie paprsku bude i nyní vzhledem k Bobovi svislou úsečkou délky l , neboť pohyb vagónu nemůže mít žádný vliv na fyzikální procesy v inerciální soustavě s ním spojené (viz Galileiho experimenty v lodním podpalubí).

Vůči Alici se však paprsek již nebude pohybovat svisle, neboť mezi jeho odrazy od dolního a horního zrcadla se vagón pokaždé posune o dráhu rovnající se součinu jeho rychlosti v a času t , který uplyne na hodinkách Alice.

Jak vidno, dostali jsme pravoúhlý trojúhelník, což nás vede zpět do 6. století před Kristem, k Pythagorovi ze Samu a jeho dlážděnému nádvoří. Označíme-li jednotlivé trajektorie dle obr. 5, potom doba, kterou fotonu potrvá pohyb po delší trajektorii, bude dána dle Pythagorovy věty vztahem

$$c^2 \cdot t'^2 = c^2 \cdot t^2 - v^2 \cdot t^2. \quad (1.3)$$

Odtud plyne

$$t' = t \sqrt{\frac{c^2 - v^2}{c^2}} = t \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (1.4)$$

Tento velmi překvapivý výsledek ukazuje, že čárkovaný čas v pohybující se soustavě vagónu běží pomaleji nežli čas na hodinkách Alice, která zůstala venku. Pokud je rychlost v vagónu malá ve srovnání s rychlostí světla, je zlomek pod odmocninou na pravé straně takřka nulový a v celé odmocnině pak výrazně dominuje pouze jednička. V takovém případě si rozdíl v chodu hodin nemůžeme vůbec všimnout. Naopak, pokud by rychlost vagónu byla téměř stejná s rychlostí světla c , zlomek pod odmocninou na pravé straně by byl téměř jedna, takže celá odmocnina by se blížila nule. V takovém případě se čas uvnitř vagónu takřka zastaví vzhledem k pozorovatelům stojícím venku. Uvedenému jevu říkáme **dilatace času**.

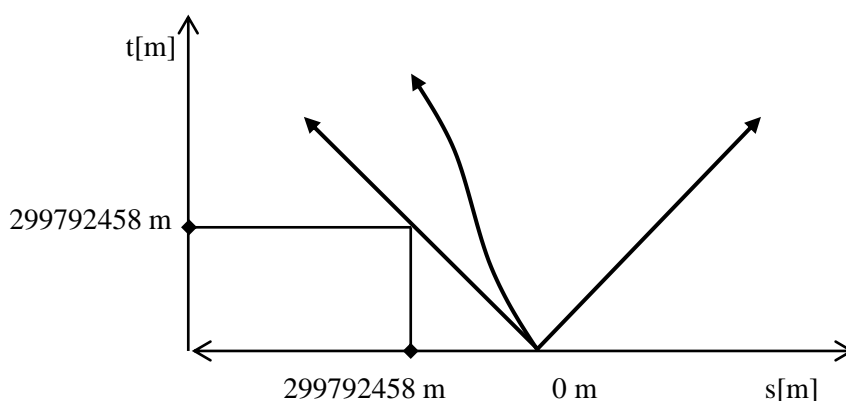
Je zřejmé, že existence dilatace času nezůstane bez vlivu na geometrické vlastnosti prostoru, i na ostatní fyzikální zákony. Einsteinův učitel Herman Minkowski proto v roce 1908 dále prohloubil matematiku používanou Einsteinem a zavedl koncepci tzv. **prostoročasu**. Jedná se o čtyřrozměrný prostor, který je tvořen běžnými třemi dimenzemi prostoru, doplněný však ještě o čtvrtou dimenzi, jíž tvoří čas. Tím byl na prahu 20. století završen teoretický aparát nového modelu reality, který v sobě elegantním způsobem zahrnoval jak veškeré jevy spojené s elektromagnetismem, tak jevy optické, a navíc ještě nabízel správnější tvar Newtonových zákonů klasické mechaniky, korigovaný na odchylky

v důsledku vysokých rychlostí pohybujících se soustav. Tento teoretický aparát dostal název **speciální teorie relativity**.



Herman Minkowski (1864 – 1909)

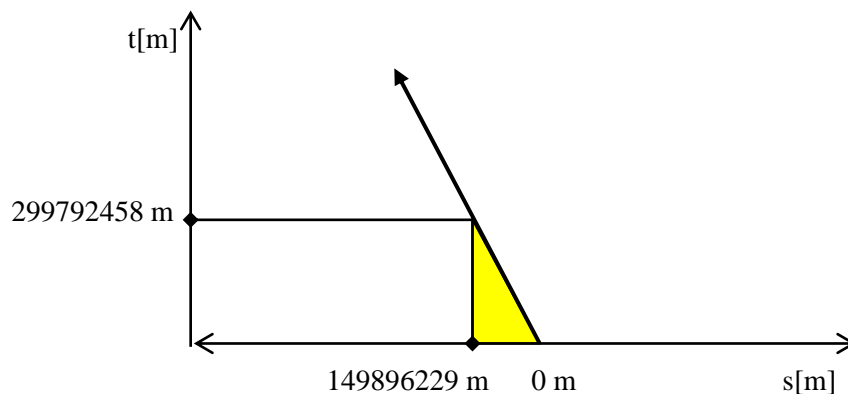
Abychom si demonstrovali fungování fyzikálních zákonů v Minkowského čtyřrozměrném prostoročase, je potřeba se nejprve shodnout na jednotkách, ve kterých budeme měřit. V klasické fyzice je zvykem používat k měření v prostorových směrech metry a k měření času sekundy. To je samozřejmě krajně nevýhodné v okamžiku, kdy chceme začít přemýšlet čtyřrozměrně. Trochu to připomíná technický výkres, v němž by všechny vodorovné rozměry byly vyjádřeny např. v centimetrech, zatímco ty svislé třeba v palcích. Měřit v takovém plánu např. v šikmých směrech by pak bylo zbytečně obtížné. Z toho důvodu Minkowski zavedl jednotné měřítko pro měření prostoru i času a za toto měřítko si zvolil jeden metr. Vytvořil tím tzv. **geometrodynamickou soustavu jednotek**, v níž jedna sekunda běžného času měří 299792458 metrů, to jest stejnou vzdálenost, jakou světlo urazí právě za tuto jednu sekundu. Pokud v takovéto soustavě sestrojíme zjednodušený diagram, kde vodorovná osa znázorňuje vzdálenost v prostoru a svislá osa vzdálenost v čase (obojí měřeno v metrech), pak vše, co se pohybuje rychlostí světla, urazí za 299792458 metrů času přesně stejný počet metrů v prostoru. Všimněme si, že rychlost (podíl dráhy a času) je v této soustavě jednotek bezrozměrným číslem, neboť jak dráhu, tak i čas zde měříme v metrech, které se v podílu navzájem vyruší. Pokud bychom navíc zvolili za jednotku délky vzdálenost 299792458 m na místo 1 m, vyšla by rychlost světla přesně $c = 1$. Tuto vlastnost fyzikové skutečně s povděkem využívají pro definování tzv. **přirozené soustavy jednotek**, o níž budu podrobněji hovořit ve 3. kapitole. Pohyb rychlostí světla je tedy v tomto, tzv. **Minkowského diagramu** znázorněn přímkami, stoupajícími přesně pod úhlem 45° .



Obr. 6: Minkowského diagram

Veškeré pomalejší pohyby znázorňují v Minkowského rovině křivky odklánějící se od kolmice pod úhlem nižším, než 45° a rychleji než světlo se již nemůže pohybovat nic (nelze odmocnit záporné číslo – viz vztah (1.4)).

Fyzikální zákony se v Minkowského čtyřrozměrném prostoročase velmi zjednodušily. Platí v něm např. jistým způsobem převrácená Pythagorova věta. Pokud např. chceme zjistit, jaký čas uplynul na hodinkách Boba za jednu sekundu uplynulší na hodinkách Alice, pakliže se vlak řítí vzhledem k Alici poloviční rychlostí světla, Minkowského diagram bude vypadat následovně:



Obr. 7: Fyzikální zákony v Minkowského prostoročase

a odpovídající výpočet vlastního času lodi bude znít

$$t'^2 = t^2 - s^2, \quad (1.5)$$

tedy jako by si v Minkowského rovině přepona a časová odvěsna žlutě vyznačeného trojúhelníku v Pythagorově větě navzájem vyměnily místa. Čtverec nad přeponou nyní není roven součtu, ale naopak rozdílu čtverců nad odvěsnami. Podivná geometrie Minkowského prostoročasu je matematicky popsána tzv. **hyperbolickými funkcemi** a nazýváme ji proto **hyperbolickou geometrií**.

Dosadíme-li sem konkrétní čísla z obr. 7, máme

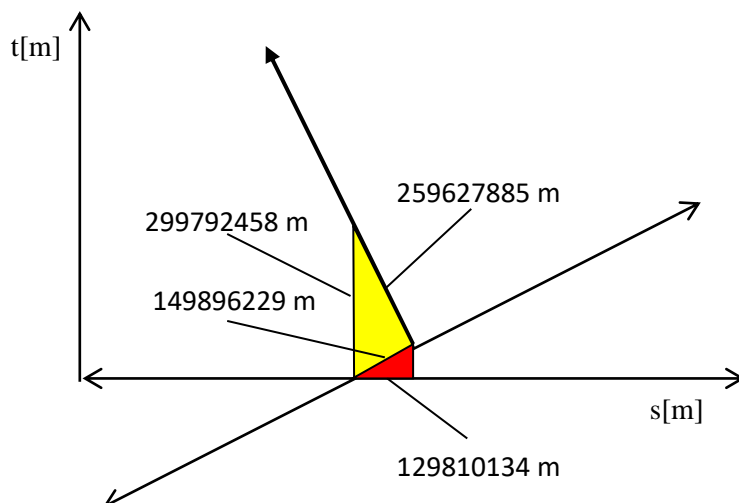
$$t'^2 = 299792458^2 - 149896229^2 \approx 6.74 \cdot 10^{16} \text{ m}^2 \quad (1.6)$$

čili

$$t' \approx 259627885 \text{ m}. \quad (1.7)$$

Zatímco na hodinkách vnějšího „nehybného“ pozorovatele uplyne jedna sekunda, neboli 299792458 metrů času, na hodinkách cestujícího uvnitř vlaku uplyne jen 259627885 metrů času, to jest asi 0,866 sekundy.

Pokud bychom se chtěli zbavit této podivné deformace Pythagorovy věty v Minkowského rovině, museli bychom se vrátit k Einsteinovskému diagramu, jaký jsem znázornil na obr. 8.



Obr. 8: Minkovského vs. Einsteinův diagram

Na modifikovaném diagramu 8 je znázorněna soustava kosmické lodi jakoby pootočená vůči soustavě vnějších „nehybných“ pozorovatelů. Vidíme, že nyní je strana žlutého trojúhelníka mířící ve směru času „nehybných“ pozorovatelů skutečně tou nejdelší úsečkou a tedy přeponou, zatímco strana mířící ve směru času uvnitř lodi je zkrácena. Z podobnosti obou žlutě vyznačených trojúhelníků na grafech 7 a 8 plyne, že je zkrácena přesně stejným faktorem 0,866 představujícím zpomalení plynutí času uvnitř lodi. V takto zobecněném diagramu je však třeba mít vždy na paměti, že rychlosti světla nyní neodpovídá pootočení o 45° , ale teprve o 90° .

Můžeme si všimnout ještě jednoho pozoruhodného efektu, který jsem pro snadnější rozlišení znázornil pro změnu červeným trojúhelníkem. Jestliže pozorovatel ve vlaku bude měřit délku tohoto vlaku a jestliže naměří řekněme půl světelné sekundy, tzn. 149896229 m (bude to tedy poměrně dlouhý vlak – světlo poletí z jednoho konce na druhý celou půlsekundu), pak z podobnosti žlutého a červeného trojúhelníka plyne, že průmět této délky do soustavy „nehybných“ pozorovatelů bude zkrácen faktorem 0,866. Vlak se tedy bude těmto vnějším pozorovatelům jevit dlouhý pouze 129810134 m . Tento další relativistický jev je znám jako **kontrakce délek**.

Tím ovšem výčet podivností zdaleka nekončí. Představme si kosmickou loď, která neustále zrychluje, aby udržela uvnitř kabiny příjemné zrychlení 1 g , imitující běžnou pozemskou gravitaci. Podle klasické mechaniky by se zdálo, že loď po ne příliš dlouhé době konstantního zrychlování nutně musí překonat rychlost světla. Ve skutečnosti však právě tomuto účinně brání jevy dilatace času a kontrakce délek. Pro Boba, cestujícího uvnitř lodi, se s narůstající rychlostí budou neustále více zkracovat veškeré vzdálenosti ve směru jeho letu. Za pouhých 50 let vlastního času tak bude schopen doletět ze Země až do našeho nejbližšího galaktického souseda – galaxie M31, která je ale (měřeno pozemskými měřítky) vzdálena $60\,000$ světelných let. Z pohledu Alice, která jej po celou dobu jeho letu pozoruje ze Země dalekohledem (samozřejmě jen za předpokladu, že by dokázala žít $60\,000$ let), však Bob ani na okamžik nepřekonal rychlost světla. Po celou svoji cestu se k této rychlosti pouze stále více přibližoval.

Zatímco Bob vysvětlí své pozorování (to, že dokázal za několik desítek let doletět do cizí galaxie, odkud k nám i světlo cestuje $60\,000$ let) jednoduše relativistickou kontrakcí délek. Naproti tomu Alice to má o něco složitější. Skutečnost, že Bob během své cesty zestárl pouze o 50 let, zatímco ona o $60\,000$ let, vysvětlí relativistickou dilatací času. Aby však vysvětlila skutečnost, že Bob po celou dobu své cesty nikdy nepřekročil rychlost světla, přesto, že pociťoval stále zrychlení 1 g , musí přijmout fakt,

že Bobova původní hmotnost m_0 se během letu rovněž měnila Lorentzovou transformací, a to podle vztahu

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1.8)$$

a podobně se chovala také veličina zvaná **hybnost** p , která je součinem hmotnosti a rychlosti:

$$p = \frac{p_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (1.9)$$

Bobovi, i kdyby měl k dispozici sebesilnější raketový motor, se z pohledu Alice nikdy nemůže podařit překonat rychlost světla, neboť jeho setrvačná hmotnost, měřená v soustavě Alice, bude narůstat úměrně tomu, jak se bude této rychlosti blížit. Protože setrvačná hmotnost vytváří odpor proti dalším změnám rychlosti, nebude Bob nikdy schopen dosáhnout rychlosti světla. Jeho relativistická hmotnost by v tu chvíli totiž dosáhla nekonečné hodnoty, což není možné.

2. Obecná teorie relativity

V roce 1908 byla speciální teorie relativity (STR) formálně hotová a Albert Einstein cítil, že tento nový model reality, měnící od kořenů zažitě Newtonovské představy o světě kolem nás, nezůstane bez významného vlivu též na Newtonovu teorii gravitace. To je velmi prostinký fyzikální zákon, který říká, že každá hmota M vyvolává přitažlivý gravitační silový účinek na jinou hmotu m a čím jsou ony dvě hmoty větší, tím větší silou na sebe vzájemně působí neboli $F \sim M \cdot m$. Co už ale neplyne úplně intuitivně, je závislost gravitační síly na vzdálenosti. Tu je potřeba nějak spočítat. Tento výpočet vlastně jako první neprovedl Isaac Newton, ale jeho kolega Robert Hooke.



Isaac Newton (1643 – 1727)



Robert Hooke (1635 – 1703)

Hooke postupoval následovně: představil si téměř bodový zdroj gravitačního pole a obklopil jej myšlenou sférou jednotkového poloměru. Tuto sféru ve druhém kroku v myšlenkách nafoukl do poloměru r a položil si otázku, v jakém vzájemném poměru budou nyní povrchy původní a nové nafouknuté sféry. Protože Hooke věděl, že povrch koule je $S = 4\pi r^2$ a poloměr původní sféry volil roven jedné, vyšel mu jednoduše hledaný poměr jako

$$p = \frac{4\pi \cdot 1}{4\pi \cdot r^2} = \frac{1}{r^2}. \quad (2.1)$$

Hooke si v myšlenkách představoval gravitační sílu jako soustavu vláken vycházejících z hmotných těles – tzv. **siločar**. Dále uvažoval, že počet siločar vycházejících z bodového středu gravitace je neměnný, takže se na povrchu každé myšlené sféry jejich hustota pouze nařídí, a to přesně v poměru p . Když tedy např. zdvojnásobíme vzájemnou vzdálenost gravitujících těles, jejich vzájemná přitažlivost klesne 2^2 krát, tj. čtyřikrát. Když to Hooke spojil vše dohromady, vyšel mu jednoduchý a elegantní zákon, podle kterého na sebe dvě hmotná tělesa působí gravitační silou

$$F \sim \frac{M \cdot m}{r^2}. \quad (2.2)$$

Pozornému čtenáři jistě neuniklo, že znaménko úměrnosti na místo rovnítka vyjadřuje skutečnost, že v teorii ještě schází nějaký parametr, který je potřeba stanovit experimentálně (teorie jeho velikost nepředpovídá). Síla mezi dvěma tělesy je sice přímo úměrná jejich hmotnostem a nepřímo úměrná kvadrátu jejich vzdálenosti, to ale ještě nic neříká o tom, jak je ve skutečnosti veliká. K zodpovězení této otázky potřebujeme změřit konstantu vyjadřující gravitační sílu mezi dvěma tělesy o hmotnostech 1 kg, vzdálenými od sebe 1 metr.

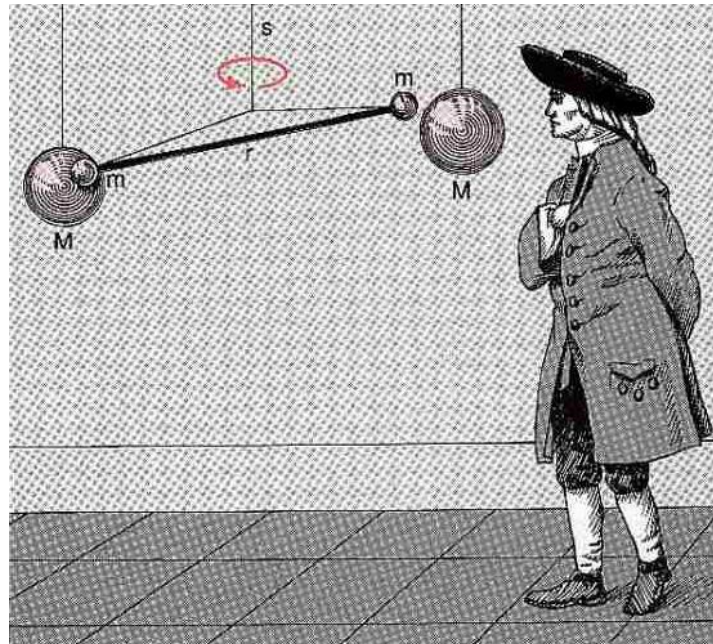
Přesné měření této konstanty provedl Henry Cavendish roku 1798 za pomoci zařízení zvaného **torzní váhy**. Jedná se v podstatě o dvě stejně hmotné masivní (např. olovené) koule spojené tyčí, zavěšenou v těžišti celé soustavy na velmi tenkém a dlouhém lanku. V podstatě jde tedy o jakousi činku na drátku. Pokud k jedné z olovených koulí přiblížíme jiné masivní těleso z jedné strany a ke druhé ocelové kouli obdobné masivní těleso z druhé strany, začne mezi nimi působit gravitační síla, a celý systém se začne otáčet. Jak se ale lanko postupně zkrucuje, jeho torzní napětí stoupá a působí proti gravitační síle. Jakmile se obě síly vyrovnají, pohyb ustane. Pokud známe odpovídající odporovou sílu

kladenou vláknem při torzi (zkrucování), jsme schopni z naměřeného úhlu otočení stanovit velikost gravitační síly. Dnes uváděná hodnota gravitační konstanty zní:

$$G = 6,674 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2} \quad (2.3)$$



Henry Cavendish (1731 – 1810)



Obr. 9: Cavendishovy torzní váhy

Úplné znění Newtonova gravitačního zákona tedy je

$$F = G \frac{M \cdot m}{r^2}. \quad (2.4)$$

V 18. století byl postupně rozpracován koncept další veledůležité veličiny, která dostala název **energie**. Ta byla definována jako součin síly a dráhy, podél níž síla působí. Bylo vypočteno, že síla F , působící po dráze r , dodá tělesu hmotnosti m pohybovou energii

$$E = F \cdot r = \frac{1}{2} m v^2, \quad (2.5)$$

kde v je finální rychlost tělesa.

Změna pohybové energie tělesa hmotnosti m vyvolaná gravitační silou F na dráze r , je pak dána výrazem

$$\Delta E = F \cdot r = \frac{GMm}{r} = \frac{1}{2} m v^2, \quad (2.6)$$

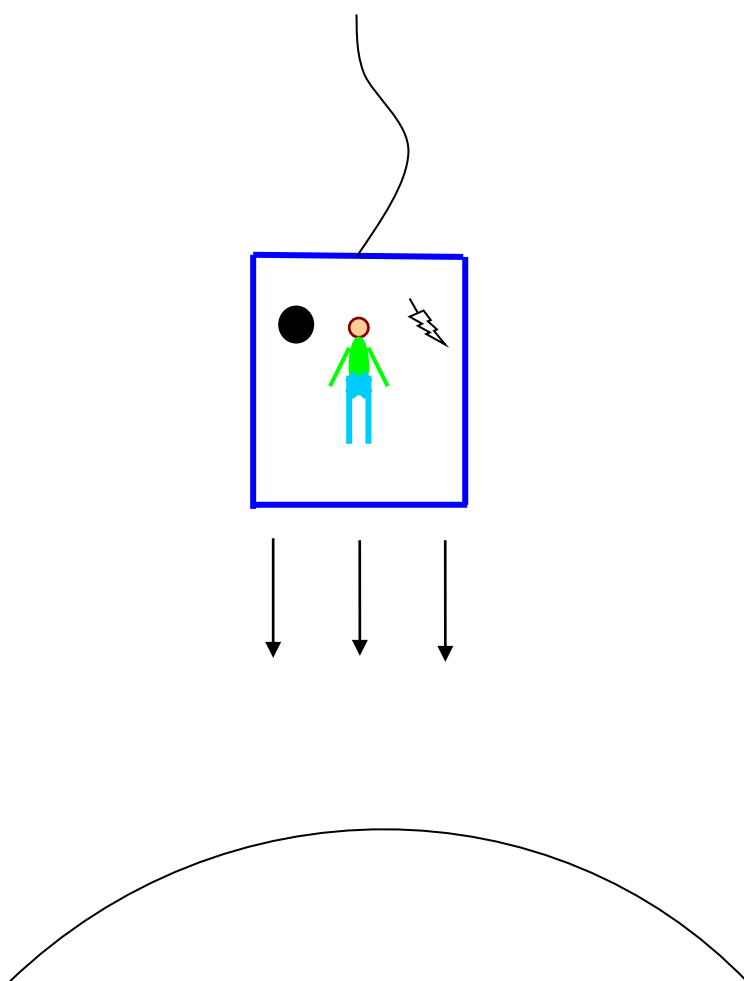
odkud pro rychlost tělesa plyne

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r}}. \quad (2.7)$$

V takovémto okamžiku je vždy nutné se zastavit a položit si otázku, co že jsme to vlastně spočetli.

Vzpomeneme-li si na Galileiho experimenty s volným pádem těles, a experimenty konané v uzavřeném podpalubí lodi, vyvstanou nám na mysl zajímavé situace, při nichž lze relativně jednoduchými prostředky gravitaci buď úplně vyrušit, nebo ji naopak uměle vytvořit v místech, kde není žádná hmota.

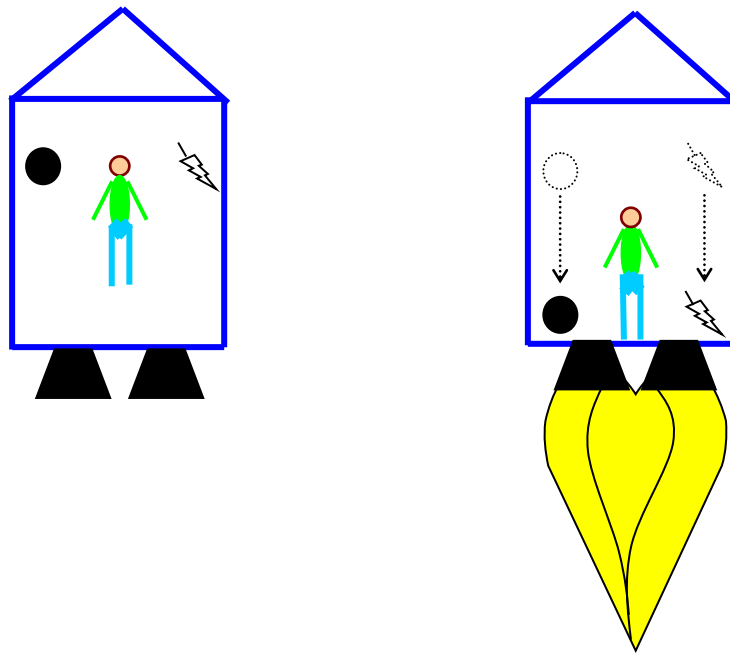
První případ nastane např. v kabině utrženého výtahu, který začne volně padat k zemi. Jak už prokázaly Galileiho experimenty, umístíme-li do takovéto kabiny olověnou kouli a peříčko, budou kabina, i oba předměty v ní padat se stejným zrychlením. Olověná koule i peříčko se tak budou uvnitř kabiny volně vznášet, jako by žádná gravitace neexistovala.



Obr. 10: K odvození principu ekvivalence

Druhý případ můžeme simulovat např. prostřednictvím rakety vznášející se kdesi volně ve vesmíru, daleko od všech gravitujících hmot. Umístíme-li v kabině do stejné výšky opět olověnou kouli a peříčko, budou se i nyní obě tělesa volně vznášet v prostoru, analogicky, jako v kabině padajícího výtahu. Jakmile ale zapneme raketové motory, začne se podlaha kabiny se zrychlením pohybovat

naproti oběma volně plovoucím předmětům, dokud se s nimi nesrazí. Nikoho v tomto případě jistě nepřekvapí, že ke srážce obou předmětů s podlahou došlo přesně ve stejný okamžik.



Obr. 11: K odvození principu ekvivalence

Pokud bude s oběma předměty uvnitř kabiny přítomen vždy ještě pozorovatel, nebude nikdy schopen s pomocí žádného experimentu rozhodnout, zda se jedná o výtah stojící na zemi, či zrychlující kosmickou loď kdesi ve vzdáleném vesmíru. Stejně tak nebude schopen odlišit padající výtahovou kabinu v zemském gravitačním poli od kabiny kosmické lodi vznášející se volně v prázdném prostoru.

Uvedené myšlenkové experimenty vyjadřují velmi důležitý princip, formulovaný poprvé Albertem Einsteinem okolo roku 1910 – **princip ekvivalence gravitační a setrvačné hmoty**. Důležitost tohoto principu pro hlubší porozumění gravitaci vypluje na povrch v okamžiku, kdy si uvědomíme, jak mocné záruky nám nabízí. Veškeré děje v gravitačním poli lze dle tohoto principu redukovat na popis inerciálních a neinerciálních pohybů probíhajících v prázdném prostoru bez hmoty a gravitace, které jsme schopni částečně uchopit již aparátem STR.

Náš výpočet, který jsme provedli výše ve vztahu (2.7), neříká nic menšího, než jakou rychlostí se bude pohybovat předmět puštěný volným pádem z nekonečné vzdálenosti od gravitujícího tělesa hmotnosti M , a to ve chvíli, kdy bude tento předmět vzdálen r metrů od centra gravitačního pole do něhož padá (např. středu gravitující planety, či hvězdy). Princip ekvivalence nám navíc zaručuje, že rozdíl v chodu hodin umístěných v nekonečnu a hodin na souřadnici r , bude dán Lorentzovou transformací času při rychlosti v . To jest stejným vztahem, jakým jsme v předchozí kapitole počítali rozdíl v chodu hodin ve stojící a pohyblivé soustavě.

Po dosažení za rychlost do Lorentzovy transformace času, tak obdržíme výsledek

$$t' = t \sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}}, \quad (2.8)$$

známý jako **gravitační dilatace času**. Jedná se o další překvapivý závěr logicky plynoucí z experimentů Galileiho, Ampéra a Faradaye. Čas se v gravitačním poli zpomaluje, a to tím více, čím

větší je hmotnost M a čím menší je vzdálenost r od středu. Ještě jinak řečeno, vlastní čas běží tím pomaleji, čím menší (zápornější) je veličina

$$\varphi = -\frac{GM}{r} \quad (2.9)$$

vystupující pod odmocninou ve vztahu pro gravitační dilataci času, zvaná **potenciál gravitačního pole**. Nejrychleji tak běží čas ve vzdálenosti $r = \infty$ od středu gravitačního zdroje, kde je potenciál nulový.

Položme si nyní podobnou otázku, jakou jsme si položili při vyšetřování Lorentzovy transformace času. Zeptejme se, jak silný potenciál gravitačního pole by dokázal čas úplně zastavit. Jinými slovy, kdy můžeme dostat ve vztahu pro gravitační dilataci času pod odmocninou nulu? Odpověď zjevně zní: když bude

$$\frac{2GM}{rc^2} = 1. \quad (2.10)$$

Vyjádríme-li odtud poloměr r , dostáváme velmi pozoruhodnou sféru:

$$r = \frac{2GM}{c^2}, \quad (2.11)$$

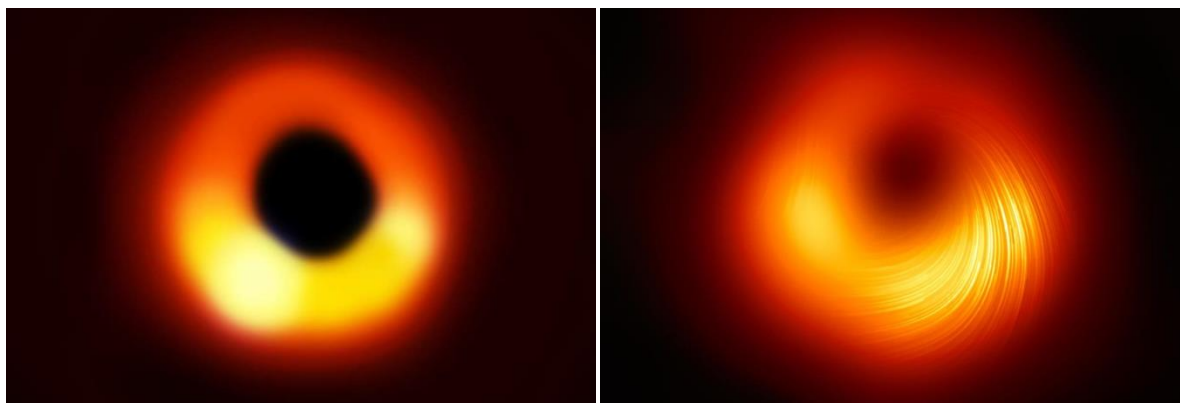
známou jako **Schwarzschildův horizont událostí** (dále budu používat většinou jen zkrácený název **horizont**). Pokud by se podařilo stlačit hmotu M pod tento poloměr, stane se hned několik zajímavých věcí:

- 1) Čas na horizontu se vzhledem ke vzdálenému pozorovateli úplně zastaví.
- 2) Rychlost tělesa upuštěného vzdáleným pozorovatelem se na horizontu rovná rychlosti světla.
- 3) Úniková rychlost na horizontu je rovna rychlosti světla (zpod horizontu již nic neunikne).



Obr. 12: Umělecké ztvárnění černé díry

Objekt, který jsme zde právě vypočetli, se nazývá **černá díra**. Poloměr, do kterého bychom museli stlačit např. Zeměkouli, aby se stala černou dírou, činí asi 9 mm a zcela jistě by se to nikomu nepodařilo. Naproti tomu u masivních hvězd může být tento poloměr v desítkách kilometrů a o potřebné stlačení se dokáže postarat sama jejich gravitace.



Obr. 13: Historicky první pořízené snímky černé díry. Supermasivní černá díra v srdci superobří galaxie Messier 87 vzdálené 55 milionů světelných let, má hmotnost 6,5 miliardy Sluncí a průměr 150 astronomických jednotek. Denně spoliká hmotu odpovídající asi 90 Zeměkoulím.

Za otce fyziky černých děr je považován Karl Schwarzschild, který se narodil ve Frankfurtu nad Mohanem a byl tzv. „zázračným dítětem“ – již v 16 letech např. publikoval článek o nebeské mechanice. Studoval ve Štrasburku a Mnichově a v roce 1896 získal doktorát za práci o teoriích Henriho Poincarého.

Od roku 1897 pracoval jako asistent na observatoři ve Vídni, kde vytvořil formuli pro výpočet optické hustoty fotografického materiálu, která byla významná pro zpřesnění měření intenzit slabých astronomických zdrojů. Od roku 1901 do roku 1909 byl profesorem na institutu v Göttingenu, kde měl příležitost spolupracovat s veličinami tehdejší doby, jako byl David Hilbert nebo Hermann Minkowski.

Po vypuknutí 1. světové války v roce 1914 se připojil k německé armádě. Sloužil na východní i západní frontě a dosáhl hodnosti poručíka u dělostřelectva. Právě během své služby napsal v roce 1916 v Rusku tři důležité články – dva týkající se teorie relativity a jeden o kvantové mechanice. Jeho práce o teorii relativity představovala první přesné řešení Einsteinových rovnic obecné teorie relativity, které je dnes označováno jako **Schwarzschildova metrika** a je úzce spojeno s počátky studia černých děr. Zanedlouho na to byl v zákopové válce těžce raněn a domů se vrátil jako invalida v březnu 1916. Dva měsíce poté následkům svých zranění podlehl.

Již v 19. století se čistě matematickou stránkou takovýchto řešení zabýval rovněž francouzský matematik A. L. Cauchy. **Globální Cauchyho hyperplochou** dnes na jeho počest nazýváme takovou množinu bodů daného prostoročasu, jež umožňuje na základě potřebného souboru počátečních podmínek na této hyperploše jednoznačně určit fyzikální situaci v celém prostoročase, tj. **předpovědět** hodnoty polí, polohy a pohyby všech částic v libovolném časovém okamžiku v budoucnosti nebo minulosti. Taková je situace třeba v plochém Minkowského prostoročase STR, kde např. každá hyperplocha $t = \text{const.}$ je globální Cauchyovou hyperplochou.



Karl Schwarzschild (1873 – 1916)

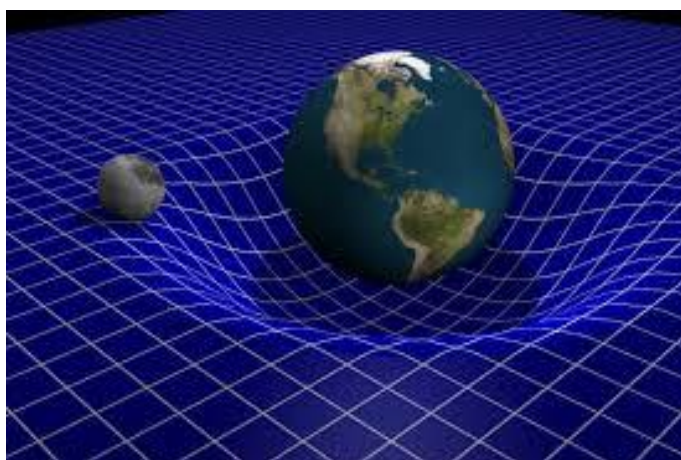


Baron Augustin-Louis Cauchy (1789 – 1857)

V situaci, kdy je z prostoročasu Schwarzschildovým horizontem vyříznuta určitá oblast, však nevyhnutelně budou existovat i dráhy, které při svém prodloužení z oka pozorovatele dál do minulosti

narazí na odstraněnou oblast a nemohou tak pokračovat do ještě vzdálenější minulosti. Klasická předpověď budoucích událostí učiněná na základě znalosti událostí na nějaké vzdálené Cauchyově hyperploše, v takovém prostoročase není v principu možná. Události, jež mohou příčinně ovlivňovat pozorovatele v prostoročase OTR, jsou zde omezeny nejenom konečnou rychlostí šíření signálů, tak, jako tomu bylo i v plochem Minkowského prostoročase STR, ale rovněž skutečností, že samo předivo prostoročasu může být děravé. Kuželová hyperplocha, oddělující oblast prostoročasu, v níž lze předvídat evoluci na základě údajů z dané Cauchyovy hyperplochy od oblastí, kde to není možné, se nazývá **Cauchyho horizont**.

Obecná teorie relativity popisuje gravitaci v pojmech zakřivení prostoročasu. Místo abychom přemýšleli o nějakém mysteriózním působení na dálku (zvaném gravitace), zasahujícím ven ze Země a udržujícím Měsíc na jeho oběžné dráze, obecná teorie relativity nabízí představu, že Země vytváří jakýsi „důlek“ v prostoročase, podobný důlku, který by vytvořila bowlingová koule, kdybychom ji položili na nataženou gumovou plachtu. Měsíc, který zakřiveným prostoročasem sleduje dráhu nejmenšího odporu, je tak nucen obíhat kolem Země podobně jako kulička, jež krouží kolem důlku na gumové plachtě, vytvořeného bowlingovou koulí.



Obr. 14: Gravitace jako zakřivený prostoročas

Tato analogie je samozřejmě značně zavádějící, neboť využívá gravitaci k vysvětlení gravitace. Bez již existující gravitace Země by samozřejmě bowlingová koule do gumové plachty vůbec žádný důlek nemáčkla. Pro hrubou představu některých jevů jsou však podobné analogie poměrně užitečné.

V první kapitole jsme viděli, že ve čtyřrozměrném prostoročase nelze od sebe oddělit pohyb v prostoru a pohyb v čase. Prostoročas je jednotné kontinuum a veškeré pohyby je potřeba uvažovat pouze v rámci tohoto kontinua. Správným způsobem popisu pohybu pak již není obyčejná třírozměrná rychlost a zrychlení, ale čtyřrychlost a čtyřzrychlení. Celková rychlost každého objektu v prostoročase – tzv. **čtyřrychlost** – je neustále a za všech okolností přesně rovna rychlosti světla. Pokud objekt zrychluje řečneme v prostorovém směru, potom se jeho vlastní čas zpomaluje přesně takovým způsobem, aby výsledná čtyřrychlost zůstala vždy rovna rychlosti světla.

Všechny objekty ve vesmíru mají tedy stejnou velikost čtyřrychlosti. Objekty, které se pohybují rychleji v prostoru, se proto musí pohybovat pomaleji v čase a naopak. Objektům, které se pohybují rychlostí světla v prostoru (např. světlu) již nezbyvá žádná složka rychlosti ve směru časové osy, a proto se v čase nepohybují vůbec.

Ukázali jsme si, že gravitační pole je nejen oblastí různě deformovaného prostoru, ale též různě deformovaného času. Těleso vypuštěné z klidu, má ve skutečnosti už na počátku čtyřrychlost rovnu rychlosti světla. Akorát že tato čtyřrychlost všechna míří ve směru časové osy. Prostoročas je ale přítomností hmoty zakřiven a vektor času tak (velmi obrazně řečeno) již není kolmý na vektory prostoru – těleso, pohybující se zprvu pouze ve směru časové osy, tak postupně získává nenulovou

rychlost i v určitém prostorovém směru. Je to dáno tím, že tok času se ve směru klesajícího potenciálu (tj. rostoucí intenzity) gravitačního pole postupně zpomaluje. Jinak řečeno, ve směru sílicího gravitačního pole běží čas stále pomaleji (vztaženo k asymptotickému nekonečnu). Jak se těleso noří stále hlouběji a hlouběji do gravitačního pole, jeho rychlost v časovém směru postupně klesá. Protože se však celková čtyřrychlost zachovává a musí být stále rovna rychlosti světla, logicky to vede k závěru, že těleso musí zrychlovat v prostoru a toto zrychlení navíc musí mít směr klesajícího gradientu rychlosti toku času, to jest směr klesajícího potenciálu gravitačního pole – těleso padá.

OTR tak velmi elegantně objasňuje podstatu gravitačních sil. Neříká však vůbec nic o mikroskopických příčinách zakřivování geometrie prostoročasu hmotou. Objasnění právě těchto příčin se budeme věnovat v dalších kapitolách.

Vrátíme-li se ještě na chvíli k našemu modelu gravitace simulované prostřednictvím gumové plachty, pak změny gravitačního působení lze vyvolat „pohupováním“ hmotnostmi v takovémto „gumovém“ prostoročase, čímž vzniknou vlny (podobné vlnám, jaké byste vytvořili na gumové plachtě, kdybyste na ní pohupovali nahoru a dolů bowlingovou koulí), jež se šíří rychlostí světla. Existenci těchto **gravitačních vln** předpověděla Einsteinova obecná teorie relativity a potvrdily ji výzkumy hvězdných soustav známých jako binární pulsary.



Obr. 15: Gravitační vlny generované binárním systémem neutronových hvězd, nebo černých děr

Kolem společného těžiště v nich obíhají dvě neutronové hvězdy, jež právě ve formě gravitačního záření ztrácejí tolik energie, že to vede k měřitelným změnám doby jejich oběhu.



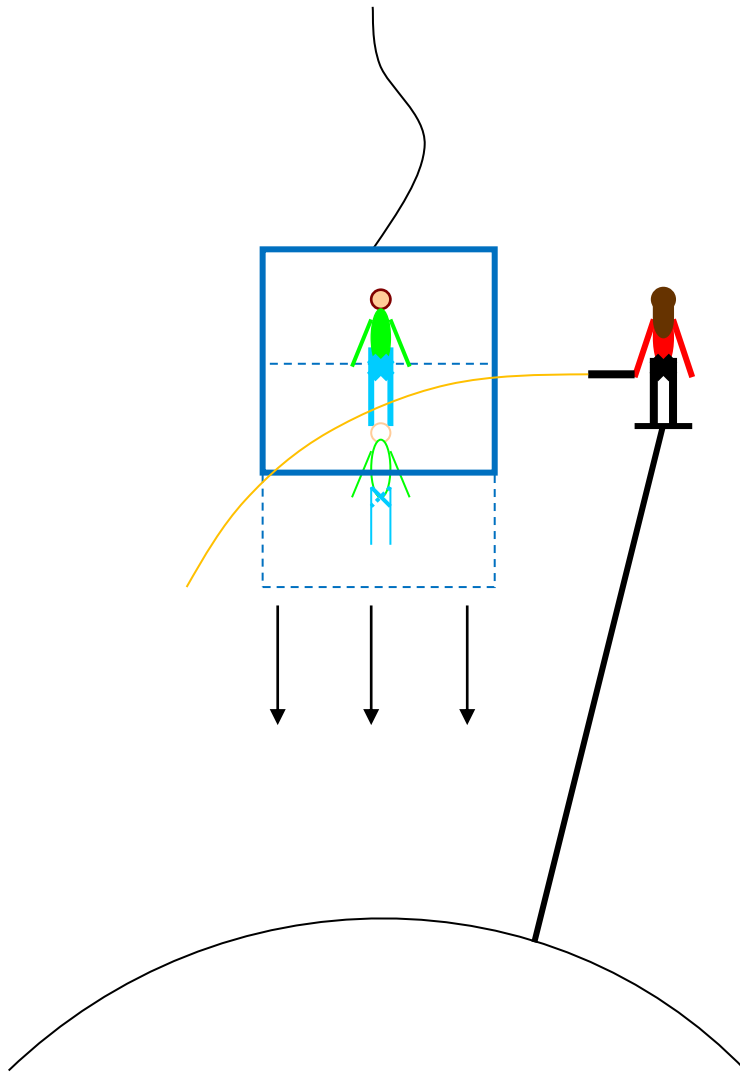
Russell Alan Hulse (1950)



Joseph Hooton Taylor, Jr (1941)

Rozsah, v němž se tato oběžná doba mění, se přesně shoduje s konkrétní předpovědí obecné teorie relativity pro takový případ. Příslušný objev byl považován za tak důležitý, že badatelé, kteří ho

uskutečnili – Russell Hulse a Joe Taylor – za něj v roce 1993 obdrželi Nobelovu cenu.



Obr. 16: Ohýbání světla v gravitačním poli

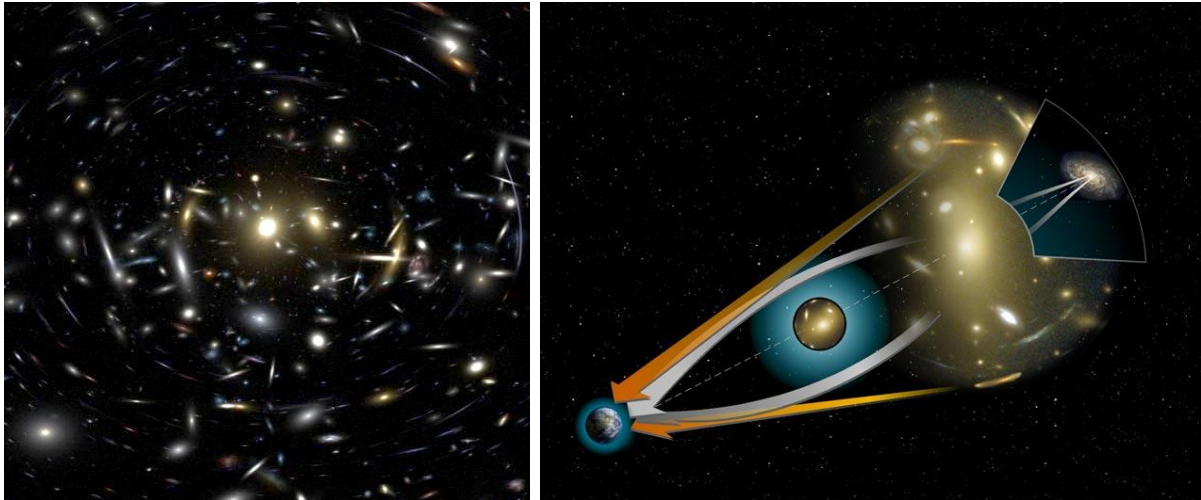
V souvislosti s tímto novým chápáním gravitace stojí za zmínku ještě jeden pozoruhodný jev, související s principem ekvivalence. Představme si na chvíli opět utrženou kabinu výtahu, řítící se k zemi s nebohým Bobem uvnitř. Uvažujme dále Alici, která stojí s připraveným laserovým ukazovátkem v jednom z pater, kterými Bob každou chvíli prosvítí. Předpokládejme, že v každé z protilehlých stěn kabiny je přesně ve výšce 1 metr nad podlahou vyvrtán otvor, kterým může laserový paprsek Alice proletět skrz celou kabinu a být zaznamenán detektorem připevněným uvnitř šachty výtahu.

V okamžiku, kdy kabina s Bobem prolétne kolem Alice, posvítí Alice laserem vodorovně přímo do připraveného otvoru v kabině. Bob se uvnitř kabiny volně vznáší a nepocítuje žádné síly. Jeho soustava je tedy podle všech pravidel lokálně inerciální a světelné paprsky se v ní pochopitelně šíří vždy přesně přímočaře. Boba tedy nikterak nepřekvapí, že paprsek vystoupí ven z kabiny otvorem na protilehlé straně kabiny. A samozřejmě dopadne na detektor, který oznámí zásah.

Z pohledu Alice se však stalo něco velmi podivného. Během průletu paprsku kabinou výtahu se totiž padající kabina s Bobem vertikálně posunula vzhledem k Alici směrem dolů. Jak potom ale mohl světelný paprsek proletět skrz druhý otvor a být objektivně zachycen detektorem?

Jakmile si celou situaci názorně nakreslíme, budeme mít ihned jasno. Jediným správným řešením tohoto zdánlivého paradoxu je skutečnost, že se světelné paprsky v gravitačním poli ohýbají. Zatímco Bob volně poletuje v lokálně inerciální soustavě a jeho paprsky jsou tedy dokonalé přímky, Alice je neinerciální pozorovatelkou – pociťuje gravitační sílu planety a v její soustavě tedy gravitace světelné paprsky ohýbá.

Tento jev dnes dobře znají astronomové, kterým gravitace blízkých galaxií velmi často deformuje obraz těch vzdálenějších, což se nazývá **gravitační čočka**.



Obr. 17: Efekt gravitační čočky

Toto však není zdaleka jediný efekt, kterým gravitace deformuje světelný signál. Představme si opět Alici s Bobem, kteří se budou dorozumívat na různých hladinách potenciálu gravitačního pole (různých ekvipotenciálních plochách) pomocí krátkých bliknutí baterky. Nechť je např. Bob níž v gravitačním poli (tedy na nižším potenciálu), než Alice. Nechť Bob stojí např. na povrchu Země, zatímco Alice „visí“ na geostacionární dráze 36 000 kilometrů nad Bobovou hlavou. Prozkoumejme, co se stane, jestliže nyní začne Bob vysílat směrem k Alici světelné signály v přesně sekundových intervalech – rozumějme, v sekundových intervalech podle Bobových hodin.

Jak jsme si ukázali výše, čas běží na nižším (rozuměj zápornějším) potenciálu pomaleji než v místech, kde je potenciál gravitačního pole vyšší (bližší nule), jako je např. stanoviště Alice. Za jednu sekundu na Bobových hodinkách, tak uplyne na hodinkách Alice víc než jedna sekunda. To ale znamená, že Bobovy signály budou k Alici přicházet v poněkud delších než sekundových intervalech. A nejen Bobovy signály, ale veškeré dění na Zemi bude Alice vnímat jakoby zpomalené.

To ale ještě není všechno. V první kapitole jsme si řekli, že podle Maxwellovy elektrodynamiky je světlo elektromagnetickým vlněním. Vlnění přitom není nic jiného než periodické kmitání šířící se prázdným prostorem. Kmitání je periodický proces analogický např. rozsvícení a zhasínání Bobovy baterky v pravidelných sekundových intervalech. Průchod hřebene každé světelné vlny Aliciným okem si můžeme představit jako jeden záblesk.

Jestliže tedy Bob ze Země posvítí např. zeleným laserovým paprskem vzhůru směrem k Alici, frekvence světla, které Alice spatří, bude snížena vlivem gravitační dilatace času. V onom úzkém proužku elektromagnetického spektra, které jsme schopni vnímat svým zrakem, a kterému říkáme světlo, patří ty nejvyšší frekvence barvě, kterou vnímáme jako fialovou. Naopak nejnižší viditelné frekvence světla vnímáme jako červenou barvu. Z toho důvodu hovoříme o **gravitačním rudém posuvu frekvencí**, jestliže se světlo pohybuje z oblasti nižšího gravitačního potenciálu do oblasti vyššího gravitačního potenciálu a v důsledku rozdílného chodu času na těchto potenciálech se jeho barva posouvá směrem k červenému konci spektra.

Jak jistě tušíte, existuje rovněž opačný jev. Jestliže by Alice naopak posvítila laserem z oběžné dráhy na Zem směrem k Bobovi, postupovalo by nyní světlo z oblasti o vyšším gravitačním potenciálu do oblasti s nižším gravitačním potenciálem a v důsledku gravitační dilatace času by se jeho frekvence posouvala naopak k fialovému konci spektra. V tomto případě hovoříme o **gravitačním fialovém posuvu**.

V této kapitole jsem naznačil pouze základní myšlenky a principy, na nichž Einstein vystavěl svoji monumentální teorii gravitace – **obecnou teorii relativity** (OTR). Myšlenky, se kterými se Einstein pravděpodobně potýkal již v průběhu svého působení coby profesor pražské Německé univerzity, v roce 1911. Převést tyto ideje do konzistentní matematické podoby tak, aby vznikla skutečná teorie gravitačního pole, byl však nepředstavitelně obtížný úkol. Gravitační potenciál, a tedy deformace prostoru a času, se od místa k místu neustále mění a curyšská Polytechnika, na které Einstein v letech 1896 – 1900 vystudoval, jej technicky nepřipravila na řešení tak obtížného úkolu. Einsteinovi chyběla i nezákladnější průprava v matematických disciplínách jako je tenzorová analýza a diferenciální geometrie, které se dnešní studenti fyziky učí již od prvního semestru.

Byl to jeho kamarád Marcel Grossmann – profesor matematiky v Curychu – který Einsteina naučil tyto partie matematiky, bez nichž by OTR nikdy nedokázal formulovat. Po pravdě řečeno, když Einstein poprvé přišel za Grossmannem se svojí myšlenkou o propojení STR s gravitací, o tenzorové analýze a diferenciální geometrii nikdy před tím ani neslyšel. A tak se Einstein s velkou Grossmannovou pomocí odhodlal zvládnout nástrahy diferenciální geometrie. Grossmann učil Einsteina matematiku, Einstein naučil Grossmanna zas něco té fyziky. Z počátku (v letech 1912 – 1913) zápolili s teorií gravitace Grossmann a Einstein společně. Koncem roku 1912 dokonce spolu publikovali jakousi pracovní verzi teorie gravitace, která ještě nesplňovala princip relativity – závisela na speciální třídě vztažných soustav. Ke správnému tvaru rovnic gravitačního pole, nezávislému na význačných vztažných soustavách, dospěl Einstein až po stovkách pokusů a omylů o 3 roky později, víceméně již bez pomoci Grossmanna a jsa zcela vyčerpán. Prvenství za tento objev musí být však ve skutečnosti připsáno jinému géniovi 20. století – německému matematiku Davidu Hilbertovi. Na podzim roku 1915, když si Einstein ještě klestil cestu ke správnému zákonu a dělal při tom jednu matematickou chybu za druhou, dumal Hilbert o myšlenkách, které slyšel od Einsteina při jeho letní návštěvě v Göttingenu. Přišel při tom na klíčový nápad využít k řešení problému tzv. **variační princip** a brzy skutečně získal správný tvar gravitačního zákona. Odvodil jej nikoliv pracnou Einsteinovskou cestou plnou pokusů a omylů, ale elegantním a pregnantním matematickým způsobem a v rekordně krátkém čase. Své odvození správného tvaru gravitačního zákona poprvé prezentoval na setkání Královské akademie věd v Göttingenu 20.11.1915, pět dní před Einsteinovou prezentací téhož zákona na zasedání Pruské akademie věd v Berlíně.



Marcel Grossmann (1878 – 1932)



David Hilbert (1862 - 1943)

Autorství však bylo zcela právem přiznáno Einsteinovi, neboť byl zdrojem veškerých nápadů – veškerých dílků skládačky, kterou pak Hilbert v konečné fázi pouze dokázal poskládat o něco rychleji.

3. Zrození kvantové mechaniky

V šedesátých letech 19. století se nám již dobře známý skotský fyzik James Clerk Maxwell zabýval kromě teorie elektromagnetického pole také další pozoruhodnou myšlenkou, že teplo je ve skutečnosti pohybovou energií kmitavého a rotačního pohybu částic látky – atomů a molekul. V době, kdy ještě nebyla existence atomů a molekul ani experimentálně prokázána a teplo bylo chápáno jako určité nehmotné fluidum, nazývané **flogiston**, to byla myšlenka vskutku kacířská a po velmi dlouhou dobu nebyla vědeckou obcí šířeji přijímána. V sedmdesátých letech ji však přesto začal rozvíjet rakouský fyzik Ludwig Boltzmann a v 80. letech se mu ji podařilo dotáhnout až do podoby testovatelné a velmi úspěšné teorie, která je dnes známa jako **statistická mechanika**. Boltzmann odvodil, že pohybová energie připadající na každý stupeň volnosti molekuly, je

$$E = \frac{1}{2} k_B T, \quad (3.1)$$

kde T představuje termodynamickou teplotu a k_B je konstanta úměrnosti, pojmenovaná po svém objeviteli **Boltzmannova konstanta**. Tak např. počet stupňů volnosti jediného atomu je roven 3, neboť atom se v prostoru může nezávisle pohybovat ve třech různých směrech (podél tří prostorových souřadnic). Pohybová energie jednoho volného atomu je tedy $E = \frac{3}{2} k_B T$.



Ludwig Eduard Boltzmann (1844 – 1906)

V krystalové mřížce jsou jednotlivé atomy navzájem svázány elastickými vazbami a jejich pohybová energie se proto periodicky přelévá do energie potenciální, asi jako když kmitá závaží na pružině. Takovýto systém nazýváme **lineární harmonický oscilátor**. Ve střední poloze se závaží pohybuje vždy maximální rychlostí (s největší pohybovou energií), zatímco v krajních polohách se na okamžik úplně zastaví – tehdy je veškerá energie přeměněna na energii potenciální. Průměrná pohybová energie je proto pouze polovinou energie celkové. Na každý stupeň volnosti atomu kmitajícího v krystalové mřížce by tak měla připadat celková energie $E = k_B T$.

Hloubka Boltzmannovy teorie dosahuje takových rozměrů, že zdaleka nevysvětluje jen podstatu tepla a jevů s teplem souvisejících, ale zasahuje rovněž do oborů jako je informatika, biologie, chemie a také optika, o které bych chtěl v této kapitole hovořit především.

V 19. století se fyzikové začali hlouběji zabývat jevem, který zná asi každý z běžného života – tělesa zahřátá na vysokou teplotu vyzařují světlo. Železná podkova, kterou zahřejeme nad plamenem na 500 °C ve tmě září temně rudou barvou. Pokud bychom ji zahřáli na 1000 °C, kdy kov začíná výrazně měknout, bude zářit jasně oranžovou barvou. Vlákno žárovky, rozžhavené na teplotu 2 000 – 3 000 °C svítí světlem žlutým světlem, povrch slunce, ohřátý na teplotu přes 5 000 °C vnímáme již téměř jako bílý. Některé masivní hvězdy však mohou mít povrchovou teplotu 20 000 – 30 000 °C a jejich světlo již vnímáme jako modrozelené až modré. Odtud pramení jejich název **modří obři**.

Vzpomeneme-li si na Maxwella a jeho elektrodynamiku, říkali jsme si, že barva světla závisí na frekvenci elektromagnetických vln dopadajících do našich očí. Je tedy zřejmé, že zahřátá tělesa ztrácejí teplo mimo jiné vyzařováním elektromagnetických vln a čím je povrch těles teplejší, tím vyšší frekvenci má jimi vydávané záření. Tělesa ohřátá na běžné teploty, jakou má třeba povrch lidského těla, vyzařují na tak nízkých frekvencích, že jejich záření pouhým okem nevnímáme. O jeho existenci se však můžeme snadno přesvědčit, pokud použijeme termokameru. S přibývajícím teplotou se spektrum vyzařovaných elektromagnetických vln posouvá ke stále kratším vlnovým délkám, přes oblast světelnou až do oblasti ultrafialové a rentgenové.

Důvod tohoto vyzařování snadno pochopíme, jakmile spojíme Maxwellovu teorii elektromagnetického pole s Boltzmannovou teorií tepla. Kmitající nabitě částice, které tvoří základní stavební jednotky jakéhokoliv ohřátého tělesa, představují z hlediska Maxwellovy elektrodynamiky periodické změny v elektrickém poli, které zákonitě indukují periodicky se měnící magnetické pole, jež zas indukuje periodicky se měnící pole elektrické atd. – „ohřáté“ atomy a molekuly vysílají do prostoru elektromagnetické vlnění, jehož frekvence je tím vyšší, čím vyšší je teplota zdroje (čím rychleji částice kmitají).

Podle Boltzmannovy teorie však nekmitají všechny atomy v ohřátém tělese úplně stejně. Rychlost jejich pohybu podléhá určitému statistickému rozdělení. Je to podobné, jako když statistici zkoumají třeba průměrný věk dožití v různých státech světa. Přesto, že se různí lidé v rámci jednoho státu dožívají různého věku, vždy jsme schopni stanovit věk průměrného dožití v jednotlivých státech a tyto věky pak mezi sebou porovnávat. Můžeme tak např. říci, že průměrný obyvatel Japonska žije více než dvakrát déle než průměrný obyvatel Zambie. To ale samozřejmě neznamená, že každý Japonec se dožije vyššího věku než libovolný Zambiec. Podobně, atomy v železné podkově ohřáté na 1 000 °C kmitají v průměru s vyšší frekvencí, než atomy v podkově ohřáté na poloviční teplotu 500 °C. To však ještě neznamená, že v podkově ohřáté na 1 000 °C se nenajdou atomy, které kmitají na frekvencích mnohem nižších, než některé atomy v podkově ohřáté na 500 °C, a naopak.

Také spektrum záření vysílaného ohřátými tělesy bude mít proto určité statistické rozdělení frekvencí. Položme si nyní otázku, jaké statistické rozdělení pro toto spektrum Maxwellova a Boltzmannova teorie předpovídá? Než si na tuto otázku odpovíme, měli bychom si nejprve vysvětlit několik základních pojmů z teorie kmitání a vlnění.

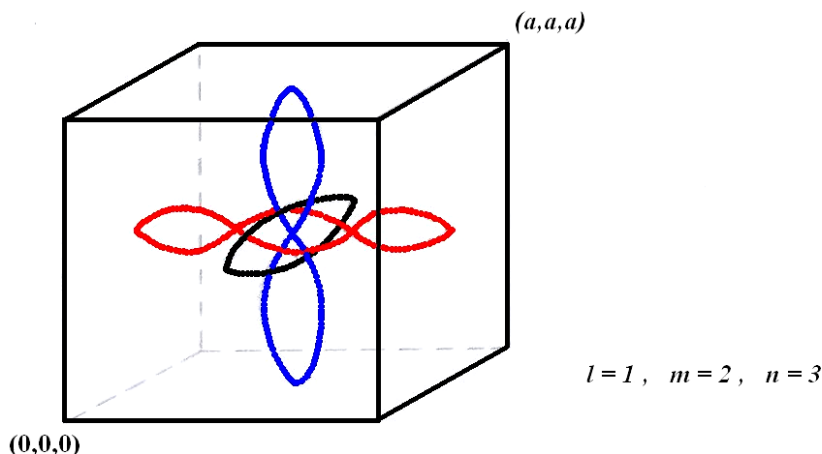
Začneme vlnovou délkou. Jestliže se kmitání šíří od objektu k objektu rychlostí v , pak se prostorem šíří vlnění (jako např. vlnění na vodní hladině, zvukové vlnění ve vzduchu, nebo třeba elektromagnetické vlnění ve vakuu), přičemž délka každé jeho vlny – tzv. **vlnová délka** – je určena podílem rychlosti šíření a frekvence kmitání, tedy

$$\lambda = \frac{v}{f}. \quad (3.2)$$

Zavedeme ještě tzv. **vlnové číslo** předpisem

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (3.3)$$

a to nám z teorie vlnění prozatím bude stačit. Představme si nyní dutou rozpálenou pec ve tvaru krychle, jakou vidíme na obr. 18.



Obr. 18: Znárodnění elektromagnetických módů v dutině

Elektromagnetické vlny mohou uvnitř takovéto horké dutiny stabilně existovat jen v podobě tzv. **stojatých vln**. To jsou takové vlny, jejichž poloviny, pokud se naskládají těsně za sebe, vždy vyplní vzdálenost mezi dvěma protilehlými rovnoběžnými stěnami dutiny beze zbytku. Na našem obrázku vidíme 3 různé vlny, z nichž ta označená černou barvou, dokáže beze zbytku vyplnit prostor dutiny přesně jednou svojí polovinou. Modrá vlna k tomu potřebuje obě své poloviny a červeně označená vlna dokonce tři poloviny. Můžeme si samozřejmě představit ještě kratší vlny, které k tomu budou potřebovat mnohem více půlvln. Jednotlivým těmto barevně odlišeným vlněním říkájí fyzikové **módy**.

Mód, jehož půlvlna vyplní prostor dutiny jen jednou, nazýváme **prvním harmonickým módem**. Podobně mód, jehož půlvlna vyplní prostor dutiny dvakrát, nazýváme **druhým harmonickým módem** atd. Z obrázku je patrné, že pokud jsou vlnové délky jednotlivých módů srovnatelné s velikostí dutiny, budou se od sebe lišit poměrně značně. Např. vlnová délka prvního harmonického módu je dvojnásobná, oproti vlnové délce druhého harmonického módu. Druhý a třetí harmonický mód se však již liší pouze o třetinu své vlnové délky a rozdíl mezi ještě vyššími harmonickými módy se bude dále zmenšovat.

Je zřejmé, že pokud máme nějak obsáhnout celý prostor dutiny, budeme potřebovat trojici vlnových čísel. V každém prostorovém směru se totiž může vyskytovat jiný mód. Vlnové číslo módu směřujícího vodorovně podél osy x označíme k_x , vlnové číslo směřujícího podél osy y označíme k_y , a konečně vlnové číslo módu směřujícího podél svislé osy z označíme k_z . Z těchto tří čísel vytvoříme uspořádanou trojici

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z), \quad (3.4)$$

která se nazývá **vlnový vektor**.

Použijeme-li nyní složky vlnového vektoru (vlnová čísla) jako souřadnice nového prostoru – tzv. **k-prostoru** (viz obr. 19), budeme svědky čehosi velmi podivného. Jak jsme si uvedli, velikost každého vlnového čísla je nepřímo úměrná vlnové délce elektromagnetického vlnění uvnitř dutiny – je tedy její reciprokou (převrácenou) hodnotou. Čím je vlnová délka kratší, tím je vlnové číslo větší a naopak. Prostor, jehož souřadnice tvoří vlnová čísla, se tedy chová recipročně k normálnímu běžnému prostoru, v němž je měřítkem vzdáleností běžná délka – např. vlnová.

Jestliže máme krychli o straně L , a v ní jen první harmonický mód, bude mezi L a λ platit vztah $\lambda = 2L$ a tedy buňka k-prostoru odpovídající tomuto módu, bude měřit podél každé své hrany pouze

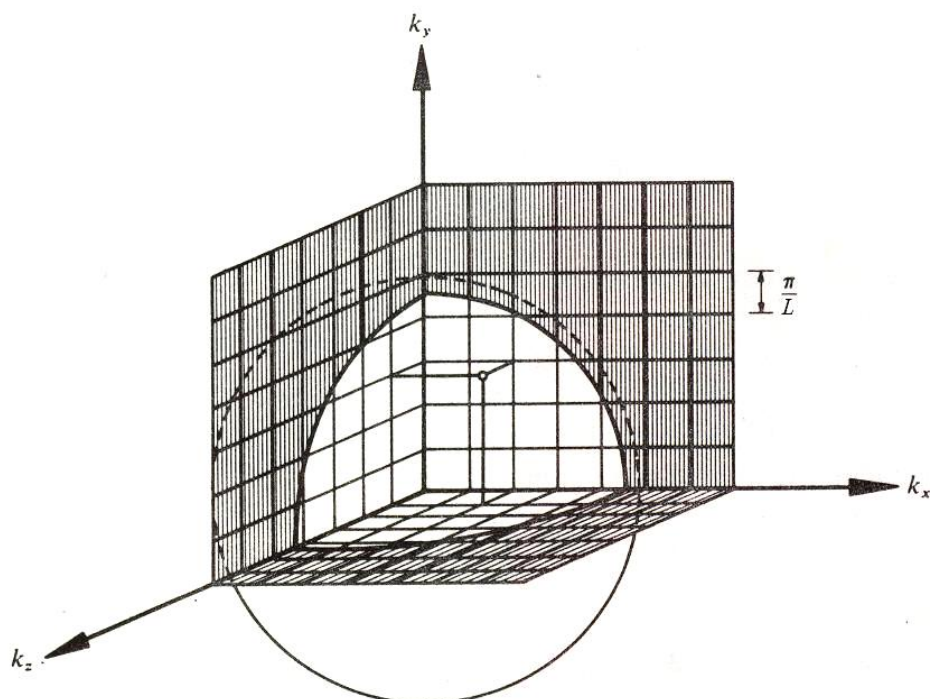
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{2L} = \frac{\pi}{L}. \quad (3.5)$$

Protože je k -prostor reciproký k běžnému prostoru, bude každá buňka, odpovídající vyšším harmonickým módům (kratším vlnovým délkám) vždy větší než buňka, odpovídající tomu prvnímu. Tuto buňku k -prostoru proto nazýváme **elementární buňkou**, nebo též **mřížkovou konstantou k -prostoru**.

Elementární buňky k -prostoru, reprezentující módy, tak tvoří kubickou mřížku s mřížkovou konstantou π/L . Počet módů s vlnovými vektory nepřesahujícími svou délkou k je zřejmě roven počtu módů obsažených v kouli o poloměru k .

Pokud se speciálně nezajímáme o těch několik módů, které mají vlnové délky srovnatelné s rozměry dutiny, bude k mnohem větší než mřížková konstanta π/L .

Koule pak obsahuje velmi veliký počet elementárních buněk, které lze spočítat metodou ignorující zrnitost mřížky.



Obr. 19: k -prostor

Zjistili jsme, že každý bod mřížky zaujímá objem $\left(\frac{\pi}{L}\right)^3$. Protože objem koule o poloměru k je $\frac{4\pi \cdot k^3}{3}$ a protože mřížkové body, jež odpovídají módům, leží pouze v oktantu, ve kterém všechny tři složky vlnového vektoru nabývají kladných hodnot, je hledaný počet módů dán vztahem

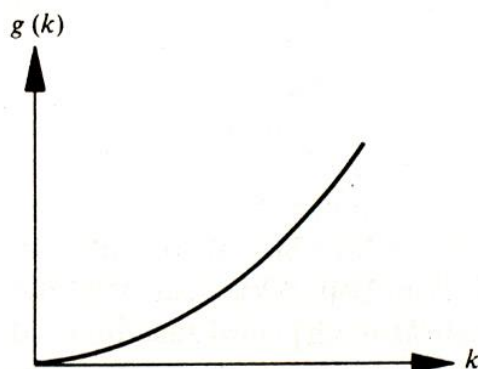
$$N(k) \equiv \frac{1}{8} \cdot \frac{4\pi \cdot k^3}{3} \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 = \left(\frac{L^3}{6\pi^2}\right) \cdot k^3 = \left(\frac{V}{6\pi^2}\right) \cdot k^3, \quad (3.6)$$

kde V je objem dutiny.

Tuto metodu lze zobecnit na dutinu libovolného tvaru. Pokud k odpovídá vlnovým délkám, jež jsou mnohem menší než rozměry dutiny, nezávisí výsledek na tvaru dutiny.

Pokud **Hustotu módů** v k -prostoru (hustotu, se kterou jsou módy nahromaděny v jednotkovém intervalu k) vyneseme do grafu, získáme křivku naznačenou na obr. 20.

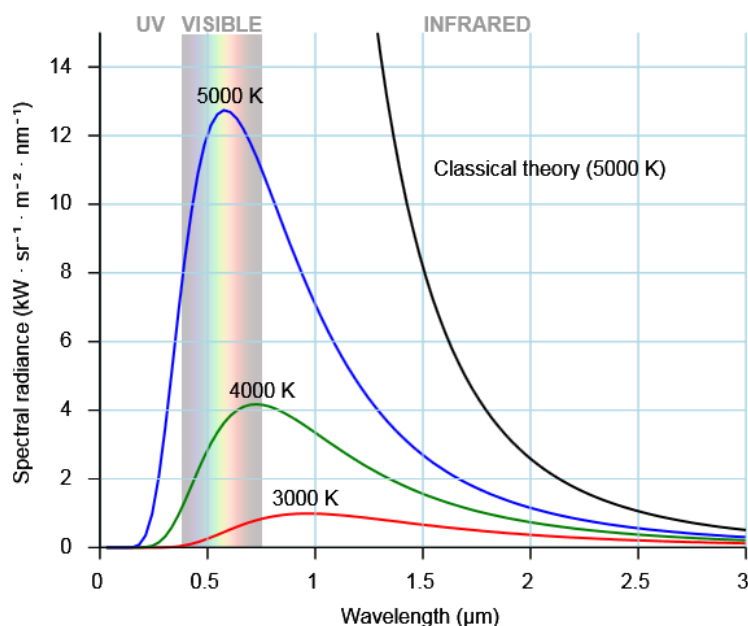
Reciproká hodnota hustoty módů odpovídá průměrnému přírůstku k , při přechodu od libovolného módu k nejbližšímu dalšímu.



Obr. 20: Hustota elektromagnetických módů v dutině

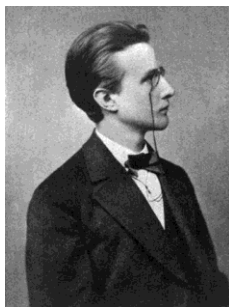
Protože každý vyzářený mód nese energii odpovídající energii lineárního harmonického oscilátoru, jejíž velikost jsme si výše odvodili jako $E = k_B T$, je z grafu 20 patrna velice podivná věc – s rostoucím k , tedy s rostoucí frekvencí a zkracující se vlnovou délkou, narůstá množství vyzářované energie nade všechny meze. Tento paradoxní výsledek dostal přílehlavý název **ultrafialová katastrofa**.

Když fyzikové v 80. letech 19. století tento výsledek obdrželi, okamžitě jim bylo jasné, že musí být v jejich odvození něco úplně, ale úplně špatně. Zvláštní bylo, že pro dlouhé vlnové délky dával model předpovědi ve shodě s výsledky měření spekter zahřátých těles, pro stále se zkracující vlnové délky se však zcela zásadním způsobem od těchto výsledků odchyloval, jak dokládá graf 21.



Obr. 21: Záření absolutně černého tělesa

V 90. letech 19. století se problémem začal zabývat také mladý německý fyzik Max Planck. Položil si zajímavou otázku, co by se stalo, když by energie oněch kmitajících zdrojů elektromagnetického vlnění – oněch atomů vibrujících uvnitř krystalové mřížky stěn dutiny – mohla být vyzářována pouze po diskretních kvantech, stejně, jako je kvantována energie stojatých elektromagnetických vln uvnitř dutiny. Planck v tu chvíli nepřemýšlel o možných příčinách takového podivného chování atomů, pouze se pokoušel dojít k vyřešení problému s ultrafialovou katastrofou.



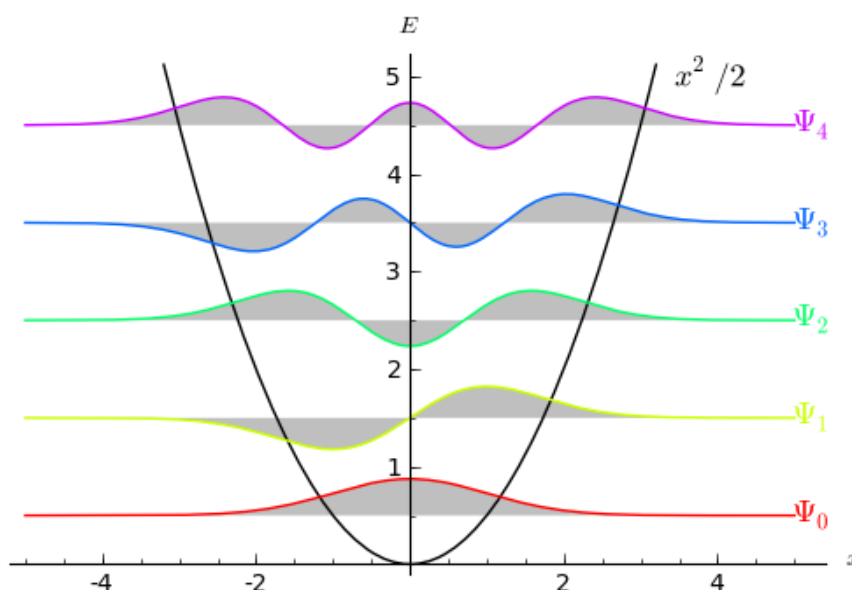
Max Karl Ernst Ludwig Planck (1858 – 1947)

Planckovy úvahy se točily okolo vlastností **harmonických oscilátorů**, čímž rozumíme takové systémy, jejichž potenciální energie je **kvadratickou funkcí souřadnic**. V nejjednodušším jednorozměrném případě si to lze představit jako pohyb bodu pod vlivem síly, která je přímo úměrná vzdálenosti bodu od rovnovážné polohy a má opačný směr – přesně, jako v případě závaží kmitajícího na pružině. Planckův prvotní nápad spočíval v tom, že pokud si zakreslíme kvadratickou funkci (čili parabolu) do grafu, může oscilátor kmitat pouze tak, aby se do prostoru paraboly vešel opět vždy celočíselný počet půlvln.

To bylo zcela přelomové, neboť výpočet nyní říkal, že energie lineárního harmonického oscilátoru se může měnit pouze po kvantech úměrných nějaké malé, leč nenulové konstantě, kterou Planck označil jako h . Konkrétně mu vyšlo

$$E = hf \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (3.7)$$

kde n je tzv. **kvantové číslo**, které představuje stupeň harmonického módu zmenšený o jedničku (n tedy začíná od čísla 0 pro první harmonický mód atd.).



Obr. 22: Energetické hladiny lineárního harmonického oscilátoru

Planck si uvědomoval, že proměnná n nemůže být nezávislá, libovolně volitelná, jinak by spektrum vyzařované horkým tělesem bylo diskrétní (čárové) a nikoli spojité, jaké bylo skutečně pozorováno. Musel tedy najít závislost kvantového čísla n na samotné frekvenci kmitání lineárního harmonického oscilátoru.

Rozdělení pravděpodobnosti energie jednoho módu v závislosti na teplotě dutiny je určeno Boltzmannovým vztahem

$$P_f = C_n \cdot e^{\left(\frac{-E_n}{k_B T}\right)}, \quad (3.8)$$

kde C_n je tzv. **normovací konstanta**. Vyjádříme-li stejný výraz prostřednictvím Planckovy kvantové hypotézy, máme

$$P_f = C_n \cdot e^{\left(\frac{-n \cdot h \cdot f}{k_B T}\right)} \quad (3.9)$$

Součet energie záření přes všechny módy zřejmě tvoří geometrickou řadu, takže platí

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_f(n) = \frac{C_n}{1 - e^{\left(\frac{-h \cdot f}{k_B T}\right)}} = 1. \quad (3.10)$$

Střední hodnota energie fotonů rovnovážného záření emitovaných do jednotlivých módů dutinového rezonátoru pak činí

$$\bar{E}_f = \sum_{n=0}^{\infty} [P_f(n) \cdot E_n] = \left[1 - e^{\left(\frac{-h \cdot f}{k_B T}\right)}\right] \cdot h \cdot f \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left[n \cdot e^{\left(\frac{-n \cdot h \cdot f}{k_B T}\right)}\right] \quad (3.11)$$

S použitím vyšší matematiky (Taylorovy řady), jež přesahuje rámec této populární knížky, se dá ukázat, že poslední činitel napravo

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[n \cdot e^{\left(\frac{-n \cdot h \cdot f}{k_B T}\right)}\right] = \frac{e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}}{\left(1 - e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}\right)^2}, \quad (3.12)$$

odkud již Planck snadno dospěl ke správnému výrazu pro střední pohybovou energii lineárního harmonického oscilátoru

$$\bar{E}_f = \left(1 - e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}\right) \cdot \frac{h \cdot f \cdot e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}}{\left(1 - e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}\right)^2} = \frac{h \cdot f \cdot e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}}{\left(1 - e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}\right)} \cdot \frac{1}{e^{\frac{-h \cdot f}{k_B T}}} = \frac{h \cdot f}{e^{\frac{h \cdot f}{k_B T}} - 1}. \quad (3.13)$$

Když Planck roku 1900 poprvé použil tento výraz na místo původního Boltzmannova $E = k_B T$, začaly se dít věci. Předpovídaný tvar spektra najednou kvalitativně skvěle souhlasil s tvarem skutečně změřených spekter, ultrafialová katastrofa byla rázem ta tam, a jakmile se vyladila velikost konstanty h na hodnotu okolo $6 \cdot 10^{-34}$ J.s, odpovídala si obě spektra již i kvantitativně. Rok 1900 je proto považován za rok zrodu **kvantové hypotézy**. Trvalo přesto ještě dalších 30 let, než lidé porozuměli alespoň základním důsledkům kvantové hypotézy.

V roce 1905 to byl Albert Einstein, který si jako první uvědomil, že Planckova hypotéza představuje světlo v úplně novém hávu – již ne jen jako Maxwellovské vlnění elektrického a magnetického pole, ale také zároveň jako proud diskrétních balíčků energie o velikosti

$$E = h f, \quad (3.14)$$

kteří později dostaly název **fotony**.

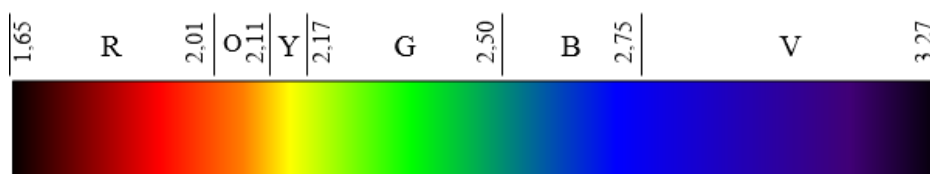
Kinetická energie, kterou získá částice o elementárním náboji po průchodu potenciálovým rozdílem 1 V, se označuje jako 1 elektronvolt (eV). Vyjádřeno v jednotkách SI tedy 1 eV činí $1,602\,176\,565 \cdot 10^{-19}$ J (pro praktické účely si stačí zapamatovat hodnotu $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ J).

V částicové fyzice se elektronvolty, jejich násobky a mocniny běžně užívají i k vyjádření hodnot jiných veličin než energie. Tato konvence je postavena na faktu, že energii E veličinuy A k sobě pojí základní fyzikální vztah, který má tvar přímé úměrnosti:

$$E[\text{eV}] = f \cdot A[\text{eV}] \quad (3.15)$$

kde f je vždy konstanta úměrnosti. Obvykle je to některá ze základních fyzikálních konstant, nejčastěji rychlost světla ve vakuu c , Boltzmannova konstanta k_B nebo Planckova konstanta h . Abychom se vyhnuli komplikacím s těmito konstantami, zavádí se tzv. **přirozená soustava jednotek**, v níž např. klademe $h = c = k_B = 1$. V tomto případě lze hodnoty veličin, jako je energie, hmotnost, hybnost, teplota, čas, vzdálenost, frekvence a řada dalších, uvádět přímo v základních jednotkách přirozené soustavy jednotek, tj. v eV.

Například fotony viditelného světla nesou energie od 1,65 do 3,27 eV – viz obr. 23.



Obr. 23: Energie fotonů viditelné části elektromagnetického spektra

Jednotlivé energie jsou spojeny s frekvencí záření právě Einsteinovým vztahem (3.14) a vnímáme je jako jednotlivé barvy duhy. Elektromagnetické záření mimo tento interval energií lidské oko nevnímá. Záření nad energií fialové barvy (3,27 eV) – tzv. **ultrafialové záření** – již dokáže **ionizovat biomolekuly** – vyrazit z nich elektron a vyvolat tím jejich rozpad. Takové záření proto nazýváme **ionizujícím zářením**.

Protože mezi frekvencí a vlnovou délkou platí jednoduchý převodní vztah (3.2), v němž nyní označíme c rychlost fotonu ve vakuu:

$$f = \frac{c}{\lambda}, \quad (3.16)$$

dostáváme pro energii fotonu alternativní vyjádření

$$E = \frac{c \cdot h}{\lambda}. \quad (3.17)$$

V době, kdy se tyto převratné myšlenky teprve rodily, byl již Boltzmann velmi nemocen, trápila jej slepota a silné astma. K somatickým obtížím se přidaly i obtíže duševní – trpěl častými a stále se zhoršujícími depresemi. V roce 1896, když byl s rodinou na letní dovolené v Itálii, oběsil se na okenním kříži v hotelu.

Dalších 15 let trvalo, než si lidé začali plně uvědomovat jeden důležitý důsledek Planckovy hypotézy – z Planckových úvah o kvantování energie samotných lineárních harmonických oscilátorů (obr. 22) je poměrně dobře patrné, že tak, jako jsou energie elektromagnetických vln kvantovány do nehmotných částic zvaných fotony, jeví se naopak hmotné částice, jako např. atomy tvořící uvnitř krystalické mřížky lineární harmonické oscilátory, zároveň jako vlnění.

Počátkem 20. let minulého století proto navrhl francouzský fyzik Louis de Broglie, že by formule, již Einstein přiřadil kvanta energie elektromagnetickým vlnám (za což mimochodem získal v roce 1921 Nobelovu cenu) měla platit i v obráceném smyslu a přiřazovat tak částicím určité frekvence.

Odtud okamžitě vyplynul vztah mezi hybností částice p a její vlnovou délkou λ :

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}, \quad (3.18)$$

kde v nyní značí obecně rychlost částice.



Louis Victor Pierre Raymond vévoda de Broglie (1892 – 1987)

Tato tzv. **de Broglieova hypotéza** byla záhy experimentálně potvrzena v pokusech s elektrony a dalšími částicemi, které po průchodu dvěma úzkými štěrbinami vzájemně interferovaly, jako by se vskutku jednalo o vlnění o vlnové délce λ .

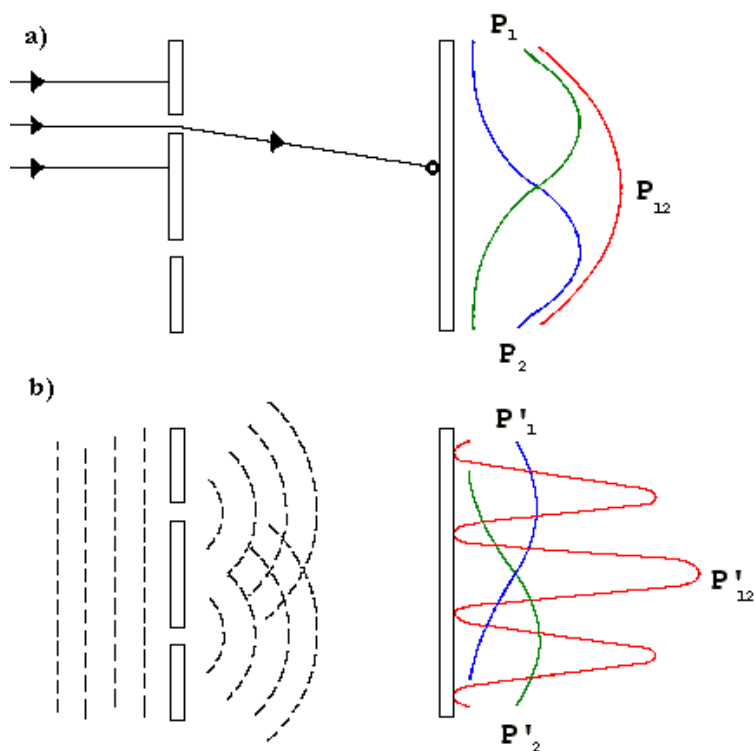
Tyto experimenty představovaly modernější a rafinovanější verze klasického interferenčního experimentu, kterým na počátku devatenáctého století demonstroval Thomas Young, že světlo se při svém šíření chová jako vlnění a nikoli jako proud částic (korpuskulí), jak se domníval Newton. Interferenci na dvojštěrbině však ve skutečnosti pozoroval již o 150 let dříve F. M. Grimaldi a popsal ji ve svém díle „Fyzika světla, barev a duhy“ vydaném roku 1665.



Francesco Maria Grimaldi (1618 – 1663)

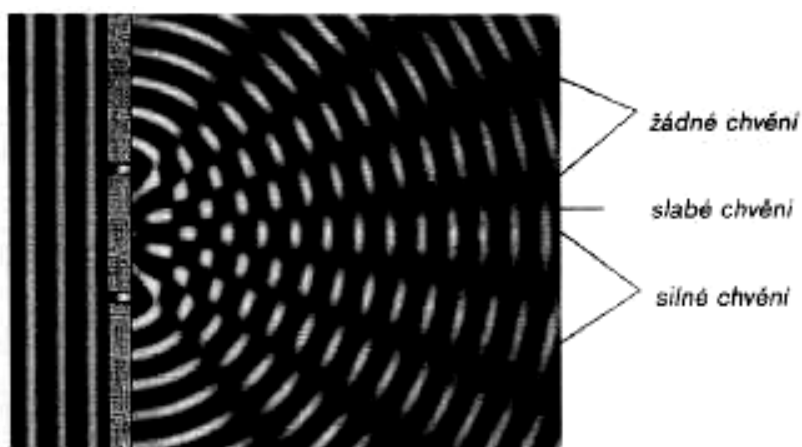


Thomas Young (1773 – 1829)



Obr. 24: Schematické znázornění pokusu se dvěma štěrbinami: a) pro klasické částice, b) pro klasické vlny.

Jedná se vlastně o jednoduchý experiment, při němž postupně vysíláme velké množství fyzikálních objektů téhož druhu proti přepážce, v níž jsou dva podélné otvory – štěrbinny. Ty objekty, které štěrbinami projdou, jsou jimi ovlivněny a následně dopadnou na stínítko. Zde je místo dopadu každého objektu zaznamenáno. Získáme tak rozložení pravděpodobnosti, se kterou objekty na jednotlivá místa stínítka dopadají. Provedeme-li pokus s klasickými částicemi (např. s malými pevnými kuličkami), získáme rozložení pravděpodobnosti naznačené křivkou P_{12} na obr. 24a. Její tvar nepřekvapuje – je „hladký“ s jediným maximem na ose a je prostým součtem obou jednošterbinových pravděpodobností P_1 a P_2 popisujících situaci, kdy vždy jednu z obou štěrbin zakryjeme.



Obr. 25: Interference klasických vln za dvojšterbinou

Provedeme-li naopak tentýž pokus s klasickými vlnami (např. v nádobce s vodou, jejíž hladinu na jedné straně od přepážky rozvlníme a na druhé straně v místě stínítka její maximální výšku v každém bodě proměříme), dostaneme naprosto odlišný výsledek naznačený křivkou P'_{12} na obr. 24b. Křivka není v tomto případě prostým součtem obou jednošterbinových rozložení P'_1 a P'_2 . Má více střídajících

se maxim a minim. Hovoříme o tzv. **interferenci** – vzájemném „ovlivňování“ či „rušení“. Interference je způsobena tím, že se v daném místě stínítka setkávají dvě vlny od obou štěrbin v různé fázi: maximum vzniká tam, kde se setkají dva „vrcholy“ vln a minimum tam, kde se setká „vrchol“ a „údolí“. Je to právě tento interferenční efekt, který ve dvojštěrbinovém experimentu odlišuje vlny od částic. Otázka po povaze objektů mikrosvěta tedy vlastně zní: naměříme při dvojštěrbinovém experimentu s nimi rozložení pravděpodobnosti s interferenčními jevy nebo bez nich?



Lester Germer (1896-1971, vlevo); Clinton Davisson (1881-1958, vpravo)

Velikým překvapením, které přinesly difrakční pokusy Davissona a Germera ve dvacátých letech minulého století, bylo právě to, že elektrony, tedy něco, co bychom si chtěli představit jako malé kuličky, vykazovaly ve dvojštěrbinovém experimentu interferenční jevy.

Tento výsledek byl naprosto šokující a měl nedozírné důsledky pro celou fyziku. Jestliže přechod z daného počátečního stavu do daného stavu koncového může probíhat přes několik mezistavů, potom se aditivně skládají amplitudy pravděpodobnosti, jestliže v rámci daného experimentu není principiálně možno rozlišit jednotlivé mezistavy. Mikroobjekty se v tomto případě chovají jako vlnění. Doplňme-li experiment detektorem umožňujícím určit, kterou ze štěrbin zkoumaný systém prošel, tj. získáme-li informaci o realizované cestě, pak již v rámci experimentu jednotlivé stavy principiálně rozlišit můžeme a interferenční jevy zmizí. Naměříme pak prosté částicové rozložení pravděpodobnosti, jako na obr. 24a. Toto chování objektů mikrosvěta se zdálo být nepochopitelné a paradoxní. Ukazovalo na nutnost zásadní revize našeho pojmového aparátu a vžitých představ odvozených ze světa makroskopické zkušenosti.

Interferenční obrazec se totiž vytvoří i v tom případě, kdy zeslabíme intenzitu svazku částic natolik, že se v daném okamžiku bude v zařízení nacházet vždy jen jediná. To jasně dokazuje, že kvantový systém, reprezentovaný po dopadu na stínítka jedinou částicí, nutně musel interferovat pouze sám se sebou a projít tedy „oběma štěrbinami současně“.

Platí to však jen do okamžiku, než jeho polohu začneme experimentálně zjišťovat například umístěním dodatečných detektorů v blízkosti štěrbin. Kvantový systém se ihned přestane chovat jako vlnění a začne se projevovat jako proud „částic“.

Souhrem lze říci (a veškeré doposud provedené experimenty to plně potvrzují), že v „čistém“ pokusu se dvěma štěrbinami vždy pozorujeme interferenční rozložení míst dopadu (naznačené na obr. 24b.) – mikroobjekty se v tomto případě chovají jako **vlnění**, ať už jde o fotony, elektrony, neutrony, atomy atd. Jestliže však experiment navíc **doplňme libovolným detektorem** umožňujícím určit, kterou z obou štěrbin zkoumaný objekt prošel (t.j. získat informaci o realizované cestě), interferenční efekty zmizí a naměříme prosté **částicové** rozložení pravděpodobnosti dopadu (viz. obr. 24a).

Jestliže jsou částice zároveň vlněním, pak musí být popsány obecnou vlnovou funkcí:

$$\psi = A \exp \left[-2\pi i \left(ft - \frac{x}{\lambda} \right) \right], \quad (3.19)$$

neboli, dosazením z de Broglieova vztahu

$$\psi = A \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (Et - px) \right]. \quad (3.20)$$

Tento výraz je matematickým vyjádřením vlnového ekvivalentu volné částice s celkovou energií E a hybností p , pohybující se ve směru osy x .

Jestliže částice podléhá nejrůznějším omezením, jakým je např. dutina rezonátoru, potřebujeme znát základní diferenciální rovnici, pro funkci ψ v takovémto omezujícím prostředí.



Erwin Rudolf Josef Alexander Schrödinger (1887 – 1961)

Myšlenkou odvodit tuto základní pohybovou rovnici kvantové mechaniky se od roku 1924 intenzivně zabýval rakouský fyzik Erwin Schrödinger, jsa silně inspirován právě de Broglieovou prací o vlnovém charakteru částic. Schrödinger byl v té době již 4 roky ženatý s Annemarie Bertelovou. Vztahy s manželkou ale nikdy nebyly příliš dobré a s jejím vědomím měl proto Schrödinger řadu mimomanželských vztahů. Také Anny, s vědomím a požehnáním svého manžela, již dlouhou dobu udržovala milostný vztah se Schrödingerovým kamarádem a rovněž skvělým fyzikem Hermanem Weylem.

Na Vánoce roku 1925 trávil Schrödinger příjemné chvíle na své horské chatě v Alpách po boku mladé milenky Hildy Marchové, manželky teoretického fyzika a Schrödingerova tehdejšího asistenta Arthura Marcha, která posléze Schrödingerovi porodila dceru Ruth – první ze tří Schrödingerových nemanželských dcer. Právě zde se zrodily geniální nápady, kterak formulovat základní rovnici kvantové mechaniky, jež dnes nese Schrödingerovo jméno. Ačkoli svůj objev publikoval až v prvním lednovém čísle časopisu *Annalen der Physik*, můžeme rok 1925 právem považovat za rok zrodu kvantové mechaniky.

Úlohou každé fyzikální teorie je poskytnout co možná nejsprávnější kvantitativní předpovědi výsledků realizovatelných experimentů, na jejichž výklad teorie aspiruje. Z tohoto hlediska patří kvantová teorie bezesporu mezi nejúspěšnější teorie vůbec. Souhlas jejích předpovědí se skutečností je doslova udivující. Proto se kvantová teorie stala jedním ze základních pilířů moderní fyziky. Přes toto své takřka výsadní postavení, a snad právě proto, je kvantová teorie stále znovu a znovu vystavována nemilosrdné konfrontaci s novými přesnějšími a rafinovanějšími experimenty.

4. Princip neurčitosti

V minulé kapitole jsme si ukázali, že každé částici odpovídá zároveň vlnová funkce a tyto dvě entity jsou spolu nerozlučně spjaty, jako dvě strany jedné mince. Pozornému čtenáři jistě neuniklo, že vlnová funkce je komplexní funkcí (obsahuje imaginární jednotku i) a v reálném fyzikálním světě tedy nemůže být pozorovatelnou entitou.

Kvadrát absolutní hodnoty vlnové funkce je (na rozdíl od samotné vlnové funkce) již veličinou reálnou a může mít tedy přímý fyzikální význam – jedná se o entitu pozorovatelnou.

Jak ale ukázal Max Born roku 1927, její fyzikální význam je velice nepřímý – určuje hustotu pravděpodobnosti nalezení částice (kvanta energie) v daném stavu (např. v daném místě a v daném čase).



Max Born (1882 – 1970)

Také Born byl, podobně jako Einstein a Schwarzschild, žákem Hermana Minkowského a Davida Hilberta. V roce 1926 Born ukázal, že pokud nalezneme řešení Schrödingerovy rovnice – vlnovou funkci – a tuto funkci poté násobíme s hermitovsky sdruženým obrazem jí samé (to jest takřka identickou funkcí, ve které pouze u všech imaginárních jednotek obrátíme znaménko), získáme objekt označovaný jako

$$|\psi|^2 \equiv \langle \psi | \psi \rangle, \quad (4.1)$$

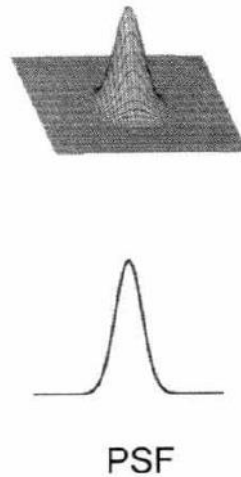
kde výraz nalevo pochází od Borna, zatímco ekvivalentní výraz napravo zavedl později pro tutéž entitu Paul Dirac. Tento objekt vyjadřuje míru naší znalosti o stavu kvantového systému určeného původní Schrödingerovou rovnicí. Konkrétní stav, který bude nakonec pozorován, není tímto objektem stanoven striktně, ale pouze jako rozložení pravděpodobnosti (např. v prostoru a čase), pro získání různých možných výsledků.

Kvantová mechanika tak koncem 20. let minulého století dospěla k překvapivému zjištění: ačkoliv Schrödingerova rovnice popisuje časový vývoj vlnové funkce zcela deterministicky (stejně jako Newtonova klasická mechanika popisuje deterministicky časový vývoj vlny na vodní hladině), sama vlnová funkce nemá vůbec žádný fyzikální význam. Teprve kvadrát její absolutní hodnoty je pozorovatelnou veličinou. Určuje však pouze prostorochasovou distribuci hustoty pravděpodobnosti nalezení určitého stavu částice (kvanta energie) v určité oblasti prostoru, v určitém čase. Teprve v okamžiku měření, kdy je stav částice skutečně nalezen, přestanou se projevovat vlnové vlastnosti, a naopak se projeví její vlastnosti korpuskulární. Tehdy hovoříme o tzv. **kolapsu vlnové funkce**.

Přestože tedy před aktem měření nemůžeme o částici říci nic určitějšího, než co nám dovoluje kvadrát absolutní hodnoty její vlnové funkce, lze stanovit střední hodnotu kterékoli její pozorovatelné veličiny (v případě polohy tedy bod, v němž bude částice nejpravděpodobněji nalezena).

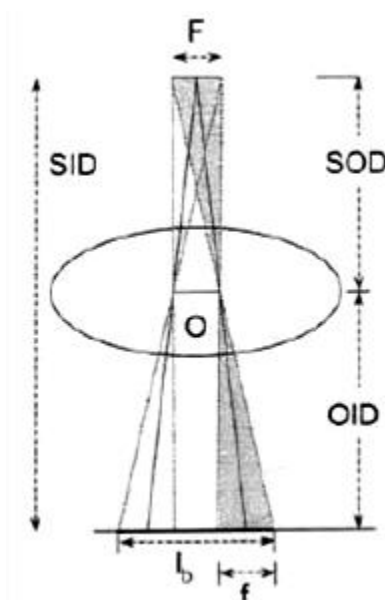
Abychom si objasnili podstatu následujícího jevu, použijí analogii s něčím, co platí i v klasickém, nekvantovém světě – s rozlišením obrazu.

Rozlišení zobrazovacího systému lze popsat prostřednictvím odezvy na bodový impuls. Ten můžeme vytvořit na fotografické desce, pokud na ni posvítíme skrze mikroskopickou špendlíkovou díрку vytvořenou např. ve stínící fólii z alobalu – tzv. **dírkovou kameru**. Obraz bodového pulsu – **PSF** (Point Spread Function) – má v ideálním případě tvar gaussovského píku, u něhož stanovujeme rozlišení standardně jako **FWHM** (Full Width in Half Magnitude), neboli tloušťku měřenou v polovině výšky.



Obr. 26: Point Spread Function

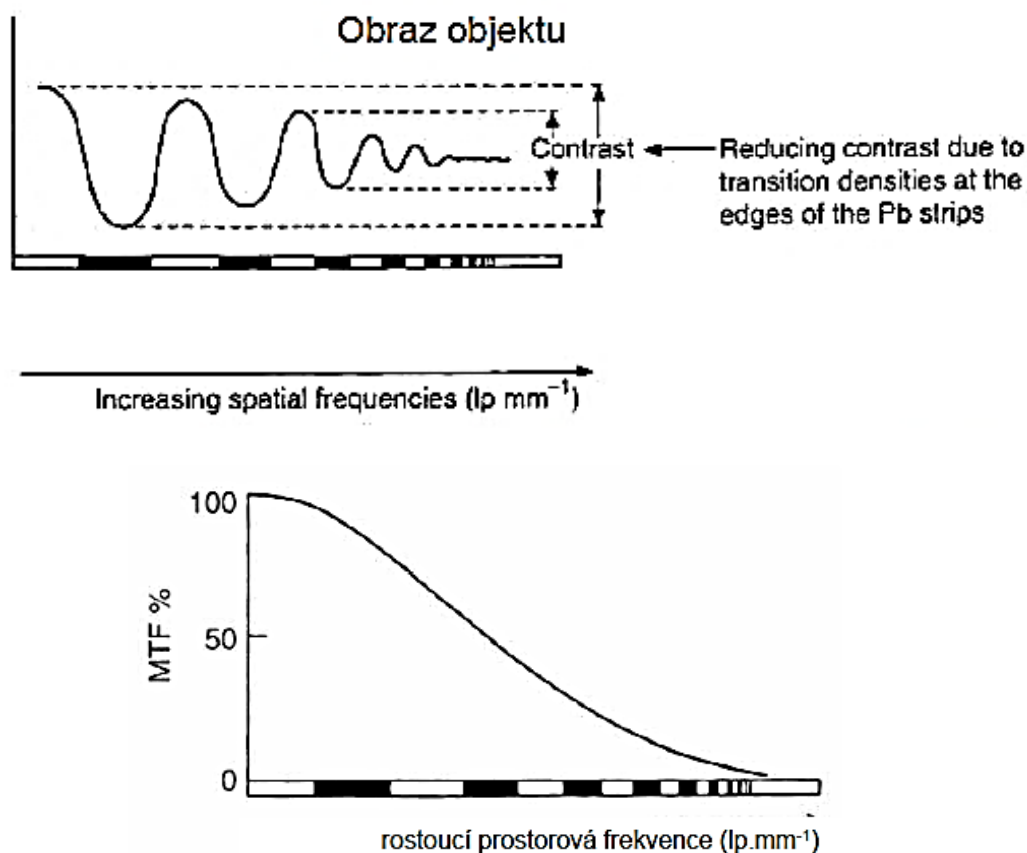
V případě, že bude naše špendlíková dířka opravdu mikroskopická, bude FWHM při fixních vzdálenostech zdroj světla – clona (SOD) a clona – fotografická deska (OID), dána v podstatě pouze velikostí zdroje světla. Každý zdroj zaujímá ve skutečnosti v prostoru určitou plochu – říkáme, že je v prostoru lokalizován s určitou nepřesností. FWHM gaussovského píku vytvořeného v dířkové kameře nepatrným zdrojem bude mnohem menší než FWHM gaussovského píku vytvořeného v téže dířkové kameře zdrojem rozlehlejším.



Obr. 27: K odvození vzniku PSF

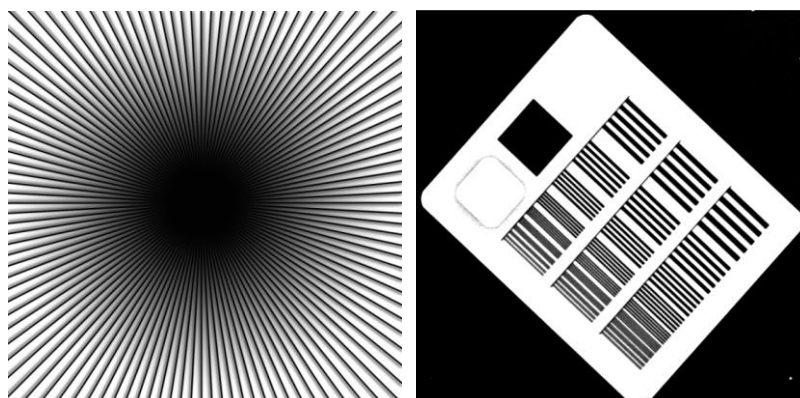
Pro praktické účely je přímá metoda měření FWHM prostřednictvím dířkové kamery pro stanovení velikosti zdroje (tzv. **ohniska**) poměrně pracná a nepraktická, neboť vyžaduje velmi přesné laboratorní nastavení. Mnohem jednodušší je měření tzv. **modulační přenosové funkce (MTF)**.

Modulační přenosová funkce popisuje, jakým způsobem zobrazovací systém zaznamenává objekty se zvyšující se prostorovou frekvencí F , která se udává v párech čar na milimetr neboli lp/mm (line pair per mm). Při vysokém F dochází k modulaci MTF – postupnému klesání její hodnoty až do úplného vymizení.



Obr. 28: K odvození modulační přenosové funkce

Měření F lze provádět buď pomocí tzv. **Siemansovy hvězdičky**, nebo pomocí čárových testů používaných namísto clony v dírkové kameře. Tyto testy obsahují objekty v podobě čar s lineárně rostoucí prostorovou frekvencí F .



Obr. 29: Testy pro měření MTF

MTF a LSF jsou ve skutečnosti vzájemně propojeny matematickou transformací, která nese jméno po svém objeviteli Jeanu Baptistovi Fourierovi. Ten se v 18. století zabýval matematickou teorií, která dovoluje konstruovat různé funkce, jak periodické, tak i aperiodické (jako je i náš gaussovský pík) skládáním (sčítáním) nekonečného počtu harmonických funkcí – hladkých a pravidelných vlnovek,

jako je sinus nebo kosinus. Spočítal, že **Fourierova transformace** (čili tzv. **fourierovský obraz**) gaussovského píku má rovněž gaussovský průběh, avšak čím je původní gaussovský pík užší, tím širší je jeho Fourierova transformace a obráceně.

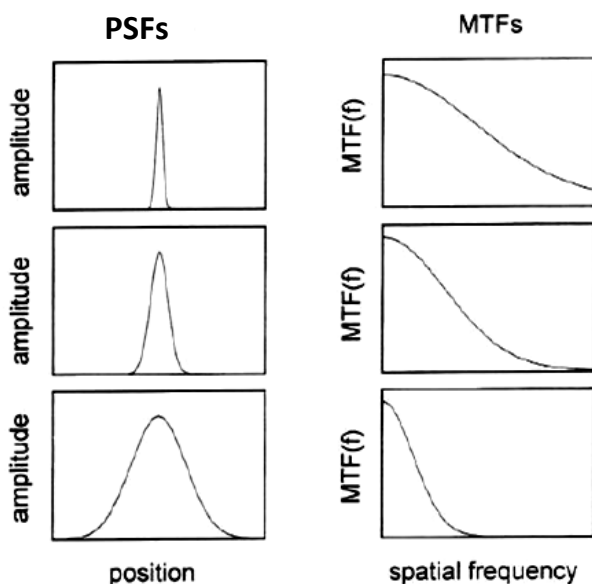


Jean Baptiste Joseph Fourier (1768 – 1830)



Johann Carl Friedrich Gauss (1777 – 1855)

Všimněme si, že i v našem příkladu platí, že pokud má PSF gaussovský průběh, rovněž i MTF má gaussovský průběh. Čím je ale PSF užší, tím je širší její MTF a tím je také vyšší F , jíž jsme schopni rozlišit. Tento obecně platný princip nazýváme **principem neurčitosti**.



Obr. 30: Vztah PSF a MTF

Hloubavého čtenáře již jistě napadla analogie s pozorováním, jehož jsme byli svědky v minulé kapitole – recipročním vztahem mezi běžným prostorem a frekvenčním k -prostorem. Čím menší je objem dutiny obsahující fotonové módy, to jest, čím lépe jsou fotony lokalizovány v běžném prostoru, tím větší je objem základní buňky k -prostoru čili tím rozmazanější jsou tyto fotony ve frekvenčním prostoru.

Tato analogie není náhodná – k -prostor je matematickou analogií MTF a s běžným prostorem je rovněž svázán Fourierovou transformací. Jak jsme si také vysvětlili v předchozí kapitole, frekvence částice je úzce svázána s její hybností, neboť platí

$$f \sim \frac{1}{\lambda} = \frac{p}{h}. \quad (4.2)$$

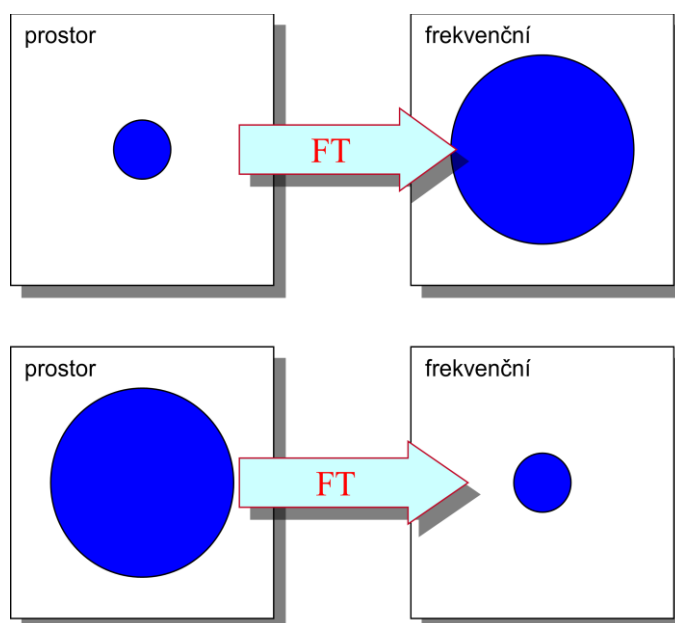
Prostor hybností (tzv. **impulsový prostor**), v němž udáváme hybnosti jednotlivých částic, a běžný prostor, v němž udáváme polohy těchto částic, jsou opět vzájemně propojeny Fourierovou

transformací – jsou si navzájem svými fourierovskými obrazy. Čím přesněji tedy změříme polohu částice v běžném prostoru, tím zkrásnější získáme informaci o její poloze v impulsovém prostoru, tzn., tím rozmazanější bude informace o její hybnosti.

Uvážíme-li, že vlnová délka λ v podstatě odpovídá maximální možné lokalizaci částice v prostoru čili $\lambda \approx \Delta x$, pak drobnou úpravou posledního vztahu do podoby

$$\Delta x \cdot \Delta p = h \quad (4.3)$$

dokážeme dokonce učinit hrubý kvantitativní odhad toho, s jakou maximální přesností jsme v kvantové mechanice schopni měřit veličiny, které jsou si navzájem svými fourierovskými obrazy. Větší přesnosti není možno ani v principu dosáhnout. Důvodem je konečná velikost Planckovy konstanty, která nám nedovoluje lokalizovat objekty ve dvou fourierovsky asociovaných prostorech s libovolně vysokou přesností. Pokud bychom např. lokalizovali částici v impulsovém prostoru (změřili její hybnost) s přesností v řádu Planckovy konstanty, neurčitost její polohy by již byla v řádu metrů. A naopak, čím přesněji lokalizujeme objekt v normálním prostoru, tím více se nám tentýž objekt rozmaže v impulsovém prostoru – viz obr. 31.



Obr. 31: Princip neurčitosti

Tento zákon objevil roku 1927 student Maxe Borna, německý fyzik Werner Heisenberg, po němž je uvedený princip pojmenován.



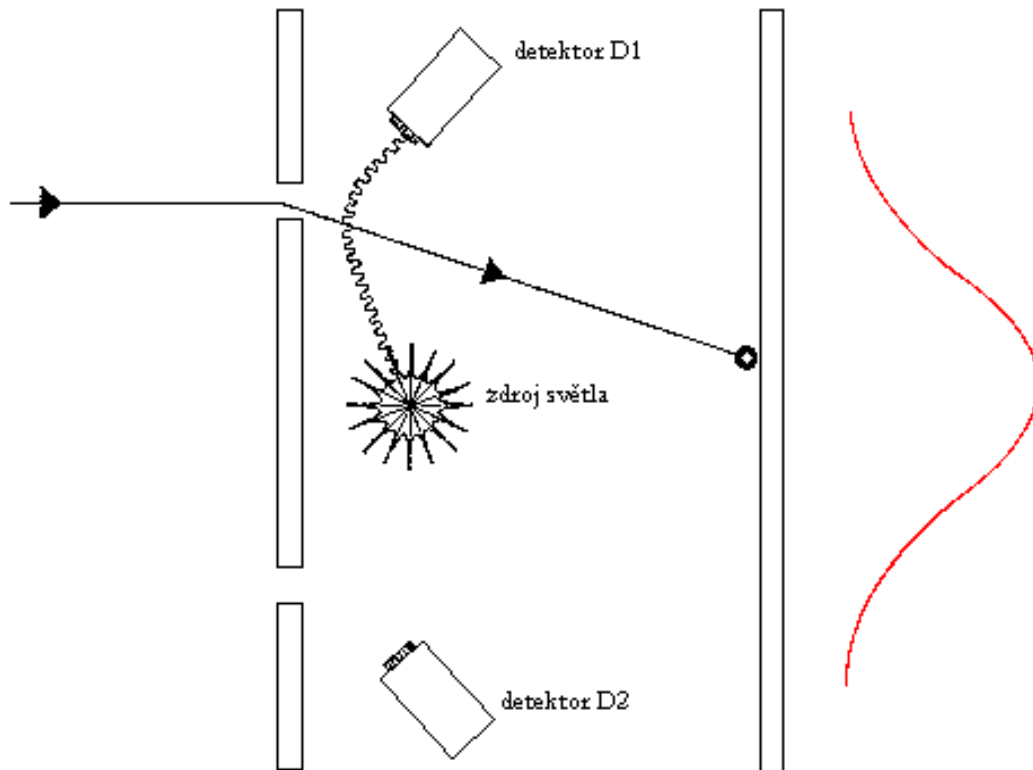
Werner Heisenberg (1901 – 1976)

Obdobný vztah platí i mezi dalšími veličinami, které jsou si navzájem svými fourierovskými obrazy – např. mezi časovým intervalem a energií:

$$\Delta t \cdot \Delta E = h.$$

(4.4)

Podívejme se nyní znovu na dvojštěrbinový experiment s elektrony, a konfrontujme jej s tím, co již víme o principu neurčitost. Za štěrbinami nyní umístíme navíc zdroj světla, viz. obr. 32. Prolétne-li elektron horní štěrbinou, světlo se na něm rozptýlí a fotodetektor D_1 namířený na tuto štěrbinu zaznamená záblesk. Naopak fotodetektor D_2 zachytí záblesk jen v tom případě, kdy elektron projde dolní štěrbinou.



Obr. 32: Verze pokusu se dvěma štěrbinami a elektrony. Zjišťování realizované dráhy pomocí detektorů způsobí rozmazání interferenčního obrazce, neboť použité světlo ovlivňuje při rozptylu prolétávající elektrony.

Jak si záhy ukážeme, zjišťování dráhy elektronu pomocí fotodetektorů způsobí rozmazání interferenčního obrazce na stínítku. Je totiž třeba uvážit, že proces rozptylu světla vysílaného ze zdroje prolétávající elektron ovlivní: světlo se při rozptylu chová jako foton nesoucí jistou hybnost a energii (nepřímo úměrné vlnové délce použitého světla). Jistá náhodná část hybnosti a energie se mezi fotonem a elektronem předá, koherence drah se poruší a interferenční proužky se rozmazou. Setkáváme se tu se situací pro mikrosvět charakteristickou: měření podstatným způsobem ovlivňuje měřený objekt. Přechod mezi „částicovým“ a „vlnovým“ chováním elektronů je spojitý, a to v závislosti na vlnové délce použitého světla. Má-li světlo ze zdroje vlnovou délku mnohem větší, než je vzdálenost štěrbin, nejsme schopni rozhodnout, kterou z obou štěrbin elektron proletěl, neboť rozlišovací schopnost (přesnost lokalizace) je vždy větší než vlnová délka. Na stínítku pozorujeme ostrý interferenční obrazec, neboť hybnost a energie fotonů je natolik malá, že nemůže podstatným způsobem prolétávající elektrony ovlivnit. Zkracujeme-li vlnovou délku použitého světla, zlepšuje se rozlišovací schopnost detektorů a roste naše schopnost určit, kterou štěrbinou elektron proletěl. Současně ovšem roste neurčitost hybnosti i energie fotonů a v důsledku toho i poruchy způsobené v pohybu elektronů procesem rozptylu. Interferenční obrazec se rozmazává a je de facto superpozicí čistého interferenčního a částicového obrazce v poměru daném podílem vlnové délky ke vzdálenosti štěrbin. Blíží-li se vlnová délka světla k nule, podávají detektory naprosto spolehlivou informaci o realizované cestě elektronů, přičemž obraz na stínítku se v souladu s pravidly kvantové teorie stává

výhradně částicovým. Zařízení, umožňující určit, kterým otvorem elektron prošel, nemůže být natolik „jemné“, aby při měření podstatně neporušilo interferenční obrazec. Nikdo dosud nenašel cestu, která „obejít relaci neurčitosti“.

Princip neurčitosti lze tedy odvodit rovněž úvahami o částicové povaze vln, namísto úvah o vlnové povaze částic, jak jsme to učinili výše. Demonstrujme si to na jednoduchém příkladu: Abychom byli schopni provést měření např. polohy a hybnosti elektronu, musíme s ním vejít v interakci. Můžeme elektron zkoumat např. pomocí světla vlnové délky λ jako na obr. 32. Fotony necháme dopadat na elektron, přičemž každý z fotonů nese hybnost h/λ . Velikost změny hybnosti elektronu po srážce s takovýmto fotonem bude přibližně téhož řádu, takže proces měření zavádí neurčitost hybnosti elektronu

$$\Delta p \approx \frac{h}{\lambda}. \quad (4.5)$$

Čím větší je tedy vlnová délka použitého světla, tím menší je výsledná neurčitost jeho hybnosti. Vzhledem k vlnovým vlastnostem použitého světla lze očekávat stanovení polohy elektronu s přesností v řádu jedné vlnové délky použitého světla, tj. v nejlepším případě $\Delta x \approx \lambda$. Čím kratší je vlnová délka, tím menší je neurčitost polohy elektronu. Opět tedy nalézáme, že přibližně platí relace neurčitosti

$$\Delta x \Delta p \geq h. \quad (4.6)$$

Lze ukázat, že za předpokladu, kdy lze stanovit polohu částice s přesností Δx , která je lepší, než $1/2\pi$ vzdálenosti d mezi štěrbinami

$$\Delta x < \frac{d}{2\pi}, \quad (4.7)$$

mohli bychom určit, kterou ze štěrbin foton prošel. V tomto případě je však neurčitost Δp_x složky x její hybnosti

$$\Delta p_x \geq \frac{h}{4\pi\Delta x} > \frac{h}{2d}. \quad (4.8)$$

Tato změna hybnosti znamená posunutí místa dopadu elektronu na stínítko o úsek

$$\delta = \frac{\Delta p_x}{p_y} l, \quad (4.9)$$

kde l je vzdálenost štěrbin. Protože $p_x \ll p$ (difrakční posun je malý ve srovnání se vzdáleností l), je $p_x \approx p$ a můžeme psát

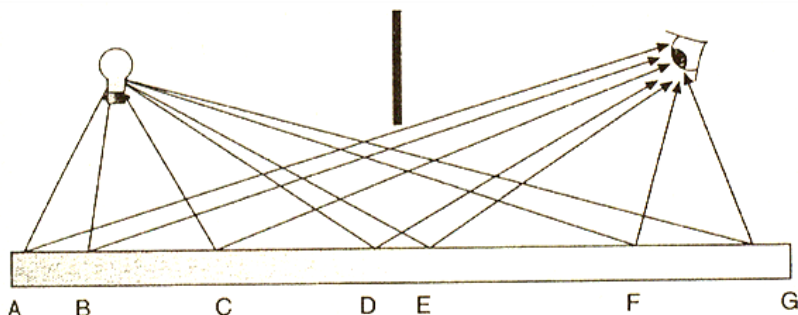
$$\delta \approx \frac{\Delta p_x}{h} \lambda l > \frac{\lambda l}{2d}. \quad (4.10)$$

To je však přesně vzdálenost mezi interferenčním maximem a minimem na interferenčním obrazci. Interakcí s fotony se tak interferogram rozmazává. Cenou za získání informace o realizované cestě elektronu je zánik interferenčního obrazce.

Tato a podobné úvahy evokují, že elektron má v každém čase určitou polohu i hybnost a že je to proces měření, který zavádí do kvantového světa neurčitost. Ve skutečnosti je však tomu právě naopak – neurčitost je vlastní povahou každého pohybujícího se tělesa. Ospravedlněním pro úvahy tohoto typu je velmi názorná ukázka nemožnosti obejít principu neurčitosti.

Skutečnost, že až do aktu měření je poloha, a tedy i dráha částice rozmazána a částice se dle kvantové mechaniky v této fázi může nalézat v podstatě kdekoliv v prostoru, kam může principiálně dospět rychlostí světla, inspirovala amerického teoretika Richarda Feynmana k formulaci ve své době zcela revoluční metody kvantování, nazvané **sčítání (integrace) přes historie (trajektorie)**. Metoda

spočívá v představě, že máme teoreticky nekonečné množství trajektorií, kterými může např. foton dospět ze zdroje světla k oku pozorovatele. A abychom si to ještě trošičku zkomplikovali, necht' se musí cestou odrazit od plochy vodorovného zrcadla nacházejícího se mezi zdrojem a pozorovatelem.



Obr. 33: Podle Feynmanova principu světlo postupuje všemi možnými dráhami a odráží se od všech částí zrcadla ve všemožných podivných úhlech. Sousední dráhy, které neleží poblíž klasické dráhy, se však vždy navzájem vruší.

Všechny dráhy však nejsou stejně pravděpodobné a pravděpodobnosti různých drah nejsou všechny kladné. Pravděpodobnosti se navzájem sčítají pouze tam, kde je čas pro blízké dráhy téměř stejný. Naopak na okrajích zrcadla, kde se fotony musejí odrazit pod bláznivými úhly, mají-li dospět do očí pozorovatele, se projevuje mnohem větší rozdíl v čase, který „sousední“ fotony potřebují, aby se ze zdroje dostaly na zrcadlo a odtud do pozorovatelova oka. Při způsobu, jakým se odvozují pravděpodobnosti, to znamená, že pravděpodobnosti sousedních drah se v tomto případě vzájemně ruší. A tak při vlastním procesu odrazu hraje roli pouze ta část zrcadla, pro níž se úhel dopadu rovná úhlu odrazu.

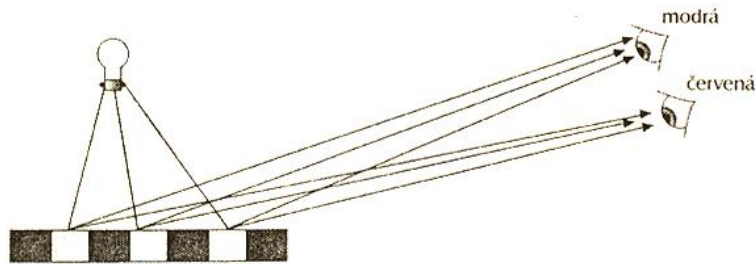


Richard Phillips Feynman (1918 – 1988)

Existuje jednoduchý experiment, který prokazuje, že odražené fotony vskutku přicházejí i z míst, jež leží stranou, na okraji zrcadla a při feynmanovském sčítání přes historie se vzájemně ruší. Stačí k tomu zakrýt celou plochu zrcadla s výjimkou malého kousku u okraje, černou páskou, neodrážející světlo. Nyní nemá smysl hledat obraz tam, kde by světelné paprsky byly, kdyby se odtud mohly šířit do vašich očí. Je zde však jítý trik, kterým vytvoříte obraz i při použití pouhého okraje zrcadla, který je ve špatném úhlu pro odraz do vašich očí. Přestože se pravděpodobnosti sousedních částí okraje zrcadla zruší, snadno lze nalézt i tenoulinké proužky plochy zrcadla, jejichž pravděpodobnosti se naopak zesilují. Problém byl pouze v tom, že tyto proužky byly při odkrytém celém zrcadle prokládány jinými proužky, kde byly pravděpodobnosti opačné. V úhrnu se tedy všechny tyto pravděpodobnosti vzájemně vrušily. Vše, co tedy musíme učinit je, pečlivě položit proužky černé pásky na oblasti, kde je pravděpodobnost „nepříznivá“, takže nám zbude jen polovina předcházející viditelné plochy zrcadla, nicméně s pravděpodobnostmi, jež se vesměs posilují.

V praxi tak stačí, když si vyberete kousek zrcadla, který leží na natolik špatném místě, že to nevede k odrazu do vašeho oka. Pak zakryjete správným způsobem polovinu této oblasti zrcadla (selský rozum předpovídá, že šance spatřit obraz v tomto případě ještě klesne) a světe div se, obraz je na světě.

Takovýto systém odrážejících a pohlcujících proužků známe všichni ze střední školy pod názvem **difrakční mřížka**.



Obr. 34: Začerníme-li rovnoběžné pásy zrcadla, zabráníme vzájemnému vyrušení blízkých sousedních světelných drah a skutečně můžeme spatřit světlo odrážející se ve všech možných podivných úhlech. Zakrytím poloviny zrcadla tak ve skutečnosti můžeme získat více odrazů, a tedy více světelné informace – vytvoříme tzv. „difrakční mřížku“. Fotony různé barvy se od takovéto mřížky odrážejí pod mírně odlišnými úhly a vytvářejí tím jev duhy (viz např. obyčejný CD).

Tento postup vede k relativně jednoduchému zavedení veličin, s nimiž operuje kvantová teorie pole, a k přehlednému odvození poruchových metod, o nichž budeme hovořit později. Sám Feynman řekl, že k zavedení této formulace jej vedla snaha pochopit vztah klasického a kvantového systému, jenž se zdá v tomto formalismu zřetelnější (k hodnotě integrálu přispívají nejvíce trajektorie ležící okolo minima akce – tj. klasické trajektorie).

5. Spin

Jedním z vrcholných poznatků plynoucích z Einsteinovy speciální teorie relativity, je lineární vztah mezi energií a hmotou

$$E = mc^2. \quad (5.1)$$

Odvodit tento výsledek není sice složité, ale vyžaduje to trochu té vysokoškolské matematiky. Pro nás bude důležitější uvědomit si význam tohoto vztahu, který říká, že v každém kilogramu hmoty je ukryto ohromné množství energie rovnající se číselně kvadrátu rychlosti světla. V přepočtu tedy obsahuje jediný gram libovolné hmoty takové množství energie, které přesahuje téměř jeden a půl krát energii, jaká se uvolnila při výbuchu jaderné pumy Little Boy nad Hirošimou, v ranních hodinách 6. srpna 1945. Bomba přitom tehdy vážila plně 4 tuny.

Einsteinův vztah ovšem říká ještě něco dalšího – energii zpětně odpovídá hmotnost. Změříme-li hmotnost tělesa za studena a znovu poté kdy jej zahřejeme, pak po zahřátí se dle předpovědi STR hmotnost tělesa zvýší. Uvážíme-li však, jak malou změnu energie představuje ohřátí běžných těles, byť třeba o tisíc stupňů, ve srovnání s energií uvolněnou při výbuchu jaderné zbraně, která dokáže roztavit celé město, je zřejmé, že v laboratorních podmínkách bude změna hmotnosti v souvislosti se změnou teploty prakticky neměřitelná.

Nás však bude nyní zajímat Einsteinova formule v poněkud jiném tvaru, než v jakém jsem ji napsal výše. Umocníme-li ji na druhou a poté od ní odečteme kvadrát součinu relativistické hybnosti a rychlosti světla, obdržíme vztah

$$E^2 - p^2c^2 = m_0^2c^2 \cdot \frac{c^2 - v^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m_0^2c^4. \quad (5.2)$$

Je to stále tatáž formule, pouze jsem ji upravil do podoby, v níž je uchopitelná matematickým aparátém kvantové mechaniky. Prvními průkopníky, kteří se o takovéto „uchopení“ pokusili, byli roku 1927 Oscar Klein a Walter Gordon, o nichž jsem se krátce zmínil v první kapitole.



Oskar Benjamin Klein (1894 – 1977)

Teprve však geniálnímu britskému fyzikovi Paulu Diracovi se o rok později podařilo upravit vyjádření energie v uvedeném vztahu tak, aby dostal relativisticky konzistentní rovnici, která správně popisuje rovněž i elektricky nabitě kvantové objekty.

Dirac, ačkoliv byl vzděláním elektroinženýr, proslul jako jeden z největších fyziků a matematiků dvacátého století. Nejen, že významně ovlivnil veškerý pojmový aparát a metodologii kvantové mechaniky, ale jasně vytyčil směr, jakým se kvantová teorie začala ubírat po roce 1930. Směr, který vedl k objevu kalibrační invariance a k formulaci kvantové teorie pole.



Paul Adrien Maurice Dirac (1902 – 1984)

Aniž bych zabíhal do komplikovaných matematických a technických detailů Diracovy rovnice, pokusím se vám zde nyní názorně ukázat, k jakým výsledkům Dirac dospěl. Přepíšeme-li poslední rovnici do podoby

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4 \quad (5.3)$$

a poté ji prostě odmocníme, obdržíme dva různé výsledky:

$$E = fh = \pm \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4}, \quad (5.4)$$

nebo ještě jinak

$$f = \pm \frac{\sqrt{m_0^2 \cdot c^4 + p^2 \cdot c^2}}{h}. \quad (5.5)$$

Důvod pro záporné řešení vychází z faktu, že řešíme tzv. **kvadratickou rovnici**. To je rovnice stejného typu, jako např.

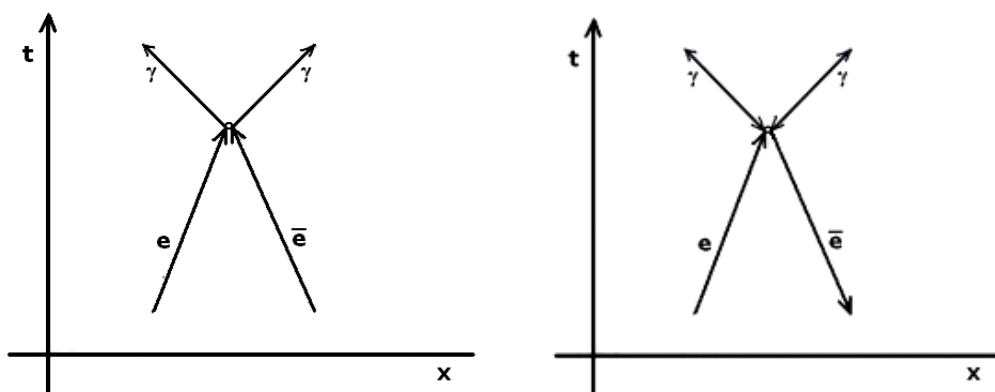
$$x^2 = 9. \quad (5.6)$$

Na první pohled asi každý uhodne řešení $x = 3$. Snadno se však přesvědčíme, že rovnici vyhovuje současně i řešení $x = -3$, neboť druhá mocnina záporného čísla je rovněž kladné číslo.

Diracova genialita spočívala mimo jiné v tom, že přiřkl fyzikální význam i těmto záporným frekvencím, což mu umožnilo předpovědět existenci antičástic dávno před jejich experimentálním objevem.

Zatímco kladné znaménko odpovídá frekvenci běžné částice, záporná frekvence odpovídá jakémusi jejímu zrcadlovému protějšku, pohybujícímu se v inverzním čase. Dirac tak předpověděl existenci celého nového a do té doby netušeného světa, existujícího v inverzním čase – světa antičástic a antihmoty. Pokud sledujeme chování antihmoty ve vesmíru, kde je absolutní převaha hmoty nad antihmotou, tj. ve vesmíru, kde plyne čas jedním preferovaným směrem, potom ke každému druhu částice můžeme nalézt antičástici „žijící“ v inverzním čase. Její všechny kvantové náboje se pak v „normálně“ plynoucím čase budou jevit jako přesně opačné. Např. záporně nabitý elektron je k anodě přitahován. Jeho antičástice – **pozitron** – se však pohybuje v inverzním čase a její pohyb bude tedy přesně opačný – bude od anody odpuzována a její elektrický náboj se nám tak efektivně jeví jako kladný.

Obrázky 35 znázorňují anihilaci páru elektron – pozitron. Nalevo je pohled vnějšího pozorovatele na celou situaci, napravo pak pohled hypotetického pozorovatele cestujícího uvnitř částice. V prvním případě jsou elektron a pozitron dvě oddělené částice, které se po vzájemném splynutí navzájem zničí a přemění na fotony. Druhý pohled na věc ale ukazuje jedinou částici, která se po setkání s fotony začne pohybovat zpět v čase. Oba dva pohledy jsou si přitom fyzikálně ekvivalentní.



Obr. 35: Anihilace elektron-pozitronového páru

Za relativistickou formulaci kvantové mechaniky a předpovědi z ní vyplývající, získal Dirac v roce 1933 Nobelovu cenu za fyziku, společně s Erwinem Schrödingerem, kterému byla udělena za formulaci kvantové mechaniky jako takové.

Jednou z těchto předpovědí Diracovy rovnice byla existence nové kvantové charakteristiky, jež dostala název **spin**. Existence spinu vyplynula přímo z matematické formulace Diracovy rovnice v jazyce bispinorů, avšak přiblížit čtenářům tuto skutečnost s použitím matematiky ze základní školy považují za nemožné, tudíž se o to nebudu ani pokoušet. I když nelze nijak jednoduše vysvětlit co to spin je, můžeme si velmi názorně ukázat, jak se spin měřitelně projevuje.

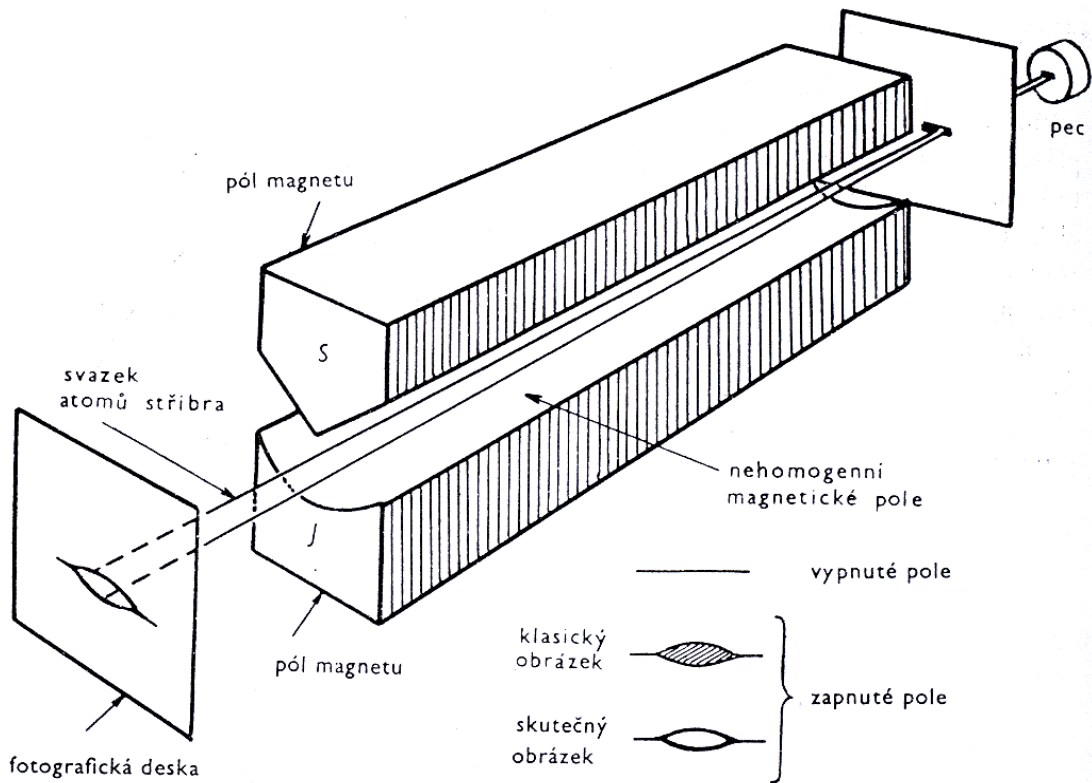
Existenci spinu experimentálně pozorovali již v roce 1921 O. Stern a W. Gerlach, když pouštěli svazek elektronů do nehomogenního magnetického pole, přičemž průřez svazku po průchodu polem zaznamenávala fotografická deska. Stern a Gerlach zjistili, že se počáteční svazek štěpí na dvě odlišné části, odpovídající dvěma orientacím jakéhosi „vnitřního momentu hybnosti elektronu“. Celá situace se tedy na první pohled jevila, jako by elektron v magnetickém poli velmi rychle rotoval okolo své osy.



Otto Stern (1888 - 1969)



Walter Gerlach (1889 - 1979)



Obr. 36: Uspořádání Stern-Gerlachova experimentu

K popisu spinu se užívá **spinové kvantové číslo** s . To má u každé částice pevně danou hodnotu. Např. u elektronu je to $s = 1/2$. Velikost S **spinového momentu hybnosti** pak souvisí se spinovým kvantovým číslem s vztahem

$$S = \hbar\sqrt{s(s+1)}. \quad (5.7)$$

U elektronu nám tak vychází

$$S = \hbar\sqrt{\frac{3}{4}}. \quad (5.8)$$

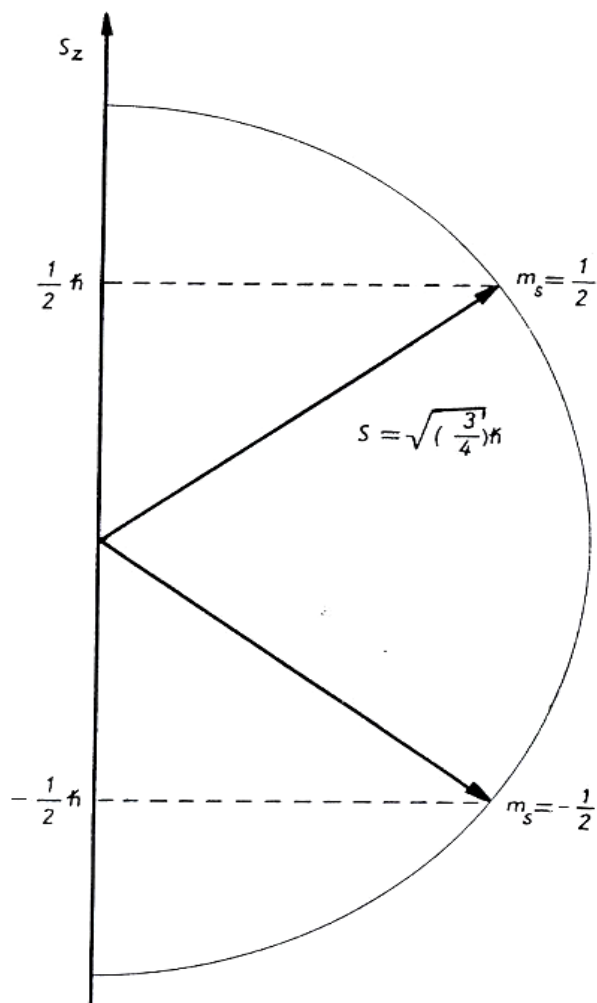
Prostorové kvantování spinu se popisuje **spinovým magnetickým kvantovým číslem** m_s , které udává směr vektoru \mathbf{S} tím, že určuje jeho složku ve směru vnějšího magnetického pole. Položíme-li směr vnějšího pole rovnoběžný s osou z , je složka spinu \mathbf{S} v tomto směru

$$S_z = m_s \hbar. \quad (5.9)$$

Možné hodnoty m_s pro danou hodnotu s jsou

$$m_s = -s, -s+1, \dots, s-1, s \quad (5.10)$$

takže počet možných orientací vektoru spinového momentu hybnosti je $2s+1$.



Obr. 37: Dvě možné projekce spinu elektronu

Projekce spinu S_z částice se spinem $s = 0$ tak nabývá jediné hodnoty $S_z = 0$. Tvoří tedy skalární veličinu, a proto o částicích se spinem 0 hovoříme jako o **skalárních částicích** a o polích s těmito částicemi spojených jako o **skalárních polích**. Projekce spinu částice se spinem $s = 1$ může nabývat 3 různých hodnot $S_z = (-1, 0, 1)$, které dohromady tvoří vektor. Proto o těchto částicích, jakož i polích s nimi spojených, hovoříme jako o **částicích a polích vektorových**. Konečně projekce spinu částic s poločíselným spinem tvoří dohromady tzv. **spinor**. V souvislosti s nimi pak hovoříme o **spinorových částicích a polích**.

Předpokládejme existenci 2 identických částic, z nichž jedna se nalézá v kvantovém stavu a , a druhá ve stavu b . Protože jsou obě částice identické, neměla by se hustota pravděpodobnosti tohoto systému nijak změnit při vzájemné záměně částic, tj. když částice ve stavu a nahradí částici ve stavu b a naopak. V symbolickém zápisu tedy požadujeme

$$|\psi(1,2)|^2 = |\psi(2,1)|^2. \quad (5.11)$$

Vlnová funkce reprezentující částice po záměně může být tedy buď symetrická

$$\psi(1,2) = \psi(2,1), \quad (5.12)$$

nebo antisymetrická

$$\psi(1,2) = -\psi(2,1). \quad (5.13)$$

Je-li částice 1 ve stavu a a částice 2 ve stavu b je vlnová funkce tohoto systému

$$\psi_1 = \psi_a(1)\psi_b(2), \quad (5.14)$$

je-li částice 2 ve stavu a a částice 1 ve stavu b , je vlnová funkce

$$\psi_2 = \psi_a(2)\psi_b(1). \quad (5.15)$$

Protože jsou obě částice ve skutečnosti nerozlišitelné, nemůžeme se nijak dozvědět, která z vlnových funkcí v daném okamžiku popisuje systém. Pravděpodobnost obou možností je stejná. Jak jsme si vysvětlili v předešlé kapitole, vhodným popisem systému je v takovém případě superpozice (lineární kombinace) obou funkcí, přičemž existují dvě takovéto možné kombinace:

symetrická

$$\psi_S = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1)], \quad (5.16)$$

antisymetrická

$$\psi_A = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)]. \quad (5.17)$$

Faktor před závorkami je nutný kvůli normování vlnové funkce.

Záměna částic 1 a 2 nemá vliv na symetrickou funkci, kdežto u antisymetrické obrací znaménko (rovnost kvadrátů norem před a po záměně částic zůstává u obou funkcí i nadále zachována).

Mezi chováním částic v systémech se symetrickou vlnovou funkcí a v systémech jejichž vlnová funkce je antisymetrická, existuje proto řada významných rozdílů. Nejdůležitějším z nich je ten, že v prvním případě mohou obě částice 1, 2 existovat současně v témž stavu $a = b$, kdežto položíme-li v druhém případě $a = b$, dostaneme $\psi_A = 0$, což vede k nulové hustotě pravděpodobnosti, že by takováto situace mohla v přírodě nastat. Dá se ukázat, že všechny částice s poločíselným spinem (tzv. **fermiony**) jsou popsány antisymetrickou vlnovou funkcí, která se řídí tzv. **Fermiho – Diracovou kvantovou statistikou**, kdežto všechny částice se spinem rovným celému číslu (tzv. **bosony**) popisují symetrické vlnové funkce, řídící se tzv. **Bose – Einsteinovou kvantovou statistikou**.



Wolfgang Pauli (1900 – 1958)



Enrico Fermi (1901 – 1954)

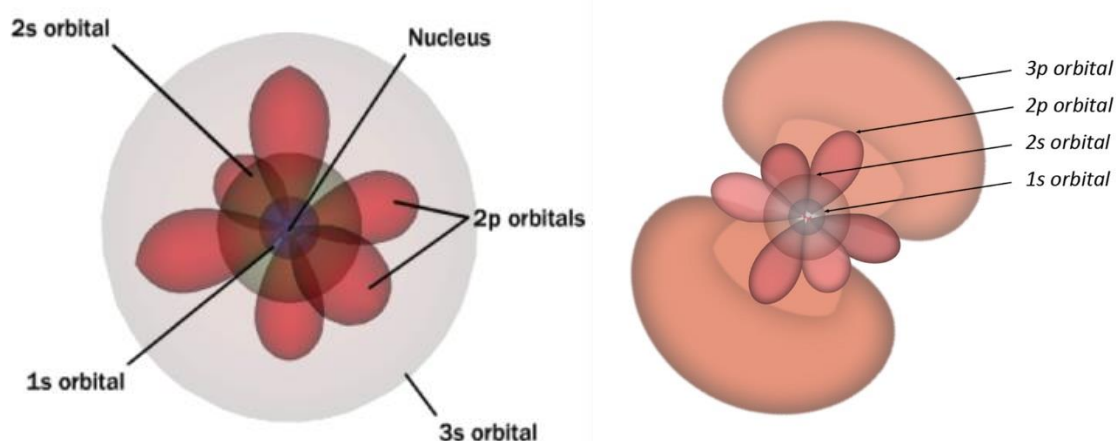


Satyendra Nath Bose (1894 – 1974)

Objevitel tohoto principu Wolfgang Pauli byl studentem Maxe Borny a spolužákem Wernera Heisenberga. Za svůj objev získal Nobelovu cenu v roce 1929. **Pauliho vylučovací princip** říká, že nemohou existovat dva fermiony, jež by měly všechny kvantové náboje (kvantová čísla) úplně stejné (pozor, kvantovými čísly charakterizujícími částici může být i poloha a čas). Pokud se tedy mají 2 fermiony současně vyskytovat na téže energetické hladině v atomu, musí se navzájem lišit v dalších kvantových attributech. Shodují-li se v atomu vodíku pro dva elektrony kvantová čísla n , l , m (tzv. **hlavní, orbitální a magnetické kvantové číslo**), musí se vzájemně lišit jejich spinová magnetická kvantová čísla s . Naproti tomu, bosony jsou vůči sobě navzájem prakticky zcela netečné – nevytvářejí

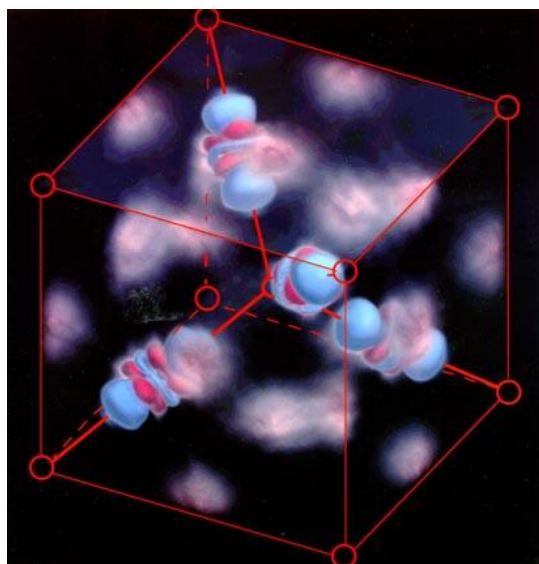
proto žádné uspořádané hladiny, žádné vázané struktury. Procházejí navzájem skrze sebe, aniž by o sobě vůbec „věděly“.

Částicím s poločíselným spinem – fermionům – vděčíme podle Pauliho principu za existenci veškerých hmotných struktur v přírodě. Už když se podíváme na vnitřní strukturu obalu nejjednodušších atomů, spatříme, že se ve skutečnosti nejedná o žádné jednoduché kuličky, či dokonce planetární soustavy s elektrony obíhajícími po dokonalých sférických drahách, jak se to obvykle kreslí v populárních knížkách. Vlnové funkce elektronů vytvářejí velmi složité prostorové struktury podobné spíše obláčkům, v nichž se elektrony s různou mírou pravděpodobnosti mohou vyskytovat.



Obr. 38: Atomové orbitaly s a p

Ještě komplikovanější obrazce vytvoří elektrony v molekulách. Ty představují spojení více atomů v jediný celek. Všem těmto prostorovým obláčkům, které mají svá matematická vyjádření prostřednictvím tak zvaných sférických harmonických funkcí, krátce **sférických harmonik**, říkají fyzikové **orbitaly**. Na následujícím obrázku např. vidíme fotografie elektronových oblaků v molekulových orbitalech mědi (krystal Cu_2O), pořízené technologií STEM (Skenovací Tunelová Elektronová Mikroskopie).

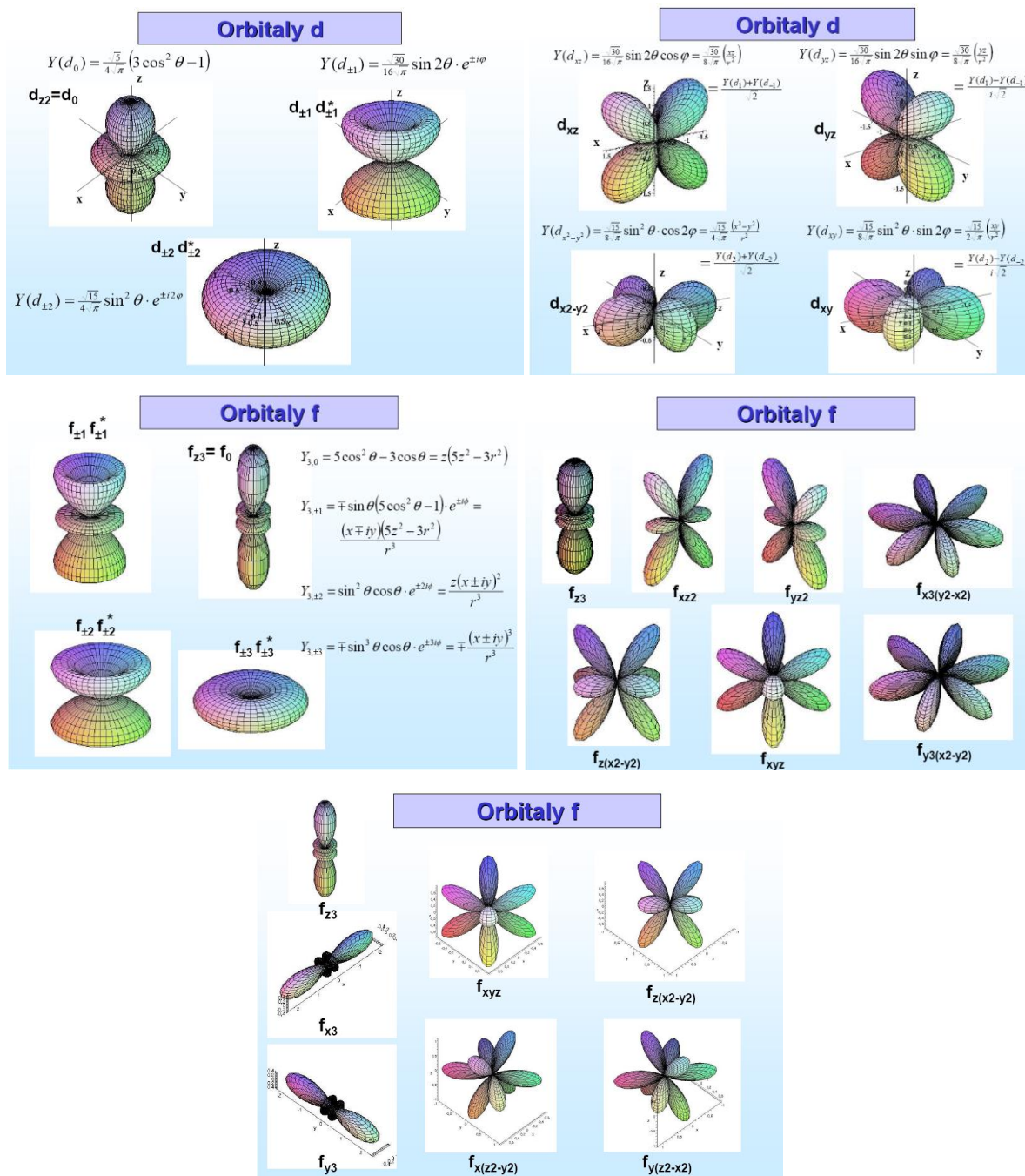


Obr. 39: Mikrofotografie elektronových oblaků v molekulovém orbitalu Cu_2O . Zdroj: Arizona State University

Pokud by byla distribuce elektronového oblaku v okolí atomového jádra vždy a za všech okolností rovnoměrná, dva elektricky neutrální atomy by nikdy nedokázaly vytvořit vázaný celek – molekulu.

Jakmile se ale v oblasti mezi jádry vytvoří hustší oblak záporně nabitých elektronů, než by odpovídalo rovnoměrnému rozprostření elektronů okolo každého z jader, budou kladně nabitá jádra k tomuto oblaku elektrostaticky přitahována a vznikne vázaný systém – molekula.

Zvídavějším čtenářům, kteří rádi potěší své oko pohledem na krásu i těch nejjednodušších struktur, jaké umí příroda vytvořit, jsem připravil přehlídku dalších několika typů atomových orbitalů i s matematickým zápisem některých sférických harmonik, jež je tvoří.



Orbitaly f



f_{23}



f_{x^3}



f_{xyz}



$f_{z(x^2-y^2)}$



f_{y^3}



$f_{x(z^2-y^2)}$



$f_{y(z^2-x^2)}$

Obr. 40: Atomové orbitaly d a f

Opět se díváme na prostorové vyjádření kvadrátu absolutní hodnoty prostorových vlnových funkcí, jež jsou řešením Schrödingerovy rovnice a vyjadřují prostorovou distribuci pravděpodobnosti výskytu elektronu v okolí atomového jádra.

Naproti tomu spinové funkce, které jsou za existenci těchto rozmanitých prostorových struktur zodpovědné, samy o sobě žádné prostorové vyjádření nemají – nedají se nakreslit, ačkoliv i ony podléhají Heisenbergovu principu neurčitosti a mají tedy pouze pravděpodobnostní charakter. Představují jakési skryté jádro veškeré přírodní krásy a rozmanitosti struktur, které se však samo o sobě nemanifestuje žádným konkrétním tvarem. Každou vlnovou funkci lze tak ve skutečnosti matematicky separovat na její prostorovou část (tu, která se dá zobrazit) a spinovou část, která se zobrazit nedá.

Máme dobré důvody předpokládat, že relativistická kvantová mechanika adekvátně popisuje velké množství stránek fyzikálního světa. Na druhé straně je zřejmé, že kvantová mechanika nemůže poskytnout rámec pro adekvátní popis úplně všech stránek fyzikální reality, a to zcela nezávisle na tom, zda se jedná o teorii, která je, či není plně vnitřně konzistentní z hlediska čistě matematického. V tomto případě totiž není podstatné to, že jde o teorii kvantovou, alebrž že jde o mechaniku, tj. o teorii, v níž je systém předem určen zadáním počtů a druhů jednotlivých elementů (částic), které tento systém tvoří. Jinými slovy řečeno, mechanika představuje teorii, která nepřipouští žádné procesy, při nichž by mohlo docházet ke změnám v počtu a druhu částic, a to ani vlivem vnějších polí, ani v důsledku interakce mezi jednotlivými částicemi systému samotného.

Ve skutečnosti však v přírodě nepřeborné množství právě takovýchto procesů probíhá. Vždy při tom jde o procesy, v nichž dochází ke změnám energie jednotlivých částic tak velkým, že jsou srovnatelné s klidovou energií samotných těchto částic, tj. procesy probíhající daleko od nerelativistického režimu.

Je dobře si připomenout, že relativistická kvantová mechanika reprezentovaná Diracovou rovnicí, naráží na zásadní problémy právě tehdy, když se ji pokusíme aplikovat na výše naznačené oblasti. Z uvedených důvodů je ovšem fakt, že relativistická kvantová mechanika přestává být právě v těchto oblastech vnitřně konzistentní, možno považovat za její klad. Signalizuje totiž, že představuje pouhou aproximaci nějaké hlubší a bohatší teorie – teorie fyzikálních systémů, jejichž stavy budou obsahovat různé počty částic a v procesech dominovaných nerelativistickým režimem bude dynamika stavu se zadanými počty jednotlivých druhů částic jen málo ovlivňována faktem, že se systém principiálně může nacházet ve stavech s jinými počty či druhy částic.

6. Neobyčejná teorie světla a látky

Na počátku 20. století bylo stále zřejmější, že matematické prostředky, které využíváme k popisu makroskopických jevů, selhávají při popisu mikrosvěta. Byl třeba nový, kvantový přístup k popisu jevů, který používá nekomutujících objektů. To je nutné, uvědomíme-li si, že například sám akt měření není komutativní (různých výsledků dosáhneme, změříme-li v mikrosvětě nejprve hybnost a poté polohu částice, nebo provedeme-li měření v obráceném pořadí).

Přesuňme se nyní do 30. let minulého století, kdy německý fyzik a další ze skvělých žáků Davida Hilberta – Hermann Weyl – objevil v samých matematických základech přírody cosi, co naprosto radikálním způsobem změnilo náš náhled na fyzikální realitu – základní princip známý dnes pod názvem **kalibrační invariance**. Ano, byl to onen Weyl, který se na sklonku roku 1925 věnoval manželce Erwina Schrödingera, zatímco její choť po boku milenky kdesi v Alpách na vždy boural zažité představy o podstatě světa kolem nás, nahrazujíc je jedním z největších výtvorů lidského génia – kvantovou mechanikou.

V první kapitole jsme hovořili o čtveřici Maxwellových rovnic a také o tom, že se dají ve čtyřrozměrném Minkovského prostoročase redukovat na pouhou dvojici d'Alembertových rovnic, v nichž vystupují potenciály elektromagnetického pole \mathbf{A} , φ . Weyl si nejprve všiml, že pokud jednotlivé potenciály elektromagnetického pole v d'Alembertových rovnicích rozšíří vhodným způsobem o libovolnou skalární funkci Θ , kterou nazýval **fází**, d'Alembertovy rovnice elektromagnetického pole si zachovají svoji platnost nezávisle na volbě této fáze neboli, na tzv. **kalibraci**. Přechod od jedné kalibrace (\mathbf{A}, φ) k jiné kalibraci (\mathbf{A}', φ') nazval **kalibrační transformací**. Weyl tento svůj objev dále rozvíjel a ukázal, že žádná měřitelná veličina nesmí záviset na výběru té či oné kalibrace, a to ani v klasické, ani v kvantové mechanice. Dokázal, že příroda je **kalibračně invariantní**.



Hermann Klaus Hugo Weyl (1885 – 1955)

Ukažme si nyní invarianci Diracovy rovnice vzhledem k tzv. **unitárním transformacím**, konkrétněji vzhledem ke grupě unitárních transformací, kterou označujeme $U(1)$. Těmto transformacím odpovídá nahrazení vlnové funkce jinou vlnovou funkcí, vynásobenou komplexní jednotkou. Z matematického hlediska se jedná o pootočení vlnové funkce, s *jedním* parametrem – úhlem pootočení Θ vlnové funkce:

$$\psi \rightarrow \psi e^{i\theta}. \quad (6.1)$$

Při této transformaci tedy nahrazujeme původní vlnovou funkci ψ přetočenou vlnovou funkcí ψ' , pro kterou platí:

$$\psi' = \psi e^{i\theta}. \quad (6.2)$$

Snadno se přesvědčíme, že pro kvadrát absolutní hodnoty vlnové funkce pak platí

$$\langle \psi | \psi \rangle \rightarrow \psi^* e^{-i\theta} \psi e^{i\theta} = \langle \psi | \psi \rangle. \quad (6.3)$$

Vůči této transformaci (tzv. **globální kalibrační transformaci**) je Diracova rovnice invariantní (násobíme konstantou), stejně, jako kterákoli jiná pohybová rovnice kvantové mechaniky. Podívejme se ale, jak se situace změní, bude-li parametr Θ obecně funkcí místa a času, tj.

$$\theta = \theta(\mathbf{r}, t). \quad (6.4)$$

V tomto případě hovoříme o **lokální symetrii** $U(1)$, označované jako $U(1)_{loc}$. Snadno nahlédneme, že ač hustota pravděpodobnosti se při této transformaci

$$\psi' = \psi e^{i\theta(\mathbf{r}, t)} \quad (6.5)$$

opět zachovává:

$$\langle \psi | \psi \rangle \rightarrow \psi^* e^{-i\theta(\mathbf{r}, t)} \psi e^{i\theta(\mathbf{r}, t)} = \langle \psi | \psi \rangle, \quad (6.6)$$

vlnová funkce ψ' již není řešením původní Diracovy rovnice, neboť kalibrační transformace $U(1)_{loc}$ závisí na prostoročasových souřadnicích.

Ukazuje se, že tato lokální transformace vyžaduje přítomnost nových polí, která vykompenzují ony přírůstky v Diracově rovnici. Požadavek lokální kalibrační invariance tak vede ke vzniku nových kompenzujících polí, která nazýváme **kalibračními poli**. Abychom zachovali kalibrační invarianci Diracovy rovnice vzhledem k symetrii $U(1)_{loc}$, musíme do ní přidat další 4 kompenzující pole.

Roku 1938 Weyl ukázal, že Diracova rovnice zůstane kalibračně invariantní vzhledem k transformacím $U(1)_{loc}$ právě tehdy, pokud ona 4 kompenzující pole jsou komponentami čtyřpotenciálu elektromagnetického pole. Oním hledaným kompenzujícím polem je tedy pole elektromagnetické.

Jak dokázala již dříve německá matematicka a fyzička Emmy Noetherová, žákyně Felixe Kleina, Davida Hilberta, Hermana Minkowského a Karla Schwarzschilda, každá symetrie v přírodě indukuje zákon zachování určité jedné fyzikální veličiny, která s danou symetrií přímo souvisí. Symetrie $U(1)_{loc}$ podle **věty Noetherové** bude rovněž souviset s nějakým zákonem zachování. V tomto případě se jedná o zákon zachování elektrického náboje.



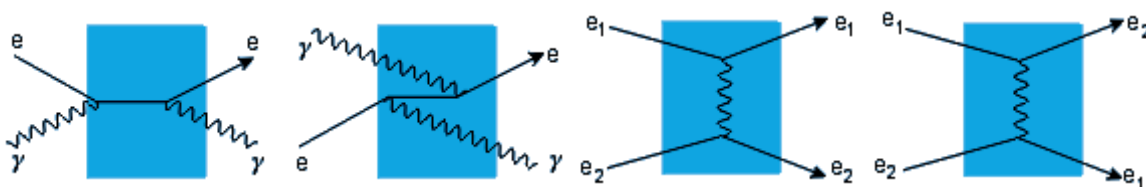
Amalie Emmy Noetherová (1882 – 1935)

Doplňme-li do Diracovy rovnice symetrii $U(1)_{loc}$ objeví se přirozenou cestou v rovnici pro elektron další pole – elektromagnetické pole. Právě doplňování symetrií do rovnic se ve 20. století stalo základním způsobem tvorby nových fyzikálních teorií (hovoříme o tzv. **kalibračních teoriích** – teoriích vystavěných na transformačních symetriích fyzikálních zákonů). První takto vytvořenou teorií byla **kvantová teorie elektromagnetického pole** neboli **kvantová elektrodynamika (QED)**. Zasloužila se o to v 50. letech minulého století čtveřice fyziků R. P. Feynman, J. S. Schwinger, F. J. Dyson a S. Tomonaga.

Symetrie $U(1)_{\text{loc}}$ je popsána jedním volným parametrem (úhlem otočení Θ), kterému odpovídá jediná intermediální částice – foton – jež má nulovou klidovou hmotnost. Podmínka nulové hmotnosti plyne z relací neurčitosti (4.4) mezi energií vyslané intermediální částice mc^2 a dobou, po kterou může být mimo objekt. Má-li mít interakce nekonečný dosah, musí mít intermediální částice nulovou klidovou energii, a tedy i hmotnost.

Podle kvantové teorie pole je tak elektromagnetické pole kvantováno. Základním kvantem je foton, který současně tvoří výměnnou částici zprostředkující elektromagnetickou interakci. Jakékoliv silové působení mezi elektricky nabitými částicemi, ať již přitažlivé, nebo odpudivé, je dle QED zapříčiněno výměnou této tzv. **intermediální částice**.

S klíčovým nápadem, který vytvoření celé této teorie odstartoval, přišel ve 40. letech zřejmě vůbec největší teoretický fyzik 20. století, Richard Feynman, o kterém již byla řeč ve 4. kapitole v souvislosti s kvantováním dráhových integrálů (sčítáním přes historie). Komplikovaný aparát tehdy nepříliš úspěšně budované kvantové teorie pole, na níž se významnou měrou podílel např. též Wolfgang Pauli, zjednodušil Feynman do grafických symbolů, které dnes známe pod názvem **Feynmanovy diagramy**, z nichž některé jednoduché si můžeme prohlédnout na obr. 41. Čas v těchto diagramech plyne zleva doprava, pohyby v prostoru se znázorňují podél svislé osy.



Obr. 41: Feynmanovy diagramy některých jednoduchých elektromagnetických procesů

Feynmanovy diagramy jsou zástupné grafické zkratky pro jednotlivé členy rozvoje rovnic kvantové teorie elektromagnetického pole do tzv. **poruchových řad**. Poruchový počet je ve skutečnosti velmi komplikovaný matematický aparát, bez kterého se však fyzikové neobejdou, jakmile chtějí řešit jakýkoliv problém, ve kterém vystupují více než 2 nezávislé částice, působící na sebe vzájemně silou.

Tvůrci kvantové elektrodynamiky



Richard Phillips Feynman

(1918 – 1988)



Julian Seymour Schwinger

(1918 – 1994)



Freeman John Dyson

(1923 - 2020)



Shin'ichirō Tomonaga

(1906 – 1979)

Typický příklad poruchové řady představuje popis pohybu vystřeleného projektilu v odporujícím prostředí. Pokud by se projektil pohyboval ve vakuu, působila by na něj pouze v podstatě konstantní gravitační síla v konstantním směru a jeho dráhu bychom snadno spočítali jako parabolickou. V odporujícím prostředí zemské atmosféry však proti projektilu vždy působí ještě další, odporová síla. Ta je přitom tím větší, čím rychleji se projektil pohybuje (ve skutečnosti závisí na jeho rychlosti dokonce kvadraticky) a její směr se rovněž mění s tím, jak se směr pohybu projektilu postupně stáčí v gravitačním poli vůči Zemi.

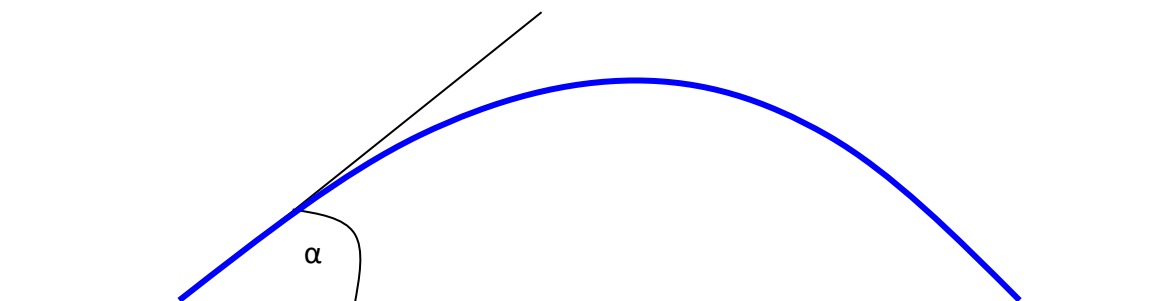
Jestliže počítáme dráhu takového tělesa, narážíme na problém, který se nazývá **nelinearita**. Máme zde totiž zpětnou vazbu zapříčiněnou tím, že dráha závisí určitým způsobem na rychlosti a rychlost na síle. Na tom by samo o sobě nebylo nic zvláštního – tak je tomu ve fyzice téměř vždy, až na několik velmi speciálních případů. Neplechu nám zde dělá až další skutečnost – právě jsme si totiž vysvětlili, že odporová síla závisí zpětnovazebně na rychlosti, kterou se ale s pomocí celkové síly snažíme vypočítat. Na první pohled je vidět, že celá úloha nepřijemně vazbí. Je to podobné, jako když přiblížíte mikrofon k reproduktoru, na nějž je přes zesilovač připojen. Tiché šumy, které mikrofon zaznamená ze svého okolí, se v zesilovači zesílí a reproduktor je pošle zesílené zpět do mikrofonu, který je předá opět zesilovači. Ten je znovu zesílí a pošle skrz reproduktor zpět do mikrofonu, ... atd. Po krátkém okamžiku tato tzv. **kladná zpětná vazba** způsobí, že slyšíme z reproduktoru již jen hlasité pískání.

Jiným příkladem může být třeba cyklický odkaz na buňku v Excellu. Představme si jednoduchou situaci, kdy se cílová buňka pokouší vypočítat svoji vlastní hodnotu prostřednictvím hodnot několika zdrojových buněk. Chybyčka se však vloudí a některá ze zdrojových buněk se naopak pokouší stanovit svoji hodnotu využitím naší cílové buňky.

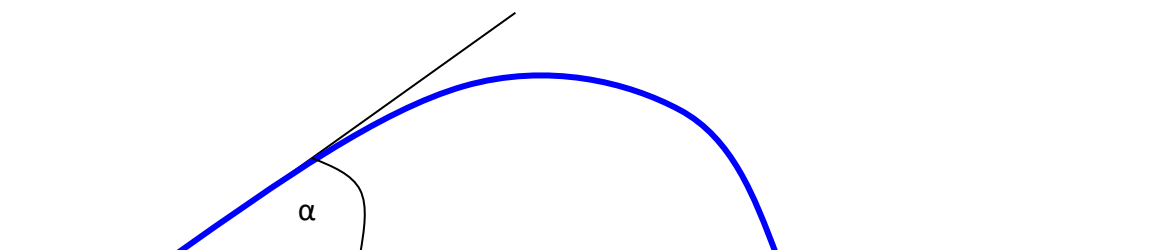
Zatímco oba výše zmíněné příklady vedou zpravidla k neúspěchu, na odporovou sílu prostředí můžeme z fyzikálního hlediska pohlížet jako na tzv. **poruchu**, již je potřeba jednoduše přičíst k bezporuchovému řešení, jaké bychom získali, kdybychom řešili stejnou úlohu ve vakuu. Tato porucha bude dle druhého Newtonova zákona generovat malé zrychlení proti směru pohybu projektilu a bude jej proto zpomalovat – zmenšovat jeho rychlost a zkracovat jeho výslednou dráhu.

Tento záporný dráhový úsek tvoří poruchovou korekci prvního řádu, kterou nyní přičteme k bezporuchovému řešení, čímž získáme tzv. **poruchový rozvoj prvního řádu**. Ten vezmeme v dalším kroku jako výchozí dráhu, ze které vypočteme novou, korigovanou rychlost a opět aplikujeme stejný postup, jako před tím. Opakováním naznačeného postupu můžeme získat stále další a další členy poruchové řady, které reprezentují větší a větší zpřesnění řešeného problému.

a)



b)

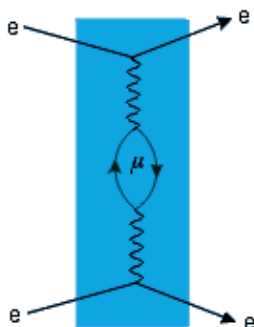


Obr. 42: Vrh šikmý – a) bezporuchové (vakuové) řešení, b) poruchové řešení (balistická křivka)

Velikost členů vyššího řádu poruchového rozvoje velmi rychle klesá. Omezíme-li se tedy na několik prvních členů, získáme již velmi dobrou aproximaci reálné situace pro realistické vstupní parametry. V našem případě s projektilem, dává již poruchový rozvoj druhého řádu pro šikmý vrh v homogenním

zemském gravitačním poli a vzdušném prostředí při normálním tlaku a teplotě, reálné balistické křivky pro všechny běžné homogenní a kompaktní projektily nejrůznějších tvarů.

Nyní, co jsme si na jednoduchém příkladu z klasické mechaniky alespoň rámcově naznačili, jak funguje poruchová metoda, vraťme se zpět ke kvantové elektrodynamice. Každému Feynmanovu diagramu odpovídá konkrétní matematický výraz a pro sestavování diagramů platí jednoduchá pravidla: Počet vrcholů diagramu odpovídá pořadí v příslušné poruchové řadě a amplituda pravděpodobnosti dějů s každým dalším vrcholem klesá v poměru $1/137$, který nazýváme **konstanta jemné struktury**. Linie částic, spojující jednotlivé uzly diagramu, nazýváme **propagátory diagramu**. Jedině propagátory s volnými konci představují skutečné částice, které lze registrovat v našich přístrojích. Propagátory, které začínají a končí ve vrcholu, odpovídají tzv. **virtuálním částicím**, které nerespektují zákon zachování energie. Tyto částice nikdy nemůžeme pozorovat (nemají volné konce linií). Jde například o intermediální částice, zprostředkující sílu mezi skutečnými částicemi.



Obr. 43: Složitější Feynmanův diagram Coulombovského odpuzování dvou elektronů. Na diagramu je kromě běžné výměny fotonu, viditelná i kreace virtuálních párů těžších částic (v tomto případě mionu a antimionu ve vakuu mezi oběma interagujícími elektrony

Kvantová elektrodynamika, ačkoli stojí na poruchové metodě, se stala jednou z nejpřesnějších teorií v dějinách. Řadu jejích předpovědí máme dnes experimentálně potvrzeno s přesností vyšší, než na deset platných míst. Nutno však dodat, že zatímco v mechanice tvoří členy poruchového rozvoje pouze množící se matematické výrazy, přičemž počet částic se vždy zachovává, v QED reprezentují členy poruchového rozvoje samotné částice. Částice tak mohou v QED vznikat a opět zanikat jakoby odnikud a nikam. Dokonce samotné vakuum popisuje QED jako vroucí polévku virtuálních částic, které se v něm neustále rodí a opět mizí. O teoriích tohoto typu již proto nelze hovořit jako o mechanikách.

Richard Feynman poutavě popsal QED v knize, jejíž název jsem si vypůjčil pro pojmenování této kapitoly. Aby byl však obraz úplný, nutno dodat, že v některých případech jednotlivé členy poruchové řady neubývají dost rychle, a hrozí, že součet celé řady bude nakonec nekonečné číslo, což vždy představuje pro teorii veliký problém. Např. elektrické pole elektronu neustále sílí, čím více se k elektronu přibližujeme. Jelikož elektrické pole popisuje QED jako oblak virtuálních částic, v blízkosti elektronu tento oblak neustále houstne a hrozí, že v samém středu elektronu bude již nekonečně hustým. Takovéto nekonečné hustotě hmoty říkají fyzikové singularita. V singularitě selhávají všechny fyzikální zákony a rovnice polí zde již nelze dále řešit. Proto se fyzikové snaží budovat své teorie tak, aby se těmto nekonečným nahromaděním energie a hmoty za každou cenu vyhnuli.

Jednou z metod, jak takovouto kličku alespoň matematicky provést, jsou postupy známé jako **renormalizace** a **regularizace**. Základní princip metody si můžeme vysvětlit na následujícím jednoduchém příkladu: mějme nekonečnou řadu čísel

$$S = 1 + 2 + 4 + 8 + 16 + \dots \quad (6.7)$$

Málokdo asi zapochybuje o tom, že součet nekonečného množství kladných čísel, z nichž každé je navíc dvojnásobkem toho předchozího, může dát ve výsledku jiné číslo než nekonečno. Budete proto zřejmě velmi překvapeni, když vám nyní prozradím, že se velmi mýlíte – součet této nekonečné řady je nejenom konečný, ale dokonce menší než kterýkoli její člen. Že jsem se už musel dočista zbláznit? A co když vám řeknu, že výsledek vyjde nejen konečný, ale dokonce záporný?

Než se rozhodnete navždy odložit tuto knihu do regálu s literaturou fantasy, zkontrolujte si prosím následující úpravy: Začneme tím, že od obou stran rovnice odečteme jedničku

$$S - 1 = 2 + 4 + 8 + 16 + 32 + \dots \quad (6.8)$$

Na pravé straně nyní máme dvojnásobek původní řady S (každý člen této nové řady je dvojnásobkem odpovídajícího členu původní řady S). Platí tedy rovnice

$$S - 1 = 2S, \quad (6.9)$$

která má jediné řešení

$$S = -1. \quad (6.10)$$

Pokud nyní nevěříte vlastním očím a domníváte se, že tu na vás zkouším nějaký iluzionistický trik, pak vezte, že výše uvedený příklad konečného výsledku divergující řady, který se na první pohled příčí zdravému rozumu, náleží ve skutečnosti nejen do velmi široké třídy matematicky zcela korektních závěrů, plynoucích z analýzy tzv. **Riemannovy zeta funkce**, ale v řadě případů se dokonce jedná o experimentálně ověřená fakta, která fyzikové již dlouhá desetiletí s úspěchem využívají v kvantové teorii pole, při aplikaci metod *renormalizace* a *regularizace*.

Riemannova zeta funkce je pozoruhodná matematická struktura, která popisuje rozložení prvočísel na číselné ose. Imaginární hodnoty jejích kořenů však odpovídají i řadě fyzikálních dějů, jako je rozložení energetických hladin složitých kvantových systémů, nebo kvantový chaos. Jeden z problémů kolem Riemannovy zeta funkce (tzv. **Riemannova hypotéza**), se týká rozmístění reálných hodnot těchto kůřenů a patří již téměř 200 let k největším nevyřešeným záhadám moderní matematiky. Za její objasnění je vysáána odměna jeden milion amerických dolarů.

Zkuste si jen tak cvičně sečíst další nekonečnou řadu

$$S = 1 + 10 + 100 + 1000 + \dots \quad (6.11)$$

vyšlo vám

$$S = -\frac{1}{9}? \quad (6.12)$$

Potom jste pochopili alespoň základní princip renormalizačních metod, které od 50. let minulého století umožnily fyzikům získávat v rámci kvantové teorie pole konečné výsledky v souladu s experimentem, ačkoliv se zprvu zdálo, že nekonečná změť virtuálních částic v neustále se větvících Feynmanových diagramech nemůže vést na žádnou rozumnou předpověď.

7. Silná jaderná interakce

Objevitelé vnitřní struktury atomu



Sir Joseph John Thomson (1856 – 1940) Ernst Rutherford 1. baron z Nelsonu (1871 – 1937) James Chadwick (1891 – 1974)

Nejrozšířenějším modelem popisujícím atomy byl na počátku 20. století **Thomsonův „pudinkový“ model**, navržený v roce 1904 Josephem Johnem Thomsonem, objevitelem elektronu (Nobelova cena za fyziku udělena v roce 1906). Jeho model atomu počítal se záporně nabitými elektrony, které se měly vznášet uvnitř kladně nabitě homogenní koule, podobně jako hrozinky v pudinku, odtud název **pudinkový model**. Tento model ve fyzice dominoval až do roku 1911, kdy Ernst Rutherford, vedoucí katedry fyziky na univerzitě v Manchesteru, zveřejnil výsledky svého týmu.

Experiment, který měl za cíl ověření Thomsonova modelu vnitřní struktury atomu, provedli v letech 1909 – 1910 fyzik Hans Geiger a student Ernst Marsden pod vedením Rutherforda, který je považován za otce jaderné fyziky.

Rutherfordův experiment sestával ze série testů, v nichž kladně nabitě alfa částice (dnes víme, že se jedná o jádra atomu helia) vyzařované radioaktivním zářičem (uran nebo thorium) bombardovaly tenký list zlaté či platinové fólie o tloušťce cca. 10 000 atomárních vrstev. V případě správnosti Thomsonova modelu atomu, měly alfa částice pronikat fólií bez většího ovlivnění, jelikož jsou dosti hmotné a elektrický náboj měl být podle Thomsona v atomu široce distribuován. Nicméně skutečné výsledky byly jiné a pro Rutherforda velice překvapivé. Ačkoli mnoho alfa částic skutečně skrz fólii proniklo, dráhy některých z nich se značně odklonily od původního směru a cca. 1 z 20 000 částic se dokonce odrazila a vrátila zpět ke zdroji záření.

Tyto neočekávané výsledky vedly nakonec k opuštění Thomsonova modelu a jeho nahrazení **modelem Rutherfordovým**. Skutečnost, že se malé množství alfa částic vychýlí o větší úhly nebo dokonce odrazí zpět ke zdroji, značí, že v atomu je na extrémě malém objemu ve středu soustředěn pozitivní náboj s vysokou hmotností. Alfa částice procházející středem nebo poblíž středu atomu se zde srazí s tímto kladným nábojem nebo s ním interagují.

Celý kladný elektrický náboj se tedy nachází ve velmi hmotném a hustém středu atomu, ve struktuře, kterou Rutherford nazýval těžištěm, a později získala název **atomové jádro**. Zbytek atomu pak tvoří oblast s velmi nízkou hustotou, která obsahuje pouze elektrony.

V r. 1918 Rutherford pozoroval, že částice alfa vystřelované do plynného dusíku, vytvářejí v jeho vlastnoručně zkonstruovaném scintilačním detektoru stejnou světelnou odezvu, jakou již před tím pozoroval v experimentech s urychlenými jádry vodíku. Rutherford usoudil, že zdrojem jader vodíku musí být samotná jádra dusíku ostřelovaná částicemi alfa. Jádro vodíku proto identifikoval jako elementární částici a pojmenoval ji **proton**, dle řeckého *protos* (první).

Krom Nobelovy ceny za chemii pro rok 1908, byla Rutherfordovi udělena celá řada dalších vyznamenání za zásluhy a roku 1914 byl dokonce povýšen do rytířského stavu. Zemřel nečekaně v nemocnici následkem operace pupeční kýly. Tehdejší britský protokol vyžadoval, aby byl jako peer operován pouze urozeným lékařem, který nebyl právě přítomen. Vzniklá časová prodleva jej patrně

stála život. Byl pochován ve Westminsterském opatství po boku J.J. Thomsona a nedaleko Isaaca Newtona.

V roce 1932 odhalil Rutherfordův spolupracovník James Chadwick v atomovém jádře přítomnost další částice – tentokrát bez náboje – jež dostala název **neutron**. Za tento objev byla Chadwickovi udělena v roce 1935 Nobelova cena za fyziku. V následující tabulce jsou shrnuty základní vlastnosti obou částic tvořících atomová jádra.

Proton a neutron dnes společně řadíme do rodiny tzv. **nukleonů** – částic tvořících atomová jádra (latinsky *nukleus* – jádro).

Tab. 1: Základní vlastnosti nukleonů

		proton	neutron
Hmotnost	kg	$1,6726231(10) \cdot 10^{-27}$	$1,6749547(87) \cdot 10^{-27}$
	u	1,007276470(11)	1,008 665 220(60)
Klidová energie v MeV		938,27231(28)	939,56563(28)
Střední doba života		$> 10^{33}$ let	886(1) s
Spin v h		1/2	1/2
Parita		+ 1	+ 1
Elektrický náboj v C		$1,60217733(49) \cdot 10^{-19}$	0
Poměr magnetického momentu k jadernému magnetonu μ_n		2,792 847 386(63)	-1,91304275(45)
Silný izospin T		1/2	1/2
Komponenta T_z silného izospinu		+1/2	-1/2

Atomové číslo Z , které se někdy nazývá protonovým číslem, udává počet protonů v jádře atomu příslušného prvku.

Neutronové číslo N je počet neutronů v atomovém jádře.

Hmotnostní číslo $A = Z + N$ nebo též **nukleonové číslo** je počet všech nukleonů v jádře.

Nuklidem se nazývá látka, která se skládá z atomů, jejichž jádra mají stejné Z , N , a tedy i A . Nuklid se označuje symbolem ${}^A X$, kde X je chemická značka prvku s atomovým číslem Z a hmotnostním číslem A .

Izotop je jeden nuklid z množiny nuklidů, které mají stejné Z , ale různé N . Dobře známé jsou např. izotopy vodíku ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, tj. protium, deuterium a tritium.

V jaderné fyzice se kromě toho často setkáváme s termínem **izobar**, což je nuklid z množiny nuklidů, jejichž jádra mají stejné A , ale různá Z . Pro $A = 3$ existují dva izobary ${}^3\text{H}$ a ${}^3\text{He}$ (tritium a tralplium).

Méně často se používá termínu **izoton**, což je nuklid z množiny nuklidů, které mají stejný počet neutronů, tj. stejné N , ale různá Z . Pro $N = 2$ známe izotony ${}^3\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^6\text{Be}$.

Někdy se můžeme setkat i s termínem *izomer*, což je látka tvořená nuklidem, jehož jádra se nacházejí poměrně dlouho ve stejném vzbuzeném stavu. Izomer se označuje doplněním symbolu nuklidu písmenem m – např. ^{234m}Pa .

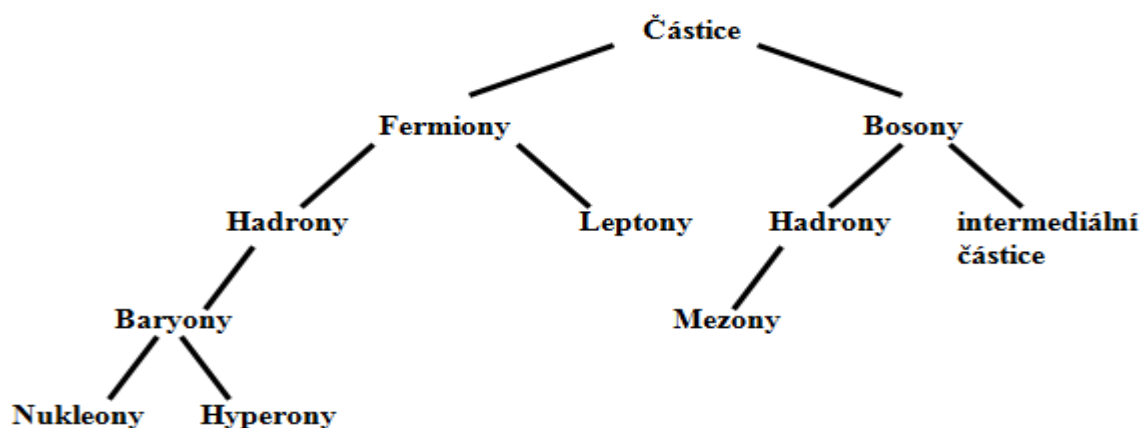
Konečně *radionuklidem* nazýváme takový nuklid, jehož jádra jsou nestabilní a rozpadají se.

Parita (sudost či lichost) atomového (Z), neutronového (N) a hmotnostního (A) čísla má značný vliv na stabilitu atomových jader, jak dokládá tabulka 2:

Tab. 2: Počty stabilních nuklidů pro jádra různé parity

Z	N	Počet stabilních nuklidů
sudé	sudé	165
sudé	liché	55
liché	sudé	50
liché	liché	4

Jak se experimentální technika ve 30 letech minulého století posouvala mýlovými kroky kupředu, byly konstruovány stále větší a důmyslnější urychlovače částic, produkující při srážkách urychlených atomových jader doslova žem objevů nových kvantových objektů. K elektronům (náležejícím do šestičlenné rodiny leptonů) a našim dvěma nukleonům, tak přibyly rovněž první objevené hyperony, mezony, a další skupiny částic. Dnes známe okolo 300 druhů různých elementárních částic, z nichž každá náleží do některé z rodin na následujícím diagramu:



Obr. 44: Klasifikace elementárních částic

Pochopení jaderné interakce, která je v přírodě odpovědná za stabilitu částic složených z ještě elementárnějších částic, představovalo v první polovině minulého století ohromnou výzvu pro teoretické i částicové fyziky. Atomová jádra jsou tvořena kladně nabitými protony, které jsou od sebe neustále odpuzovány ohromnou elektrickou silou. Bylo proto velikou záhadou, co drží tato jádra pohromadě. Bylo zřejmé, že v jádře musí působit ještě jiná, mnohem větší síla, než je síla elektromagnetické povahy.

Tato, tzv. **silná interakce** je v pořadí třetí interakcí popisovanou kvantovou teorií pole. Jde o interakci, která drží pohromadě nukleony v atomovém jádře a jak se později ukázalo, pojí se s ní nový druh částic tvořících dokonce samu vnitřní strukturu jednotlivých nukleonů.

První poznání silné interakce



Hideki Yukawa (1907-1981)

První jednoduchou teorii silné interakce vytvořil Hideki Yukawa v roce 1934. Z dosahu interakce vypočítal hmotnost intermediálních částic a usoudil, že při silné interakci si neutrony a protony v jádře mezi sebou vyměňují mezony. Dnes víme, že jde o podobnou situaci, jako v elektromagnetické interakci. Interagují-li mezi sebou dva bodové náboje, vyměňují si fotony a síla ubývá jako $1/r^2$. Elektromagnetická interakce může ovlivňovat ale i složitější komplexy, byť jsou navenek neutrální – jde o dipól-dipólovou interakci, dipól-kvadrupólovou interakci atd., ve kterých silové působení ubývá s vyšší mocninou r (tzv. **Van der Waalsovy síly**).

Na základě obsáhlého experimentálního materiálu, získaného převážně v 50. a 60. letech při hledání nových elementárních částic, byly vyzorovány výrazné **symetrie** ve vlastnostech elementárních částic, které v r.1964 vyústily zformulováním **kvarkového modelu** hadronů.

Mladý americký fyzik Murray Gell-Mann si počátkem 60. let minulého století všiml, že úplně všechny fermiony, kterých již v té době bylo známo přes 200 druhů, by šlo popsat s pomocí pouhých dvou kvantových čísel (nábojů), které nazval „**vůně**“ (flavor) a „**barva**“ (color). Gell-Mann zjistil, že kdyby kromě 6 leptonových vůní existovalo ještě dalších 6 vůní hadronových, daly by se všechny hadrony poskládat z pouhých 6 elementárních částic, které nazval **kvarky** (tento název byl s notnou dávkou recese převzat z literárního díla Jamese Joyce). Vůně kvarků získaly poměrně exotická jména: d – down, u – up, s – strange, c – charm, b – beauty (botom), t – truth (top), z nichž většinu vymyslel právě Gell-Mann.

Kvarky jsou fermiony, proto by se neměly nacházet podle Pauliho vylučovacího principu ve stejném kvantovém stavu. Tomu zdánlivě odporuje již existence neutronu (ddu), kde jsou dva kvarky d v téže stavu. V hyperonu Ω^- jsou dokonce tři kvarky s ve stejném stavu. Aby mohlo uvnitř jediného hadronu existovat i vícero kvarků téže vůně, zavedl Gell-Mann další kvantové vlastnosti, které odlišují jednotlivé kvarky v částici – „**barvy**“.

K poskládání všech mezonů z kvarků mu stačila teoreticky jediná barva a její antibarva (anticolor), avšak k sestavení všech baryonů potřeboval 3 různé barvy, jejichž vzájemným sečtením vznikaly bezbarvé baryony. Tyto barvy byly tudíž nazvány klasicky R,G,B (red, green, blue).

Hlavní obtíž kvarkové hypotézy nyní tkvěla především v tom, že žádné volné částice s vlastnostmi kvarků nebyly dlouho nikde pozorovány. Kvarky by tedy musely být v nukleonech **velmi silně vázány**. Až koncem 60. let byl kvarkový model podpořen výsledky experimentů s rozptylem vysokoenergetických elektronů na nukleonech (hluboce nepružný rozptyl) ukazujících na to, že při takovém „**tvrdém ostřelování**“ se nukleon nechová jako kompaktní částice, ale jako shluk několika (tři) víceméně volných rozptylových center. Přitom kvantová čísla těchto center (náboj, spin, izospin) odpovídala hodnotám očekávaným u kvarků. Přímému ztotožnění kvarků a rozptylových center však bránil rozpor: na jedné straně se při experimentech rozptylová centra v nukleonech chovala jako volná, na druhé straně kvarky musí být tak silně vázány, že je nelze z nukleonů uvolnit.

Autoři kvarkového modelu látky



Murray Gell-Mann (1929 - 2019)



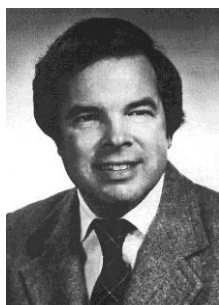
Yuval Ne'eman (1925 – 2006)



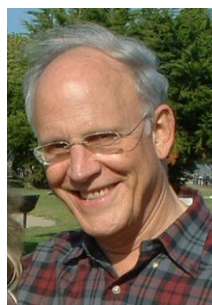
George Zweig (1937)

Výrazného pokroku v chápání vlastností silné interakce bylo dosaženo v 70. letech, kdy byla zformulována a rozvinuta tzv. **kvantová chromodynamika (QCD)** (řecky chromos = barva). Tato teorie je založena na tzv. **neabelovských kalibračních symetriích** fyzikálně souvisejících právě s novým kvantovým nábojem nazvaným *barva*. Význačnou vlastností QCD je **asymptotická volnost**: efektivní vazbová konstanta vzájemného působení mezi kvarky se blíží nule při zmenšování vzdáleností, ale prudce roste, pokud se od sebe snažíme kvarky odtrhnout. Asymptotická volnost znamená, že kvarky na malých vzdálenostech uvnitř nukleonů téměř neinteragují, zatímco z hlediska větších vzdáleností jsou vázány velmi silně. S asymptotickou volností tak těsně souvisí právě pozorované „**uvěznění**“ **kvarků** – kvarky nemohou stabilně existovat jako volné částice (nekonečně velká energie potřebná na uvolnění), ale pouze vázané v hadronech.

Autoři kvantové chromodynamiky



Kenneth Geddes Wilson
(1936)



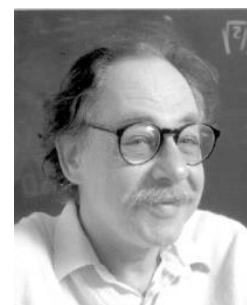
David Jonathan Gross
(1941)



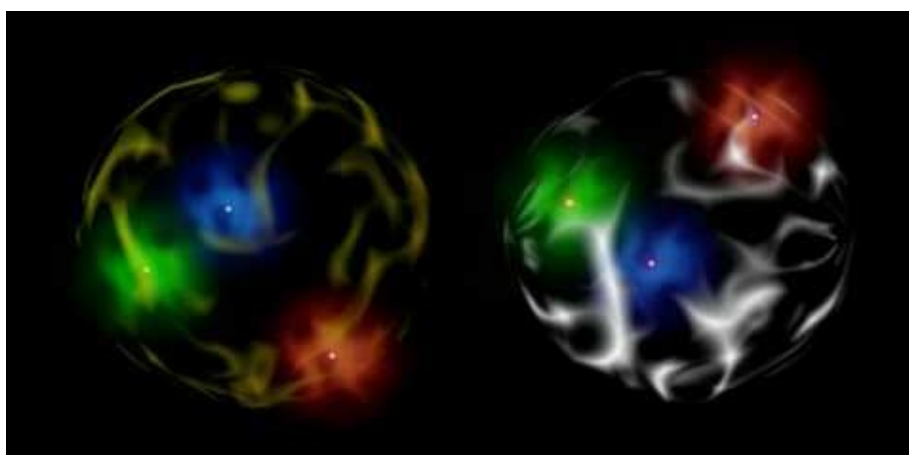
Frank Anthony Wilczek
(1951)



Hugh David Politzer
(1949)



Sidney Richard Coleman
(1937 – 2007)



Obr. 45: Umělcova vize hadronizovaných kvarků (např. protonu a neutronu)

Tab. 3: Základní vlastnosti kvarků a leptonů – levotočivé antičástice mají projekci slabého izospinu 0, pravotočivé antičástice opačnou než levotočivé částice.

Kvarky	d	u	s	c	b	t
Klidová hmotnost [MeV]	~ 3	~ 3	~ 95	~ 1 275	~ 4 180	~ 173 000
Elektrický náboj [e]	-1/3	2/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
Projekce spinu	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$
Projekce slabého izospinu	-1/2, 0	$1/2, 0$	-1/2, 0	$1/2, 0$	-1/2, 0	$1/2, 0$
Doba života [s]	∞	∞	∞	∞	∞	∞

Leptony	e	ν_e	μ	μ_e	τ	ν_τ
Klidová hmotnost [eV]	511000	> 0.00447	105658000	> 0,05	1777000000	> 0,0675
Elektrický náboj [e]	-1	0	-1	0	-1	0
Projekce spinu	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$	$\pm 1/2$
Projekce slabého izospinu	-1/2, 0	$1/2, 0$	-1/2, 0	$1/2, 0$	-1/2, 0	$1/2, 0$
Doba života [s]	∞	∞	$2,2 \cdot 10^{-6}$	∞	$2,9 \cdot 10^{-13}$	∞

Kvarky se skládají do částic tak, aby výsledek byl bezbarvý. První možností je kombinace kvark-antikvark (například červená-antičervená). Tyto bezbarvé dvojice tvoří již zmíněné mezony. Druhou možností je složení tří kvarků různých základních barev, které dohromady dají bílou – vznikají baryony.

Způsob, kterým jsou z jednotlivých kvarků sestaveny ostatní hadrony, ukazují následující tabulky. Tabulky 4, 5 představují úplný systém rodiny baryonů, coby bezbarvých soustav tří kvarků. V tabulce 4 je představena úplná rodina nukleonů (antiparalelně orientované spiny kvarků) a hyperonů. Tabulka 5 pak zahrnuje veškeré další existující hyperony. Hyperony s paralelní orientací projekce spinu mají vyšší energii a označujeme je zpravidla pouze s hvězdičkou na místě horního indexu. Z historických důvodů však existuje několik výjimek z tohoto pravidla, které jsem vyznačil rámečky uvnitř tabulky. Zrcadlité obrazy nukleonů z tabulky 4 s paralelně orientovanou projekcí spinu se označují jako delta-hyperony, zrcadlité obrazy lambda-hyperonů z tabulky 4, které mají projekce spinů orientovány antiparalelně, označujeme jako sigma-hyperony.

Tab. 4: nukleony a hyperony

	d	\bar{d}			du	$\bar{d}u$	
du	n	\bar{n}					
uu	p	\bar{p}		$\bar{d}u$			
				uu			
					s	Λ_s^0	$\bar{\Lambda}_s^0$
					c	Λ_c^+	$\bar{\Lambda}_c^-$
					b	Λ_b^0	$\bar{\Lambda}_b^0$
					t	Λ_t^+	$\bar{\Lambda}_t^-$
							\bar{s}
							\bar{c}
							\bar{b}
							\bar{t}

Tab. 5: Další hyperony

	d	u	s	c	b	t	\bar{t}	\bar{b}	\bar{c}	\bar{s}	\bar{u}	\bar{d}	
dd	Δ^-	Δ^0	Σ_s^-	Σ_c^0	Σ_b^-	Σ_t^0	$\bar{\Sigma}_t^0$	$\bar{\Sigma}_b^+$	$\bar{\Sigma}_c^0$	$\bar{\Sigma}_s^+$	Δ^0	Δ^+	$\bar{d}\bar{d}$
uu	Δ^+	Δ^{++}	Σ_s^+	Σ_c^{++}	Σ_b^+	Σ_t^{++}	$\bar{\Sigma}_t^-$	$\bar{\Sigma}_b^-$	$\bar{\Sigma}_c^-$	$\bar{\Sigma}_s^-$	Δ^-	Δ^-	$\bar{u}\bar{u}$
ss	Ξ_s^-	Ξ_s^0	Ω_{ss}^-	Ω_{sc}^0	Ω_{sb}^-	Ω_{st}^0	$\bar{\Omega}_{st}^0$	$\bar{\Omega}_{sb}^+$	$\bar{\Omega}_{sc}^0$	$\bar{\Omega}_{ss}^+$	Ξ_s^0	Ξ_s^+	$\bar{s}\bar{s}$
cc	Ξ_c^+	Ξ_c^{++}	Ω_{cs}^+	Ω_{cc}^{++}	Ω_{cb}^+	Ω_{ct}^{++}	$\bar{\Omega}_{ct}^-$	$\bar{\Omega}_{cb}^-$	$\bar{\Omega}_{cc}^-$	$\bar{\Omega}_{cs}^-$	Ξ_c^+	Ξ_c^{++}	$\bar{c}\bar{c}$
bb	Ξ_b^-	Ξ_b^0	Ω_{bs}^-	Ω_{bc}^0	Ω_{bb}^-	Ω_{bt}^0	$\bar{\Omega}_{bt}^0$	$\bar{\Omega}_{bb}^+$	$\bar{\Omega}_{bc}^0$	$\bar{\Omega}_{bs}^+$	Ξ_b^0	Ξ_b^+	$\bar{b}\bar{b}$
tt	Ξ_t^+	Ξ_t^{++}	Ω_{ts}^+	Ω_{tc}^{++}	Ω_{tb}^+	Ω_{tt}^{++}	$\bar{\Omega}_{tt}^-$	$\bar{\Omega}_{tb}^-$	$\bar{\Omega}_{tc}^-$	$\bar{\Omega}_{ts}^-$	Ξ_t^+	Ξ_t^{++}	$\bar{t}\bar{t}$
du			Σ_s^0	Σ_c^+	Σ_b^0	Σ_t^+	$\bar{\Sigma}_t^-$	$\bar{\Sigma}_b^0$	$\bar{\Sigma}_c^+$	$\bar{\Sigma}_s^0$			$\bar{d}\bar{u}$
ds			Ξ_{sc}^0	Ξ_{sb}^-	Ξ_{st}^0		$\bar{\Xi}_{st}^0$	$\bar{\Xi}_{sb}^+$	$\bar{\Xi}_{sc}^0$				$\bar{d}\bar{s}$
us			Ξ_{sc}^+	Ξ_{sb}^0	Ξ_{st}^+		$\bar{\Xi}_{st}^-$	$\bar{\Xi}_{sb}^0$	$\bar{\Xi}_{sc}^-$				$\bar{u}\bar{s}$
dc				Ξ_{cb}^0	Ξ_{ct}^+		$\bar{\Xi}_{ct}^-$	$\bar{\Xi}_{cb}^0$					$\bar{d}\bar{c}$
uc				Ξ_{cb}^+	Ξ_{ct}^{++}		$\bar{\Xi}_{ct}^-$	$\bar{\Xi}_{cb}^-$					$\bar{u}\bar{c}$
sc				Ω_c^0	Ω_c^+		$\bar{\Omega}_c^-$	$\bar{\Omega}_c^0$					$\bar{s}\bar{c}$
db					Ξ_{bt}^0		$\bar{\Xi}_{bt}^0$						$\bar{d}\bar{b}$
ub					Ξ_{bt}^+		$\bar{\Xi}_{bt}^-$						$\bar{u}\bar{b}$
sb					Ω_b^0		$\bar{\Omega}_b^0$						$\bar{s}\bar{b}$
cb					Ω_b^+		$\bar{\Omega}_b^-$						$\bar{c}\bar{b}$

Mezony jsou tvořeny páry kvark – antikvark a jejich fyzikální vlastnosti se liší v závislosti na vzájemné orientaci spinu obou kvarků. Ta může být buď paralelní (**vektorové mezony**), nebo antiparalelní (**skalární mezony**). Jejich základní stav, spolu s prvním rezonančním stavem uvádí tabulka 6.

Tab. 6: Skalární a vektorové mezony

Skalární mezony:

	\bar{d}	\bar{u}	\bar{s}	\bar{c}	\bar{b}	\bar{t}
d	η^0	π^-	K^0	D^-	B^0	T^-
u	π^+	π^0	K^+	D^0	B^+	T^0
s	\bar{K}^0	K^-	η_s^0	D_s^-	B_s^0	T_s^-
c	D^+	D^0	D_s^+	η_c^0	B_c^+	T_c^0
b	\bar{B}^0	B^-	\bar{B}_s^0	B_c^-	Y^0	T_b^-
t	T^+	T^0	T_s^+	T_c^0	T_b^+	Z^0

Vektorové mezony:

	\bar{d}^*	\bar{u}^*	\bar{s}^*	\bar{c}^*	\bar{b}^*	\bar{t}^*
d^*	ω^0	ρ^-	K^{*0}	D^{*-}	B^{*0}	T^{*-}
u^*	ρ^+	ρ^0	K^{*+}	D^{*0}	B^{*+}	T^{*0}
s^*	\bar{K}^{*0}	K^{*-}	ϕ^0	D_s^{*-}	B_s^{*0}	T_s^{*-}
c^*	D^{*+}	D^{*0}	D_s^{*+}	ψ^0	B_c^{*+}	T_c^{*0}
b^*	\bar{B}^{*0}	B^{*-}	\bar{B}_s^{*0}	B_c^{*-}	Y'^0	T_b^{*-}
t^*	T^{*+}	T^{*0}	T_s^{*+}	T_c^{*0}	T_b^{*+}	Z'^0

Skalární mezonové rezonance:

	\bar{d}^{**}	\bar{u}^{**}	\bar{s}^{**}	\bar{c}^{**}	\bar{b}^{**}	\bar{t}^{**}
d^{**}	h^0	a^-	K^{**0}	$D^{**,-}$	B^{**0}	$T^{**,-}$
u^{**}	a^+	ϕ^0	K^{**+}	D^{**0}	B^{**+}	T^{**0}
s^{**}	\bar{K}^{**0}	$K^{**,-}$	f^0	$D_s^{**,-}$	B_s^{**0}	$T_s^{**,-}$
c^{**}	D^{**+}	D^{**0}	D_s^{**+}	χ_c^0	B_c^{**+}	T_c^{**0}
b^{**}	\bar{B}^{**0}	$B^{**,-}$	\bar{B}_s^{**0}	$B_c^{**,-}$	χ_b^0	$T_b^{**,-}$
t^{**}	T^{**+}	T^{**0}	T_s^{**+}	T_c^{**0}	T_b^{**+}	χ_t^0

Skalární mezonové rezonance:

	\bar{d}^{**}	\bar{u}^{**}	\bar{s}^{**}	\bar{c}^{**}	\bar{b}^{**}	\bar{t}^{**}
d^{**}	h^0	a^-	K^{**0}	$D^{**,-}$	B^{**0}	$T^{**,-}$
u^{**}	a^+	ϕ^0	K^{**+}	D^{**0}	B^{**+}	T^{**0}
s^{**}	\bar{K}^{**0}	$K^{**,-}$	f^0	$D_s^{**,-}$	B_s^{**0}	$T_s^{**,-}$
c^{**}	D^{**+}	D^{**0}	D_s^{**+}	χ_c^0	B_c^{**+}	T_c^{**0}
b^{**}	\bar{B}^{**0}	$B^{**,-}$	\bar{B}_s^{**0}	$B_c^{**,-}$	χ_b^0	$T_b^{**,-}$
t^{**}	T^{**+}	T^{**0}	T_s^{**+}	T_c^{**0}	T_b^{**+}	χ_t^0

Každý kvark se tedy v přírodě musí vyskytovat ve třech navzájem různých provedeních (barvách), na které je citlivá silná interakce. V matematice tuto symetrii označujeme $SU(3)$, což je anglická zkratka pro **Special Unitary**. Je reprezentována komplexními maticemi 3×3 , které provádějí třídu operací zvaných **rotace**. Tyto matice jsou **unitární** (Unitary) a **unimodulární**, to jest s determinantem rovným jedné (Special). Unitární matice se nezmění, překlápíme-li je kolem diagonály a komplexně sdružíme (této operaci říkáme **hermitovské sdružení**).

Máme-li např. matici kvarků, kde jednotlivé indexy označují barvy, pak z hlediska silné interakce jsou jednotlivé její řádky nerozlišitelné.

$$\begin{pmatrix} d_R & s_G & b_B \\ u_R & c_G & t_B \end{pmatrix}. \quad (7.1)$$

Vzájemně permutovatelné kvarky pro silnou interakci tedy tvoří $SU(3)$ izotriplety z hlediska nového kvantového čísla (náboje) zvaného barva. **Libovolnou záměnou jednotlivých prvků v řádcích dojdeme k obecně jinému uspořádání, které je však z hlediska silné interakce nerozpoznatelné od původního – dává stále celkově bezbarvou permutaci.**

Transformace $SU(3)$ se realizují s pomocí komplexních unitárních unimodulárních matic působících na vlnové funkce částic izotripletu (označme si je pro názornost ψ_a, ψ_b, ψ_c):

$$\begin{pmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \lambda_{13} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \lambda_{23} \\ \lambda_{31} & \lambda_{32} & \lambda_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_a \\ \psi_b \\ \psi_c \end{pmatrix}, \quad (7.2)$$

čímž dostáváme v teorii celkem 18 volných parametrů (každé komplexní číslo λ má 2 parametry – reálný a imaginární). Z požadavku unitarity

$$\lambda^\dagger \lambda = \mathbf{1} \quad (7.3)$$

dostáváme celkem 9 vazebních podmínek (součin dvou navzájem hermitovsky sdružených komplexních matic tvoří reálnou matici) a z požadavku unimodularity

$$\det \lambda = 1 \quad (7.4)$$

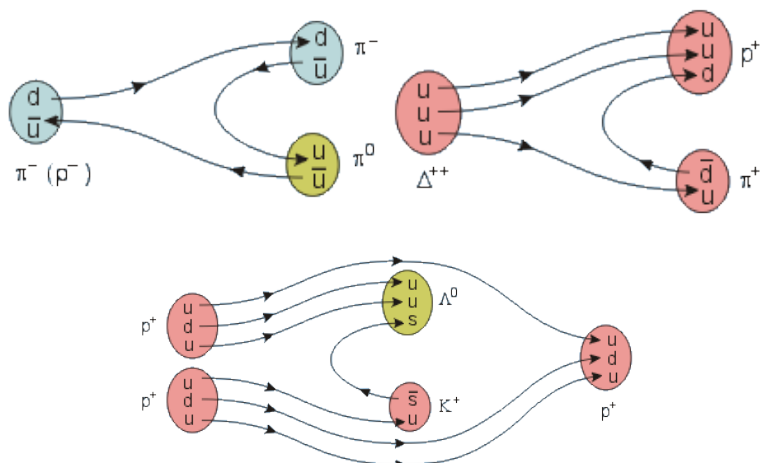
další jednu vazbu (determinant matice je jedno číslo). V teorii tak zbývá 8 volných parametrů, které odpovídají osmi skalárním polím a jim příslušejícím bosonům. Tyto skalární bosony se nazývají **gluony** a označují g s příslušným „barevným“ indexem. Silná interakce mezi kvarky je tedy v QCD zprostředkována skalárním kalibračním polem, jehož kvanta s nulovou klidovou hmotností – gluony – zde hrají podobnou úlohu, jako fotony v QED.

U silné interakce představuje základní úroveň výměna gluonů mezi kvarky tvořícími částici (například neutron nebo proton). Vzájemná interakce neutronu s protonem je potom na úrovni vzájemné interakce větších komplexů.

Jde o výběrovou interakci, která působí jen na částice složené z kvarků, tj. na hadrony (mezony a baryony). V okolí kvarků vytvářejí gluony těžké „**gluonové kožichy**“, které jsou hmotnější než samotné kvarky. Například d kvark má hmotnost 4 MeV zatímco jeho gluonový kožich cca 300 MeV.

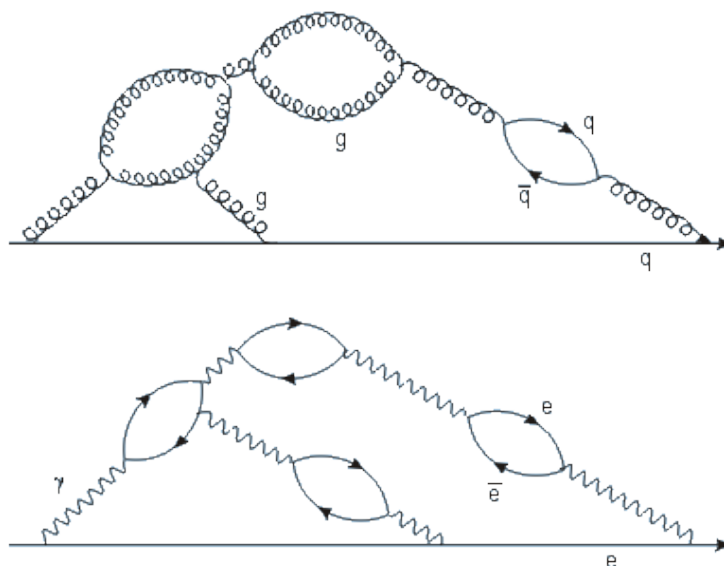
Na rozdíl od ostatních interakcí jsou v silné interakci samy intermediální částice nositeli barevného náboje (barvy) a interagují proto i samy se sebou (mohou se navzájem „emitovat“). V důsledku této nelinearity má vakuum v QCD složitou strukturu, zvláště v oblasti nízkoenergetických vakuových fluktuací. S tím se u elektromagnetické interakce neseťkáváme: foton jako intermediální částice elektromagnetické interakce sám o sobě nenese elektrický náboj. Důsledkem tohoto faktu je tzv. **antistínění barevného náboje**. Čím blíže kvarku se nacházíme, tím je jeho barevný náboj efektivně menší. Jedná se o důsledek výše zmíněné neabelovskosti kalibrační symetrie $SU(3)$. V kapitole o QED

jsme zmínili, že elektromagnetická interakce se chová zcela opačně – čím blíže elektronu se nacházíme, tím větší elektrický náboj naměříme.

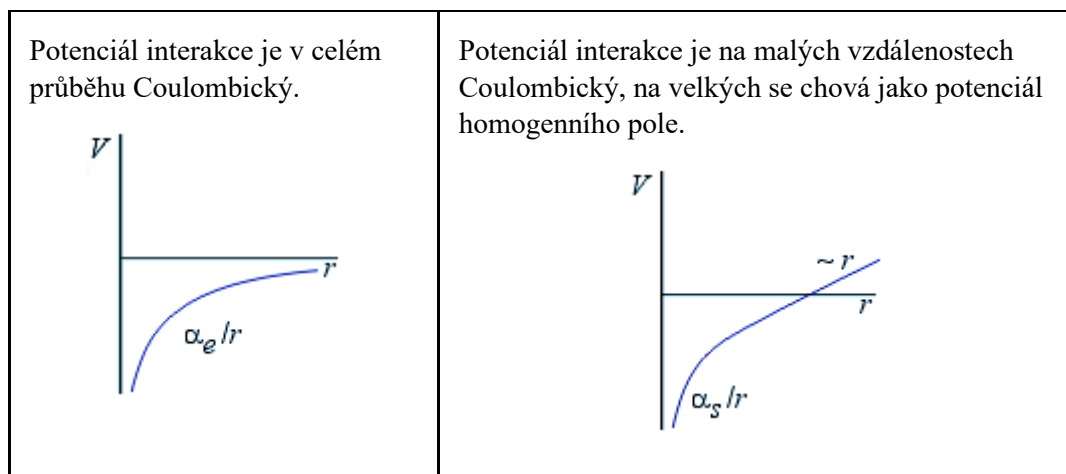


Obr. 46: Silné jaderné interakce

Kvarky tedy na velmi malých vzdálenostech neinteragují a síla interakce roste se zvětšující se vzdáleností kvarků (tzv. **asymptotická svoboda kvarků** na malých vzdálenostech). Z toho důvodu se kvarky nevyskytují nikdy o samotě.

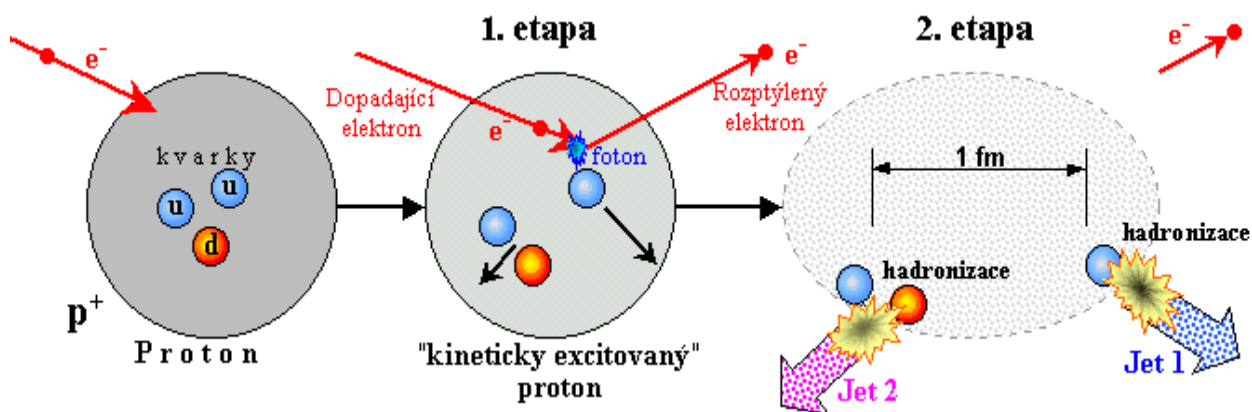


Obr. 47: Volně letící elektron vysílá fotony, které se dělí na elektron pozitronové páry. Důsledkem je, že kolem letícího elektronu je oblak virtuálních elektron pozitronových párů, které efektivně *stíní* náboj elektronu. Při vysokých energiích se částice dostávají blíže elektronu a pocítují vyšší elektrický náboj než z větší vzdálenosti. U letícího kvarku je situace jiná. Vytváří kolem sebe kromě oblaku kvark antikvarkových párů mohutný *gluonový kožich*. Tyto gluony jsou nositeli barevného náboje, proto dochází k *antistínění* kvarku. Čím blíže se ke kvarku dostaneme, tím menší barevný náboj budeme pocítovat. Vzdálené kvarky velmi silně interagují a nelze je proto od sebe odtrhnout.

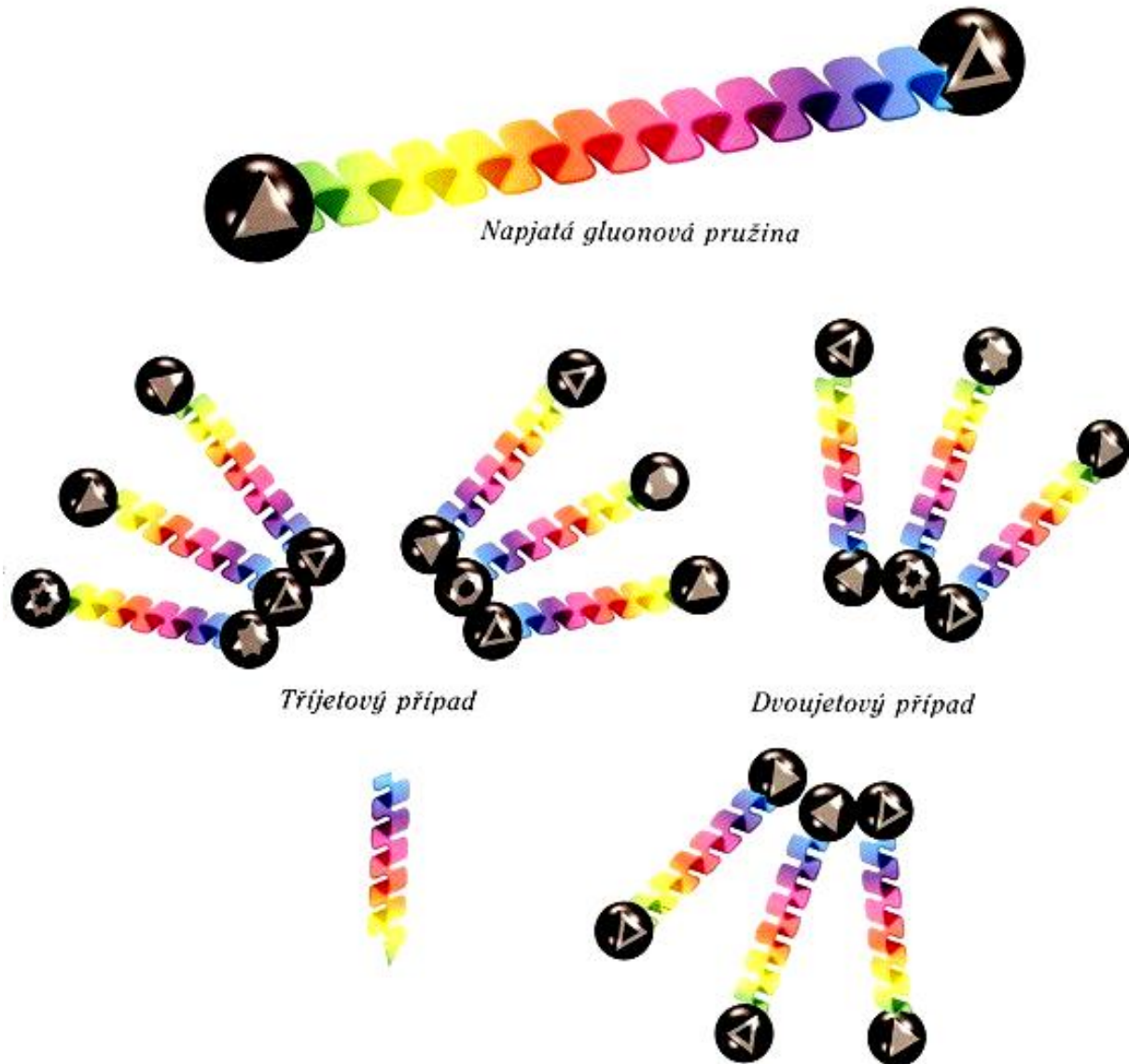


Obr. 48: Porovnání průběhu interakčního potenciálu elektromagnetické a silné interakce Za velmi

vysokých energií při tvrdých a hluboce nepružných srážkách elektronů s protony vzniká řada sekundárních částic, které vylétají **anizotropně** v jakýchsi směřovaných „výtryscích“ – **jetech**. Detailní analýza úhlového rozdělení a energie částic v jetech ukázala následující mechanismus interakce, který lze rozdělit do dvou etap: Během 1. etapy vysokoenergetický elektron při interakci s protonem předá část své kinetické energie jednomu z kvarků, který se po tomto rozptýlu po určitou kratičkou dobu pohybuje prakticky volně (asymptotická volnost) uvnitř protonu; podobně i zbytek protonu tvořený dvěma zbývajících kvarky. Nedojde však k uvolnění kvarků z protonu. Jakmile vzdálenost mezi vyzářeným kvarkem a zbytkem protonu přesáhne zhruba 1fm ($=10^{-15}$ m), nastává 2. etapa: síly mezi nimi začnou prudce narůstat a v kvark-gluonovém poli dojde k produkci kvarků a antikvarků, které se zformují do mesonů a baryonů – dojde k tzv. „**hadronizaci kvark-gluonového plazmatu**“. Výsledkem je vyzáření dvou úhlově kolimovaných spršek částic – jetů – které vylétají přibližně ve směrech letu kvarku a zbytku protonu v první etapě. Tyto jety jsou vlastně **stopami po kvarcích**. Tento mechanismus je zjednodušeně znázorněn na obrázku 49 a 50.

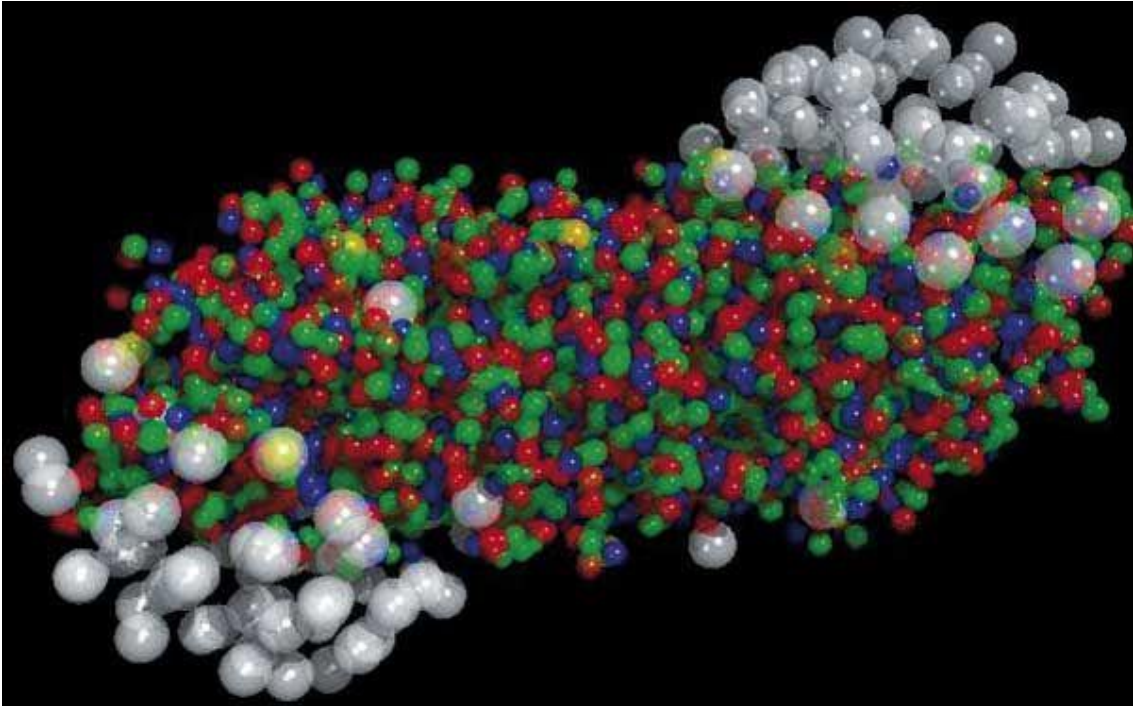


Obr. 49: Schéma vzniku kvark-gluonového plazmatu



Obr. 50: Trhání gluonové pružiny – silnou interakci mezi kvarky můžeme přirovnat k velmi silným pružinám. Pokud je ponecháme v klidu, nepůsobí mezi jejich volnými konci žádná síla. Čím víc se je ale pokoušíme natáhnout, tím větší kladou odpor. Pakliže dodáme pružinám tak velké množství energie, že překonají „mez pevnosti“, prasknou a z uvolněné energie vzniknou dva proudy kvarků (jety) ve směru původní napnuté pružiny. Někdy se kousek gluonové pružiny „utrhne“ a vznikne další sprška částic (tříjetový případ). Specifické kombinace jetů pomáhají fyzikům odhalovat interakce nových částic.

V počátečních fázích vývoje Vesmíru byla průměrná vzdálenost mezi částicemi menší než 10^{-15} m, kvarky netvořily mezony a baryony a vyplňovaly Vesmír jako volné částice – **kvark-gluonové plazma**. Teprve když Vesmír expanzí získal větší rozměry, začaly z kvarků vznikat hadrony.



Obr. 51: počítačově vytvořený model kvark-gluonového plazmatu

8. Slabá jaderná interakce

Se slabou interakcí se fyzikové poprvé setkali na počátku minulého století u β rozpadu nestabilních jader. Od té doby bylo pozorováno mnoho rozpadů částic ovládaných slabou interakcí. V případě volných částic jde o rozpady s relativně velmi dlouhými poločasy od 10^{-15} s do několika týdnů. Termín **poločas rozpadu** zavedl Rutherford a je jím myšlena doba, po které činí pravděpodobnost, že se již uvažovaná částice rozpadla, přesně 50 %. Slabá interakce působí na značné množství částic (na všechny leptony a kvarky a samozřejmě částice z kvarků složené). Nepůsobí na intermediální částice.

V roce 1956 byly pozorovány slabé rozpady K^+ mezonů, které nezachovávaly pravolevou symetrii. Tento závažný fakt byl ověřen laboratorním experimentem s β rozpadem kobaltu ^{60}Co v roce 1957 (experiment navrhli T. D. Lee a C. N. Yang a provedla ho Chien-Shiung Wu z Kolumbijské university). Tak bylo poprvé přímo detekováno narušení P symetrie (pravo-levé symetrie prostoru). V roce 1964 James W. Cronin a Val L. Fitch pozorovali rozpady levotočivého K_L^0 mezonu na piony π^+ a π^- , které sice málo, ale přeci jen narušují i CP symetrii – kombinovanou symetrii parity P a nábojového sdružení C. Narušení této kombinované symetrie má za následek nepatrnou asymetrii v produkci částic a antičástic během uvedených rozpadů, ve prospěch částic. Veškeré tyto experimenty znamenaly první poznávání zákonitostí slabé interakce.

První poznání slabé interakce



Tsung-Dao Lee (1926)



Chien-Shiung Wu (1912 – 1997)



James Watson Cronin (1931 – 2016)



Val Logsdon Fitch (1923 – 2015)

Roku 1954 publikovali Chen Ning Yang a Robert Mills článek o možném zobecnění kvantové elektrodynamiky ve snaze popsat kromě elektromagnetické interakce i slabou. Tato teorie má lokální kalibrační symetrii izospinových transformací $SU(2)$. Tento zobecněný druh kalibračních transformací je dnes znám pod názvem **Yangova–Millsova kalibrační symetrie** a jejich teorii se říká **Yangova–Millsova kvantová teorie pole**. V této teorii vystupuje pole analogické elektromagnetickému, ale jeho kvanta jsou tří různých druhů, a navíc mezi nimi působí síly určené kalibrační symetrií.

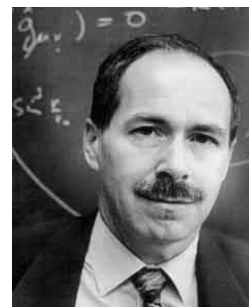
Tvůrci kvantové flavordynamiky



Chen Ning Yang (1922)



Robert Laurence Mills (1927 – 1999)



Gerardus 't Hooft (1946)

Od počátečních návrhů Yanga a Millse se různí špičkoví fyzici své doby pokoušeli konstruovat pro tuto teorii poruchový rozvoj a renormalizovat ji. Techniky rozvinuté pro zacházení s kalibrační invariancí kvantové elektrodynamiky si však nedokázaly poradit se zobecněnou kalibrační invariancí Yangovy–Millsovy teorie. Teprve roku 1971 se Gerardu van't Hoffovi v rámci dizertace pod vedením Martina Veltmana podařilo dokázat, že Yangovy–Millsovy teorie renormalizovatelné jsou, a tedy principiálně umožňují ve svém poruchovém rozvoji bezrozporně vypočítat členy libovolného řádu. Teorie slabé interakce se nazývá **kvantová flavordynamika** čili **QFD** (Quantum Flavor Dynamics). Jde tedy o teorii postavenou na symetrii vůně při slabé interakci – symetrii $SU(2)$.

Základním pilířem teorie slabé jaderné interakce je tvrzení: **Slabá jaderná interakce nerozezná od sebe vůně téhož slabého izospinu.**

Například elektron, mion a tauon se při slabé interakci jeví jako jediná částice. Stejně tak kvarky d , s a b a podobně i další trojice. Samozřejmě při jiných interakcích (například elektromagnetické) lze tyto částice snadno odlišit. V matematice je symetrie $SU(2)$ reprezentována komplexními maticemi 2×2 (přehazují mezi sebou dvojice částic rozlišitelných při slabé interakci). Tyto matice jsou opět, jako v případě kvantové chromodynamiky unitární (Unitary) s determinantem rovným jedné (Special). V matematice reprezentují unitární matice dvě třídy operací: rotace ($\det = +1$) a zrcadlení ($\det = -1$).

Slabá jaderná interakce od sebe nerozlišuje následující matice částic:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (8.2)$$

které tak tvoří $SU(2)$ izodublety z hlediska vůně. Transformace $SU(2)$ se realizují s pomocí komplexních unitárních unimodulárních matic působících na vlnové funkce částic izodubletu (označme si je pro názornost ψ_a, ψ_b):

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_a \\ \psi_b \end{pmatrix} \quad (8.3)$$

Tím dostáváme v teorii celkem 8 volných parametrů (každé komplexní číslo σ má 2 parametry – reálný a imaginární). Z požadavku unitarity

$$\sigma^\dagger \sigma = \mathbf{1} \quad (8.4)$$

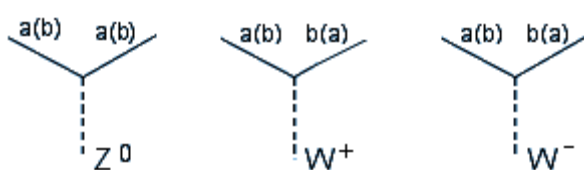
dostáváme celkem 4 vazby (součin dvou navzájem hermitovsky sdružených komplexních matic tvoří reálnou matici) a z požadavku unimodularity

$$\det \sigma = 1 \quad (8.5)$$

další jednu vazbu. V teorii tak zůstávají pouhé 3 volné parametry, které odpovídají třem vektorovým polím a jim odpovídajícím bosonům. Tyto vektorové bosony označujeme W^+ , W^- , Z^0 .

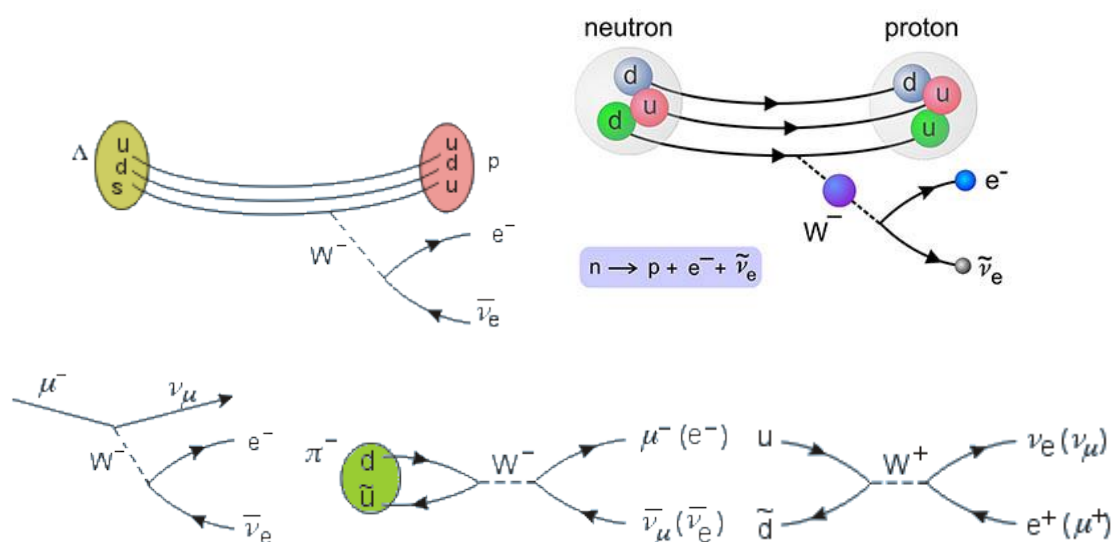
Základní diagramy se skládají z leptonové či kvarkové linie, vrcholu a linie intermediální částice W^+ , W^- nebo Z^0 . Na rozdíl od elektromagnetické interakce máme nyní diagramy dvou typů. První je podobný jako v elektromagnetické interakci: částice Z^0 neodnáší žádný elektrický náboj (hovoříme o tzv. **neutrálních tocích**). Částice kvarkové či leptonové linie pokračuje za vrcholem.

Jiná situace ale nastane, je-li intermediální částicí W^+ nebo W^- . Tyto částice přináší do či odnáší z vrcholu elektrický náboj. Z hlediska slabé interakce jde sice pořád o jednu částici ($SU(2)$ symetrie), ale z hlediska elektromagnetické interakce se horní částice izodubletu (dvojice částic se stejným slabým nábojem) stává dolní či naopak.



Obr. 52: Produkce vektorových bosonů

Vhodnou deformací těchto tří základních diagramů již v prvním řádu poruchové teorie dostáváme značné množství možností. Povšimněte si, že z hlediska slabé interakce se elektron a jeho neutрино (nebo kvark d a u) chovají v nabitých tocích jako jedna a tatáž částice.



Obr. 53: Některé typické slabé interakce

Jak již bylo řečeno, se slabou interakcí, která se výrazně liší od ostatních tří přírodních sil, se fyzika poprvé a bezprostředně seznámila při výzkumu radioaktivity β . Klasický rozpad β^- , tj β^- probíhá podle schématu



Na levé straně je jádro s A nukleony a Z protony, které je nestabilní vůči rozpadu β^- , na pravé straně máme jádro, které při rozpadu β^- vzniká. Má stejný počet nukleonů, ale protonové číslo je o jednotku větší ve srovnání s původním jádrem. Při rozpadu vzniká elektron e^- a elektronové antineutrino $\bar{\nu}$.

K rozpadu β může dojít jedině tehdy, probíhá-li v souladu s relativistickým zákonem zachování energie

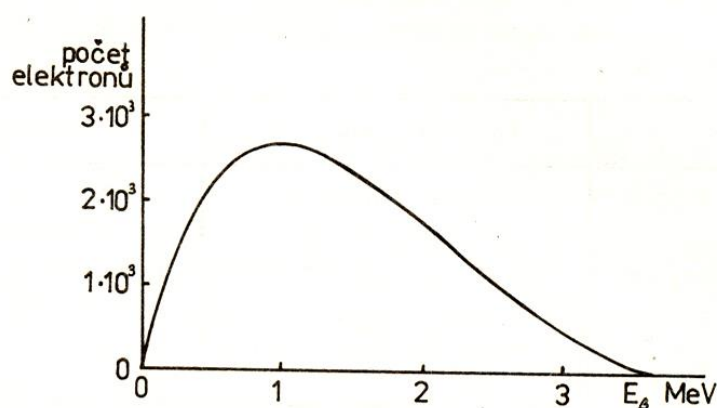
$$E(A, Z) = E(A, Z + 1) + E_e + E_{\bar{\nu}} \quad (8.7)$$

a proto separační energie

$$S_e(A, Z) = c^2 [M(A, Z + 1) + m_e + m_{\bar{\nu}} - M(A, Z)] \quad (8.8)$$

musí být záporná.

O existenci neutrin se původně vůbec nevědělo. Pozorované spektrum vyzařovaných elektronů však neodpovídalo relativistickému zákonu zachování energie a hybnosti pro rozpad jádra na dvě částice. V takovém případě bychom očekávali diskrétní spektrum energií elektronů. Experiment však dával zcela průkazně spojité spektrum energie elektronů od prakticky nulové kinetické energie elektronu, až do jeho maximální energie dovolené zákonem zachování.



Obr. 54: Spektrum kinetické energie elektronů pro rozpad jádra ^{30}P

Na základě těchto experimentálních poznatků vyslovil Wolfgang Pauli v roce 1931 hypotézu, že rozpad β není rozpadem na dvě, alebrž tři částice, z nichž jedna je právě neutrino.

Pauli nejprve nazval novou částici neutron. Když však americký fyzik italského původu Enrico Fermi – pozdější tvůrce vůbec prvního prototypu jaderného reaktoru – v roce 1932 odpovídal novinářům na otázku, zda je to stejný neutron jako Chadwickův, řekl: „ne, Pauliho neutron je mnohem menší – je to takové neutrino“ (tj. „malý neutronek“). Slovo míněné původně jako žert se ujalo a tajemná částice získala úřední název. Fermi vydobyl neutrino novou vážnost v roce 1934, kdy vytvořil první teorii rozpadu β . Fermiho teorii získalo neutrino ve fyzice své pevné místo, avšak mnoho fyziků se smířilo s názorem, že je to pouhá berlička pro záchranu zákona zachování energie, kterou nikdy nikdo neuvidí. První výpočty totiž naznačovaly, že tyto částice mohou s vysokou mírou pravděpodobnosti proletět např. Zeměkoulí, aniž by s něčím zainteragovaly, což je pro lovce částic dosti nevábná perspektiva. Brzy však začalo svítat na lepší časy.

Když 22. října 1934 Fermi pokusně vložil mezi zdroj neutronů a stříbrnou fólii vosk, indukovaná radioaktivita stříbra se zvýšila stokrát. Srážkami s lehkými atomy vosku se neutrony zpomalily a pravděpodobnost jejich interakce s atomy stříbra tak vzrostla o 2 řády. Tím se otevřela cesta k uskutečnění řízené štěpné řetězové reakce na uranu 235. Tento výzkum byl v roce 1938 korunován Nobelovou cenou.



Enrico Fermi (1901 – 1954)

V roce 1942 začal Fermi společně se svými studenty budovat první člověkem postavený jaderný reaktor v prostoru racketsového kurtu pod tribunami fotbalového stadionu Stagg Field Chicagské univerzity. Stavby se účastnil neproškolený personál. Velkou část manuální a transportní činnosti provedli hráči místního univerzitního fotbalového týmu, za účelem zvýšení kondice. I přesto byl experiment, označovaný jako „milíř“ (pile), silně utajován. Nesměl být přítomen dokonce ani fotograf, proto je průběh experimentu zaznamenán pouze na kresbách.

Aktivní zónu tvořilo několik vrstev grafitových cihel, které byly sestavovány na místě. Uprostřed reaktoru byly rozmístěny lisované koule oxidu uranu, vždy ob jednu vrstvu s grafitem, tak, aby vytvořily krychlovou mřížku. Tato mřížka měla být původně 7,4 m vysoká. Následná měření však ukázala, že k dosažení kritického stavu stačí méně paliva. Konečná výška tedy dosahovala necelých 6 m. K řízení štěpné řetězové reakce sloužily kadmiové tyče, které bylo možno zasunout z boku reaktoru. Reaktor byl dále vybaven havarijní tyčí, řízenou automatickým systémem. Pokud by automatický systém selhal, byla zde pojistka – přeseknutím lana by se spustila tato havarijní tyč do středu reaktoru vlastní vahou. Posledním bezpečnostním prvkem byla skupina mužů (přezdívaná „parta sebevrahů“) s roztokem solí kadmia, kteří se utábořili přímo nad milířem reaktoru v improvizovaném stanu. Pokud by nedošlo k utlumení štěpné řetězové reakce pomocí kadmiových tyčí, tak by byl roztok ručně vlit do reaktoru. Reaktor nebyl opatřen chlazením ani ochranným pláštěm vůči radiaci, jelikož délka štěpné řetězové reakce neměla přesáhnout několik desítek minut, a navíc v té době nebyly příliš známy biologické účinky záření. Výkon reaktoru byl řízen ručně pomocí kadmiové tyče na základě údajů z přístroje měřícího neutronový tok.



Obr. 55: Spouštění první řízené štěpné řetězové reakce – Chicagská univerzita 1942

Pokus započal 2. prosince 1942 v 9:35, kdy byla z reaktoru vytažena havarijní tyč a následně vysouvána krokově regulační tyč. Každý krok byl po jedné stopě a byl měřen následný tok neutronů.

Tok neutronů se po několika krocích tak zvýšil, že citlivý automatický systém spustil havarijní tyč a zastavil štěpnou řetězovou reakci. Reaktor se však stále nacházel v podkritickém stavu. Odpoledne pokus začal nanovo a postupným vysouváním regulační tyče se neutronový tok stabilizoval na určité hodnotě. V 15:36 začal neutronový tok růst exponenciálně, reaktor konečně dosáhl kritického stavu a začal zvyšovat svůj tepelný výkon. Následně v 15:53 automatický havarijní systém znovu zastavil štěpnou řetězovou reakci. Reaktor dosáhl maximálního výkonu 0,5 W. Reaktor byl znovu spuštěn a uveden do kritického stavu 12. prosince, kdy během 35-minutového provozu dosáhl tepelného výkonu 200 W. Experiment dokázal, že řízená štěpná řetězová reakce je uskutečnitelný technologický proces. Následně byly postaveny 3 reaktory na území Hanford Site. Každý reaktor měl tepelný výkon 200 MW. Jejich účelem byla výroba štěpného materiálu do jaderných zbraní.

Na počátku 50. let se dva američtí fyzikové Clyde Cowan a Fred Reines, kteří pracovali za války v Los Alamos na vývoji první jaderné pumpy, začali vážně zabývat myšlenkou detekovat neutrina vzniklá při pokusném jaderném výbuchu. Když se snažili vyvinout aparaturu, která by přežila explozi, uvědomili si, že neutrina vznikají ve velkém počtu rovněž v jaderném reaktoru, který je pro experimentální účely daleko vhodnější.



Clyde Lorrain Cowan (1919 - 1974)



Frederick Reines (1918 - 1998)

V roce 1953 začali pracovat na **projektu Poltergeist**. Postavili před jaderný reaktor nádrže s deseti tunami roztoku kadmia a okolo nádrží rozmístili detektory ionizujícího záření uvolňovaného při interakci neutrin s jádry kadmia. Reaktor produkoval více než 10^{12} neutrin na mm^2 za sekundu. Tento obrovský počet nakonec vyvážil nepatrný účinný průřez interakcí neutrin s jádry kadmia, takže obrovský detektor registroval v průměru 3 neutrina za hodinu.

Experimentální důkaz existence neutrina znamenal zásadní průlom v porozumění radioaktivitě β . Spojitost spektra energie elektronů emitovaných při β -rozpadu je nyní již lehce pochopitelná. Je-li např. vyzářeno neutrino s maximální možnou energií, může elektron získat pouze svoji energii klidovou, a naopak, při emisi elektronu s energií velmi blízkou maximální, ponese neutrino energii velmi blízkou nule. Všechny energie elektronu v uvedeném intervalu jsou tak dovoleny.

Původní Fermiho teorie předpokládala, že klidová energie neutrina je přesně nulová. Když však roku 1970 začal nositel nobelovy ceny za fyziku Raymond Davis na dně zlatého dolu Homestake v Jižní Dakotě (1,5 km pod povrchem) s pomocí obřího válcového detektoru naplněného 615 tunami perchloretylénu (látky používané např. v čistírnách oděvů) registrovat první přírodní neutrina vycházející z nitra Slunce, začalo postupně vycházet najevo, že s našimi představami o neutrinech není cosi v pořádku.



Raymond Davis (1914 – 2006)

Již v roce 1946, navrhl význačný americký fyzik italského původu, žák Enrica Fermiho a tajný sovětský špion – Bruno Pontecorvo – použít pro zachycení některých neutrin s vyšší energií (větší než 0,814 MeV) vznikajících v centru Slunce jádro chlóru, které se může po srážce s neutrinem přeměnit na radioaktivní jádro argonu. Radioaktivní rozpad argonu pak lze zaznamenat. Odtud je patrné, proč byla celá nádrž umístěna hluboko pod zemí: je třeba odstínit kosmické záření, které by mohlo způsobovat stejný efekt.

V Davisově nádrži se nacházelo asi 10^{30} atomů chlóru, kterými každou sekundu pronikaly stovky bilionů (10^{14}) neutrin. Z tohoto obrovského počtu měl Davis zachytit pouze zhruba dvě neutrina za 3 dny. Přes důmyslnost metody byly výsledky pozorování ještě horší, než se očekávalo: Davisova aparatura zachycovala jen třetinu předpovězených neutrin. Pozdější zdokonalené experimenty jen potvrdily, že přes veškeré snahy jsme na Zemi schopni registrovat skutečně pouhou třetinu počtu slunečních neutrin, který předpovídá stelární astrofyzika.



Obr. 56: Davisův neutrinový detektor - 1970

Tento rozpor teorie s experimentem, známý jako sluneční, či **neutrinový skandál**, se dočkal překvapivého rozuzlení v červnu roku 1998. Tehdy oznámil mezinárodní tým fyziků pracujících

v Japonsku na největším neutrinovém detektoru světa, že během 537 dnů měření zachytili 4 700 neutrin sekundárního kosmického záření. To vzniká ve výškách 10 – 20 km nad povrchem země při srážkách částic primárního kosmického záření přicházejícího z vesmíru, s molekulami atmosféry. Při těchto srážkách se rodí spršky nejrůznějších částic včetně neutrin, které pak „prší“ z výšky na zem. Obří neutrinový detektor nazvaný **Super Kamiokande** leží na dně dolu, 1700 m pod horou Ikenu, nedaleko Tokia a je naplněn 50 000 m² vody. Specialisté z USA, Japonska, Německa a Polska, kteří tam pracovali, tehdy odhalili jednu do té doby netušenou skutečnost. Protože neutrina jsou kvantové objekty, mají vlnové vlastnosti, a protože existují 3 druhy vůně neutrin (elektronová, mionová a tauonová), dochází ve smíšeném poli všech tří druhů neutrin k vzájemné interferenci jejich vlnových funkcí, což vede k oscilacím této vůně neutrin. Tyto oscilace rovněž teoreticky předpověděl Bruno Pontecorvo již v roce 1957.

Jelikož je však vůně částic spojena s jejich hmotností (různé vůně = různá hmotnost) jsou pozorované oscilace vysvětlitelné pouze tehdy, pokud mají neutrina svoji hmotnost nenulovou a jednotlivé 3 vůně se od sebe svojí hmotností navzájem liší. Objev hmotnosti neutrin znamenal veliké překvapení a další veliký průlom v našem porozumění slabé jaderné interakci.

Pomocí detektoru Super Kamionande byla pozorována oscilace mezi ν_e , ν_μ a ν_τ která osvětlila, proč detekujeme pouze zlomek z počtu slunečních neutrin, které bychom měli teoreticky najít.

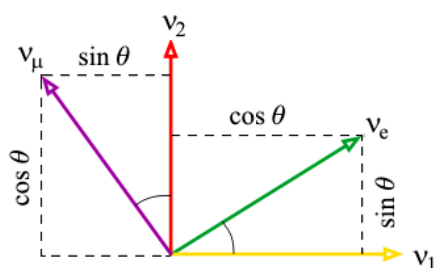
Oscilace neutrin spočívá v tom, že při slabých interakcích vznikají tzv. **vlastní stavy vůně** ν_e , ν_μ a ν_τ . Částice, které pozorujeme, jsou však lineární kombinací tzv. hmotnostních vlastních stavů. Mixování probíhá podle matice P_{PMNS} která je nazvána podle svých objevitelů Pontecorva, Makiho, Nakagawy a Sakaty:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{PMNS} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (8.9)$$

Např. si pro jednoduchost můžeme představit 2 druhy neutrin (dvě vůně) ν_e, ν_μ a 2 vlastní stavy hmotnosti, ν_1, ν_2 které jsou navzájem propojené unitární maticí U :

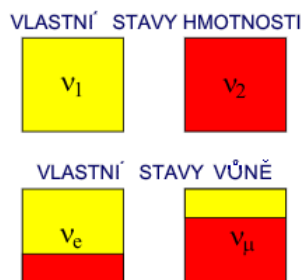
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (8.10)$$

Když si nakreslíme názorný obrázek, ihned uvidíme, že mixážní matice provádí v podstatě pootočení v rovině o úhel θ , tzv. **mixážní úhel**.



Obr. 57: Ilustrace mixážního úhlu

Takže stav neutrina se dá znázornit následujícím způsobem:



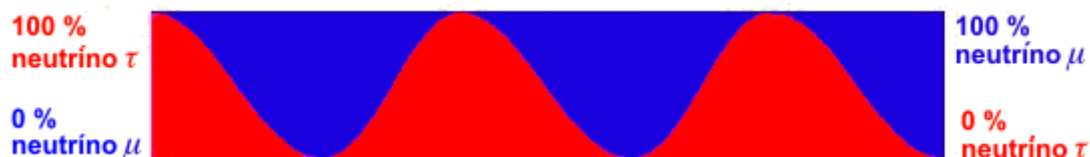
Obr. 58: Neutrinový mixing

Vlastní stavy hmotnosti se však šíří jako vlny rozdílnými rychlostmi ve vakuu (3 hmotnosti neutrin) a tedy čistý stav původního neutrina se mění. Například z velkého počtu původních ν_e , jednoho z produktů termojaderné reakce v naší nejbližší hvězdě, se na Zemi detekují též ν_μ nebo ν_τ .

Neutrina oscilují mezi vůněmi podle rovnice, která se dá jednoduše odvodit:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \frac{L(m_1^2 - m_2^2)}{E}\right), \quad (8.11)$$

kde $P_{\alpha \rightarrow \beta}$ je pravděpodobnost oscilace mezi dvěma vůněmi, Δm^2 je rozdíl kvadrátů hmotností v eV^2 , L vzdálenost v km od zdroje, E energie neutrina v GeV. Znázornění oscilací je na následujícím obrázku, kde je modro-červenou barvou zobrazen časový vývoj složení neutrina.



Obr. 59: Neutrinové oscilace



Bruno Pontecorvo (1913 – 1993)



Ziro Maki (1931)

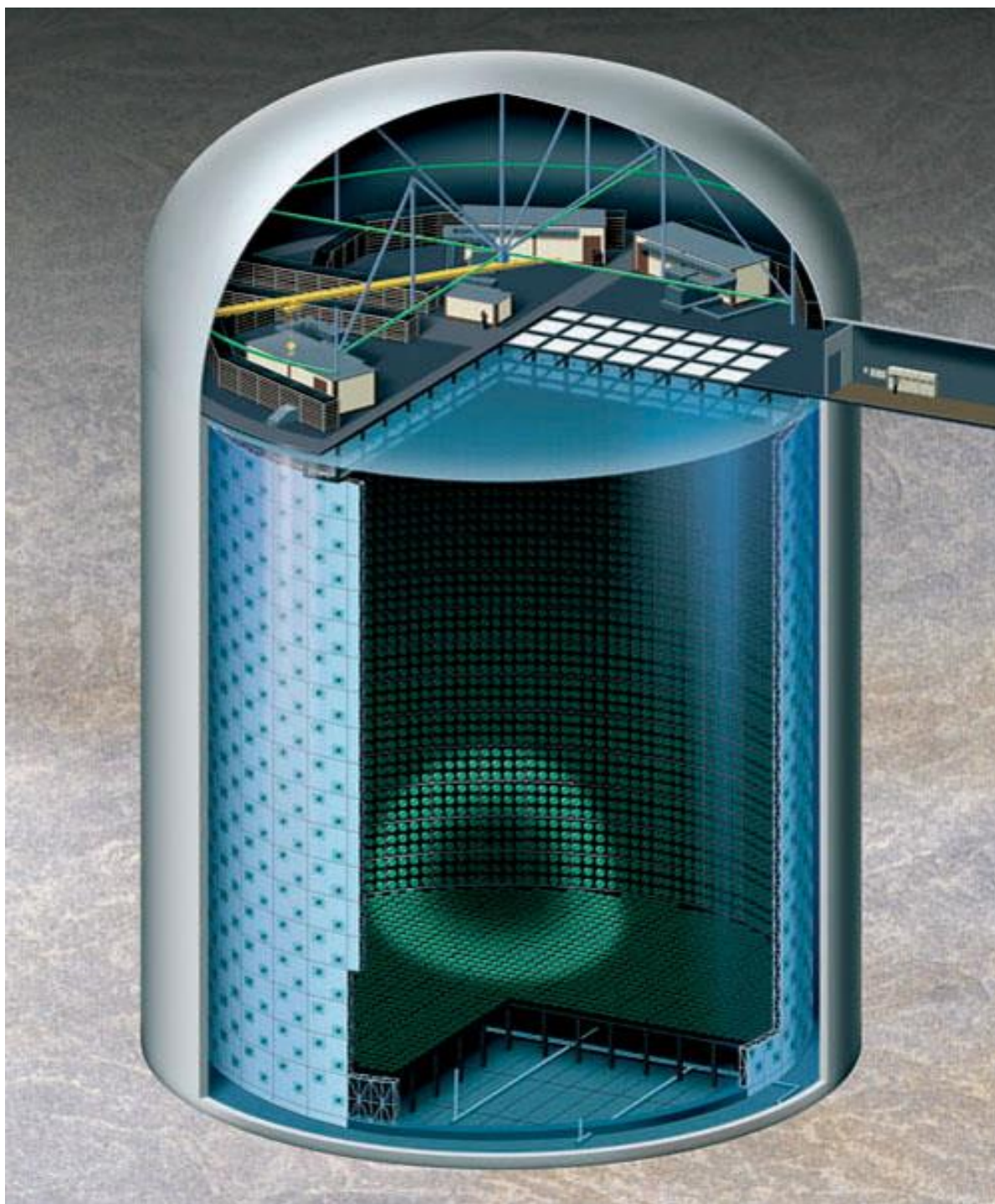


Masami Nakagawa (1958)

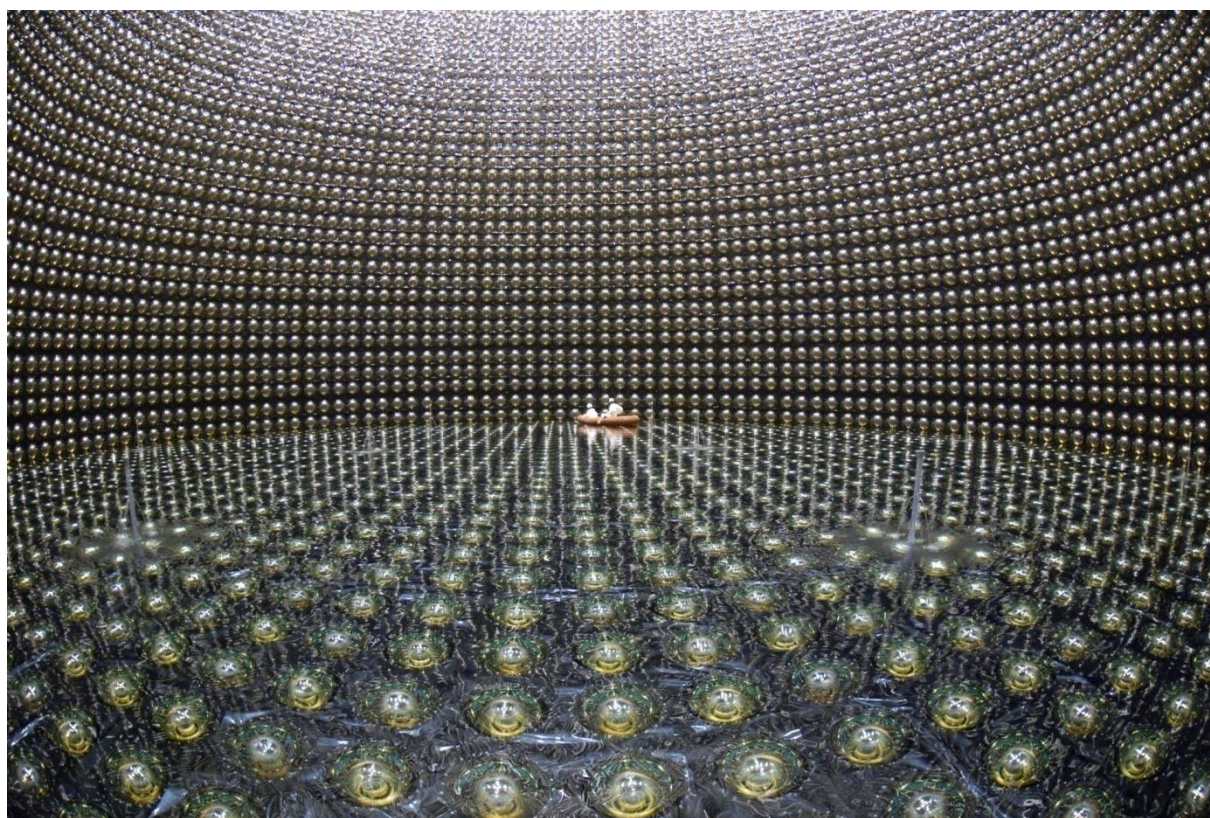
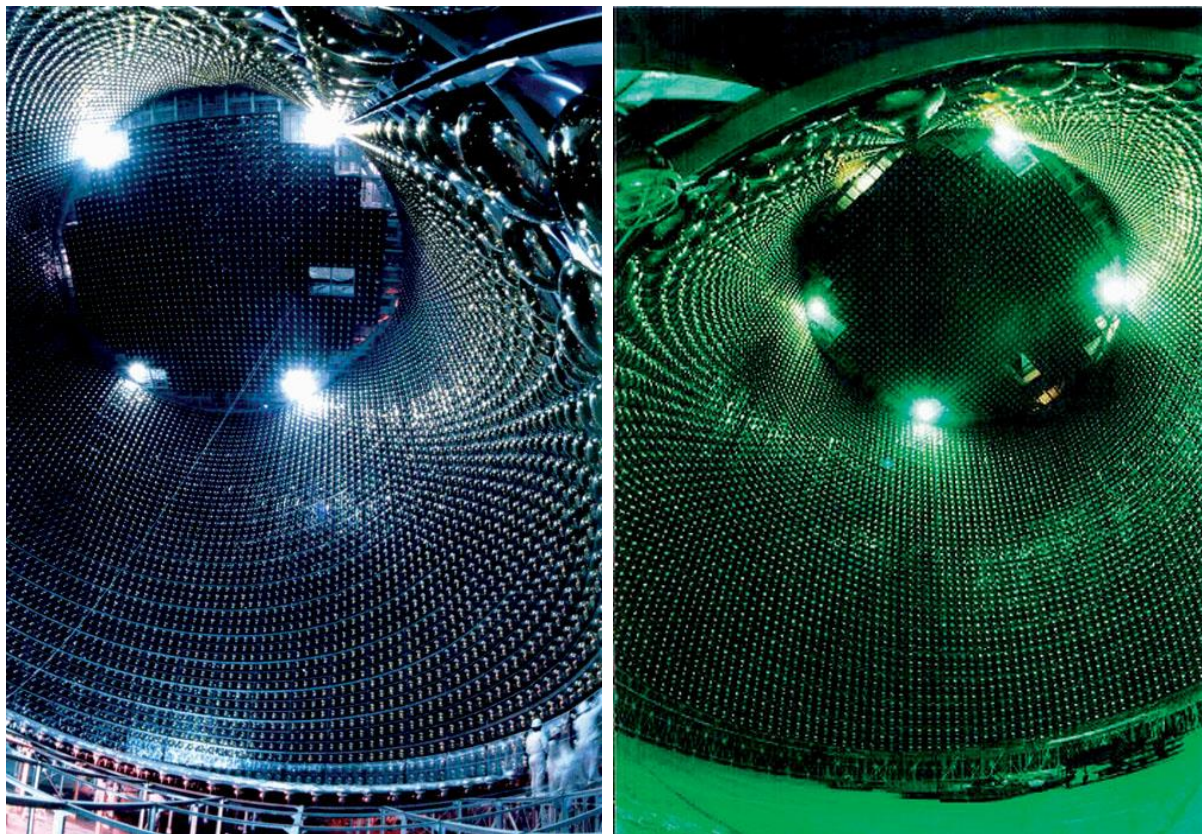


Shoichi Sakata (1911 – 1970)

Pod horou Ikeno se podařilo detekovat nejen neutrina samotná, ale i směr ze kterého do detektoru přilétají. Zatímco neutrina letící přímo shora překonají vzdálenost pouze několika kilometrů, neutrina přicházející z opačné strany Zeměkoule urazí vzdálenost téměř 13 000 kilometrů. Zjistilo se, že z čím větší vzdálenosti neutrina přicházejí, tím jich efektivně interaguje méně. Tento rozdíl způsobují oscilace – při delším letu zasáhne detektor jiná část vlnového klubka vzájemně interferujících neutrin, která má menší efektivní hmotnost a menší diferenciální účinný průřez pro interakci neutrin s detektorem. Hmotnost neutrin je v současnosti předmětem rozsáhlých měření, která se provádějí pomocí detektorů rozmístěných v různé vzdálenosti od urychlovače částic produkujícího hustý svazek neutrin a přesně proměřujících neutrinové oscilace.



Obr. 60: Největší světový neutrinový detektor Super Kamiokande



Obr. 61: Vyprázdněná nádrž obřího neutrinového detektoru Super Kamiokande, se stěnami pokrytými 13 000 výkonnými fotonásobiči.

Maximální energie vyzářených elektronů při β -rozpadu se pohybují v intervalu od 20 keV u ${}^3_1\text{H}$ až po 13,4 MeV u ${}^{12}_5\text{B}$. Rozpadu β podléhají jak izotopy velmi lehkých jader, tak i izotopy středně těžkých a nejtěžších jader. U těžších jader začíná s rostoucím Z převládat konkurenční rozpad α a jiné druhy rozpadu. Poločas rozpadu β daného nuklidu patří k jedné z jeho základních charakteristik. Platí při něm nejen zákon zachování momentu hybnosti, ale také zákon zachování elektrického náboje.

V polovině třicátých let minulého století zjistili manželé I. Curieová a F. Joliot – Curie, že při ostřelování některých jader částicemi α vznikají jádra, která se rozpadají do té doby neznámým způsobem.



Frédéric Joliot-Curie (1900 – 1958)

Irene Joliot-Curie (1897 – 1956)

Jednalo se o proces, který je variantou rozpadu β , zvanou β^+ , a který probíhá na rozdíl od (8.6) podle schématu



Při rozpadu β^+ se počet nukleonů A jádra zachovává, ale počet protonů klesá o jednotku. Současně s přechodem nového systému nukleonů do nižšího energetického stavu se vyzářuje dvojice leptonů – pozitron a elektronové neutrino. Interval energií pozitronů emitovaných z jádra v tomto typu radioaktivity je shodný s intervalem energií elektronů vyzářených při rozpadu β^- . Podobně je tomu se středními dobami života jader vyzářujících pozitrony a neutrina.

Třetím typem reakce, která náleží do této skupiny, je proces zvaný **K-záchyt**. U těžších prvků, u nichž existuje jistá, ne zcela mizivá pravděpodobnost výskytu elektronu z vnitřní atomové slupky (označované písmenem K) uvnitř jádra, může dojít k jeho zachycení jádrem, které je provázeno vyzářením neutrina. Schéma této reakce je



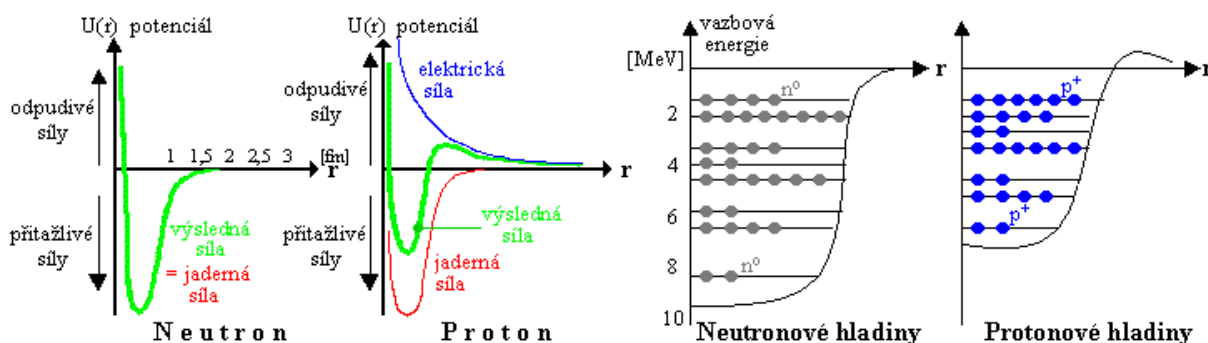
Oba procesy probíhají v souladu s relativistickým zákonem zachování energie a jsou možné tehdy, pokud výsledné jádro bude mít nižší energetický stav než jádro původní.

Jedním ze zajímavých příkladů pro všechny 3 procesy rozpadu beta je licho – liché jádro bromu ${}^{80}_{35}\text{Br}$, které má poločas rozpadu 18 minut a využívá všech tří možností, aby se změnilo na jádro sudo – sudé o nižším energetickém stavu:



Podobně jako elektrony v atomovém obalu, se i nukleony v jádře seskupují na různých energetických hladinách, jak jim to káže Pauliho vylučovací princip. V jádře tak existují odděleně protonové a

neutronové energetické hladiny, z nichž každá vždy může být zaplněna jen určitým maximálním počtem protonů nebo neutronů.



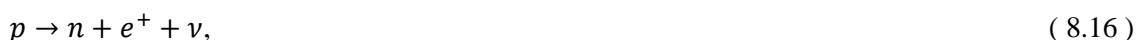
Obr. 62: Ilustrace vzniku protonových a neutronových energetických hladin v jádře

Pokud se pod energetickou hladinou některého neutronu nalézá volné (neobsazené) místo na některé z protonových hladin, využije jádro slabou jadernou interakci pro přepis tohoto neutronu na proton, který pak tuto nižší energetickou hladinu okamžitě obsadí. Proběhne tedy proces



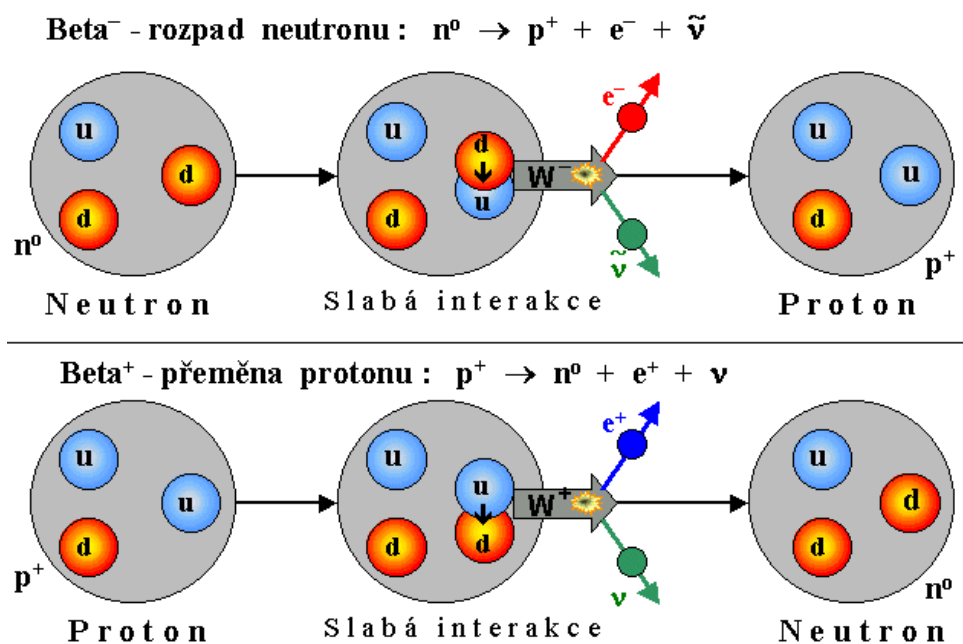
který je základem radioaktivity β^- .

Podobně též proton, nalézá-li se na dostatečně vysoké energetické hladině, může být přepsán slabou interakcí na neutron a poté přeskočí na některou volnou neutronovou hladinu, která leží níže. V takovém případě nastane děj



který je základem radioaktivity β^+ .

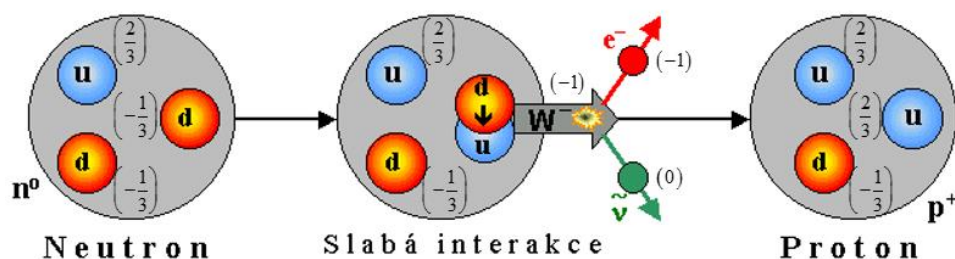
Za stejných podmínek může proton zachytit elektron ze slupky K a stát se neutronem:



Obr. 63: Schéma průběhu rozpadu β^- a β^+

Hlubavý čtenář si nyní jistě položí otázku, proč se vlastně příroda obtěžuje produkovat další třídu takřka „neviditelných“ částic – neutrin – když by pro snížení energetického stavu jader a částic měla stačit pouhá emise osamocené částice beta. Který další zákon zachování ji k takovému počínání vlastně nutí?

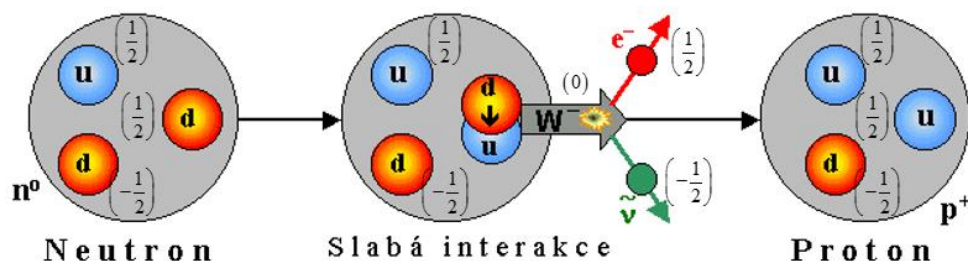
V minulých kapitolách jsme viděli, že v přírodě existují nejrůznější symetrie, přičemž jednou z nejzákladnějších je $U(1)_{loc}$, která generuje zákon zachování elektrického náboje. Vyberme si pro jednoduchost jeden druh rozpadu beta – necht' je jím např. β^- – a zkontrolujme, zda probíhá v souladu s tímto zákonem zachování:



Obr. 64: Zachování elektrického náboje při slabých interakcích

Vyšel vám na konci celkový náboj nulový, stejně jako na začátku? Potom sčítáte správně. Jelikož však neutrino nese rovněž nulový elektrický náboj, nejsme tím o nic blíž odpovědi na naši otázku.

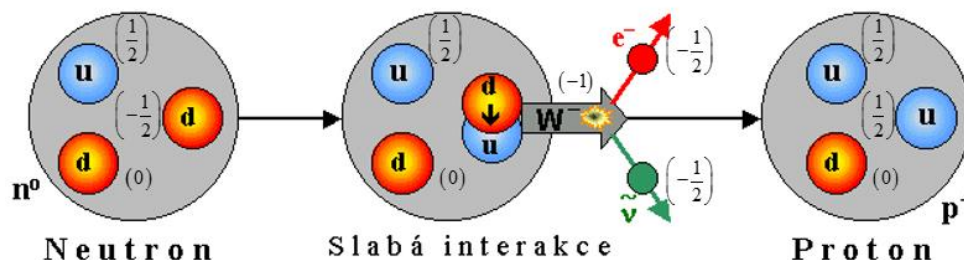
Ihned však můžeme zkontrolovat další symetrii. Tentokrát se bude jednat o symetrii spojenou s Diracovou rovnicí, která generuje jistý druh rotací probíhajících ve čtyřrozměrném prostoročase. Následkem této symetrie se při slabých interakcích zachovává nejen celkový spin částic, ale též jeho projekce. Projekci spinu lze názorně přirovnat dejme tomu k rotaci částice ve směru, nebo proti směru hodinových ručiček. Ve skutečnosti je představa spinu coby rotace částice značně zavádějící ale nic lepšího zatím nikdo nevymyslel a pro hrubou názornost nám toto přirovnání postačí. Nahlédneme-li do tabulky 3, zjistíme, že slušně vychované částice točí vždy doleva, čemuž odpovídá projekce spinu $1/2$. Protože ale v neutronu máme dva kvarky typu d , musí se jeden z nich zachovat neslušně a točit doprava. Jinak by totiž porušil daleko přísnější pravidlo – Pauliho vylučovací princip. Celkový spin neutronu tak vychází $1/2$. Na pravé straně máme dva slušně vychované kvarky u a náš nezbedný pavotočivý kvark d , plus negativní vektorový boson. Ten nese spin 1, který má, jak jsme si vysvětlili v kapitole o spinu, tři různé projekce: $-1, 0, 1$. Protože nám ale již žádný spin neschází ani nepřebývá, může se z těchto tří projekcí uplatnit pouze ta nulová. Z té však nemůže vzejít jediný lepton, neboť každý lepton nese spin $1/2$. Musejí být proto vskutku emitovány leptony dva, s navzájem opačnými projekcemi svých spinů.



Obr. 65: Zachování projekce spinu při slabých interakcích

Vysvětlili jsme si tedy, k čemu příroda neutrina potřebuje. Zbývá však ještě vysvětlit, proč je ve skutečnosti emitována antičástice – proč při rozpadu β^- vylétne antineutrino, na místo obyčejného neutrina.

Odpovědí na tuto otázku je opět tabulka 3. Stejně jako ostatní symetrie přírody, také i symetrie slabé jaderné interakce $SU(2)$ generuje svůj zákon zachování. Jedná se o zachování tzv. **slabého izospinu**. Opět nemá cenu pokoušet se představit si co je to slabý izospin – v makrosvětě nic takového neexistuje. Bohatě nám postačí, když slušně vychovaným (levotočivým) částicím přiřadíme projekci slabého izospinu dle tabulky 3 – hodnota vlevo, zatímco těm ostatním (pravotočivým) přiřadíme projekci slabého izospinu 0 – hodnota vpravo.



Obr. 66: Zachování projekce slabého izospinu při slabých interakcích

Podobně levotočivé antičástice mají projekci slabého izospinu 0, pravotočivé antičástice opačnou než levotočivé částice. Pro neutron nám odtud vychází celkový slabý izospin 0, zatímco pro proton je to 1. Pro negativní vektorový boson tak vychází projekce slabého izospinu -1, což je v souladu s pozorováním. Víme, že negativní vektorový boson se následně rozpadá na levotočivý elektron s projekcí slabého izospinu -1/2, takže zůstává -1/2 pro neutrino. To je však dle tabulky 3 možné pouze tehdy, pokud je emitované neutrino z antimoty. Jediná další varianta s pravotočivým elektronem by nefungovala, neboť pravotočivý elektron nese nulovou projekci slabého izospinu, a to již nelze dotovat emisí jediného neutrina. Emise dvou neutrin by pak zase porušovala zákon zachování spinu. Příroda tak vsutku volí ten nejušpurnější způsob, jak slabé interakce realizovat, a přitom nenarušit žádnou ze svých základních symetrií.

9. Radioaktivní procesy

Poněvadž přitažlivé síly mezi nukleony jsou krátkodosahové, je celková vazebná energie jádra přibližně úměrná jeho hmotovému číslu A , tj. počtu nukleonů v jádře. Odpuzivé elektrostatické síly mezi protony však mají neomezený dosah a celková destruktivní energie v jádře je přibližně úměrná Z^2 . Jádra obsahující 150 nebo více nukleonů jsou tak velká, že krátkodosahové jaderné síly, jež drží tato jádra pohromadě, sotva stačí vyrovnat vzájemné elektrostatické odpuzování jejich protonů. Rozpad alfa nastává u těchto jader jako prostředek zvyšování jejich stability zmenšováním jejich velikosti.

Proč jsou však částice alfa emitovány vždy spíše než jednotlivé protony, deuterony, nebo jádra ${}^3_2\text{He}$? Odpověď vyplývá z veliké vazebné energie částice α . Aby mohl jakýkoliv systém částic držet pohromadě, musí vždy obsahovat zápornou – tzv. **vazebnou** – energii. Jedině tak je zajištěno, že se nerozpadne sám od sebe, neboť k uvolnění jednotlivých částic ze systému je potřeba dodat systému minimálně stejně velikou kladnou energii zvenčí. Se zápornou vazebnou energií je samozřejmě dle Einsteinovy formule $E = mc^2$ spojena záporná hmotnost, což v praxi znamená, že jakýkoliv silově vázaný systém částic je vždy o něco lehčí, než je součet hmotností jednotlivých jeho komponent samostatně – jednotlivých částic, jimiž je systém tvořen.

Při vzniku atomových jader je tento tzv. **hmotnostní schodek** velmi významný a může dosahovat i několika MeV na jeden nukleon. Tato přebytečná energie se samozřejmě z vesmíru neztrácí – při zformování jádra (např. uvnitř **fúzního reaktoru**) ji odnesou do okolí fotony gama, neutrino, popř. i další částice. Např. částice alfa obsahuje vazebnou energii přes 7 MeV na jeden nukleon, deutron

(jádro atomu deuteria) asi 1 MeV na nukleon. Celkový hmotnostní schodek deuteronu (dva nukleony) tak činí asi 2 MeV, celkový hmotnostní schodek alfa částice (čtyři nukleony) asi 28 MeV. Fúzováním dvou jader deuteria za vzniku jedné částice alfa se tak uvolní celková energie $28 - 2 - 2 = 24$ MeV. Pokud bychom chtěli rozložit částici alfa opět na dva deuterony, museli bychom jí stejnou energii dodat zvenčí. Pokud bychom ji chtěli rozštěpit dokonce na jednotlivé volné nukleony, museli bychom dodat celých 28 MeV.

Pro velmi těžká jádra (mnohem těžší než jádro železa), je však situace poněkud odlišná. K úniku z takového jádra potřebuje částice kinetickou energii a hmota částice alfa je dostatečně menší než hmota nukleonů, z nichž se skládá, aby zde taková energie byla k dispozici. Pro ilustraci můžeme ze známých hodnot každé částice a mateřských a dceřiných jader vypočítat kinetickou energii Q uvolňovanou při emisi různých částic těžkým jádrem. Tato energie je dána výrazem

$$Q = (m_i - m_f - m)c^2, \quad (9.1)$$

kde m_i je hmota původního jádra, m_f hmota konečného jádra a m hmota emitované částice. Výsledkem je zjištění, že energeticky možná je *jedině* emise částice alfa; jiné druhy rozpadu by vyžadovaly dodání energie z vnějšího zdroje mimo jádro. Tak rozpad alfa ${}_{92}^{232}\text{U}$ je provázen uvolněním energie 5,4 MeV, jinak by bylo nutno nějak dodat 6,1 MeV z vnějšího zdroje, kdyby se měl emitovat proton, a 9,6 MeV v případě, že by se mělo emitovat jádro ${}^3_2\text{He}$. Pozorované energie rozpadu alfa jsou v souladu s odpovídajícími hodnotami předpovídanými na základě příslušných jaderných hmot.

Spontánní rozpad atomového jádra, při kterém je vyzařena částice α , se zapisuje schematicky jako



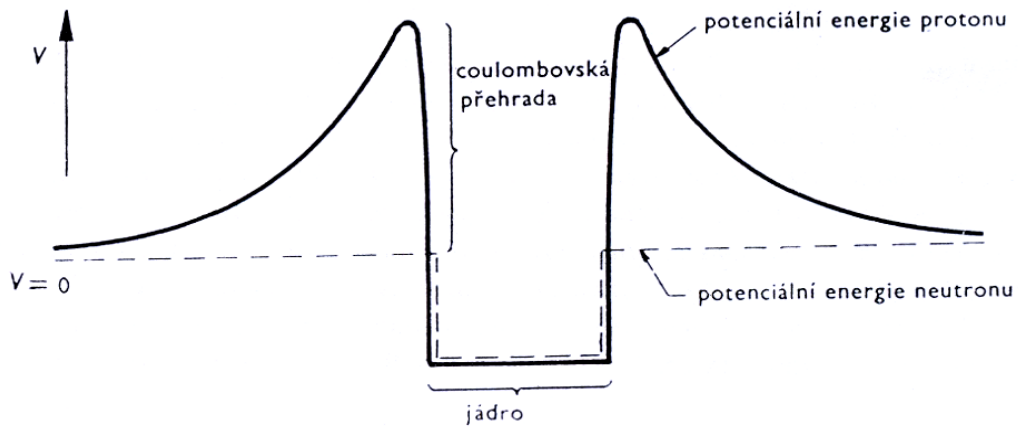
kde na levé straně je tzv. **mateřské jádro** X s daným počtem nukleonů, na pravé straně první člen reprezentuje tzv. **dceřiné jádro** a druhý částici α . Tento proces může probíhat pouze tehdy, je-li dovolen relativistickým zákonem zachování energie

$$E(A, Z) = E(A - 4, Z - 2) + E(4, 2). \quad (9.3)$$

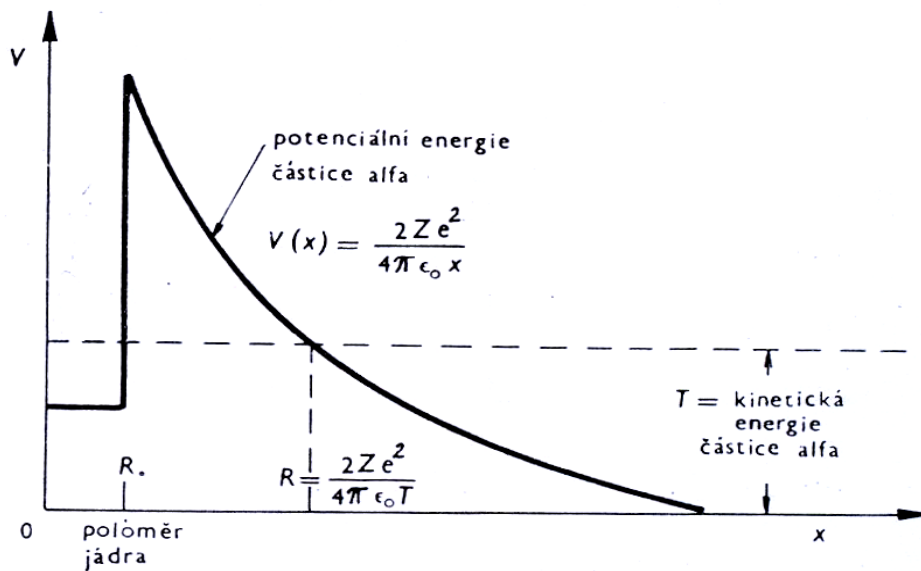
Z experimentálně určených hmotností jader plyne, že jádra s hmotnostním číslem větším než 150 se jeví jako nestabilní vůči rozpadu α . Jsou známy tři oblasti, v nichž dochází k vyzařování částic α jádry. Tvoří je aktinidy, jádra v okolí izotopů olova a vzácné zeminy. Energie E_k vyzařených částic α vykazuje jisté pravidelnosti. Pomalu, a nikoliv monotónně roste s nukleonovým číslem A . U izotopů daného prvku klesá s rostoucím číslem A .

I když se těžké jádro v zásadě může zmenšit rozpadem alfa, zůstává zde problém, jak může ve skutečnosti částice alfa uniknout z jádra. Na obrázku je vynesena potenciální energie V částice alfa jako funkce vzdálenosti r od středu nějakého těžkého jádra. Výška potenciálové překrady (potenciálového valu) je asi 25 MeV, což se rovná práci, kterou je třeba vykonat proti odpudivé elektrostatické síle při přenesení částice alfa z nekonečna k jádru, těsně k hranici dosahu silné jaderné interakce.

Můžeme tudíž částici alfa v takovém jádře uvažovat, jako by byla uvnitř krabice se stěnami, jejichž překonání vyžaduje energii 25 MeV. Částice alfa mají ale při rozpadu energie od 4 do 9 MeV v závislosti na daném konkrétním nuklidu – tzn. o 16 – 21 MeV méně, než je zapotřebí k úniku z jádra.



Obr. 67: Potenciální energie protonu a neutronu v blízkosti jádra



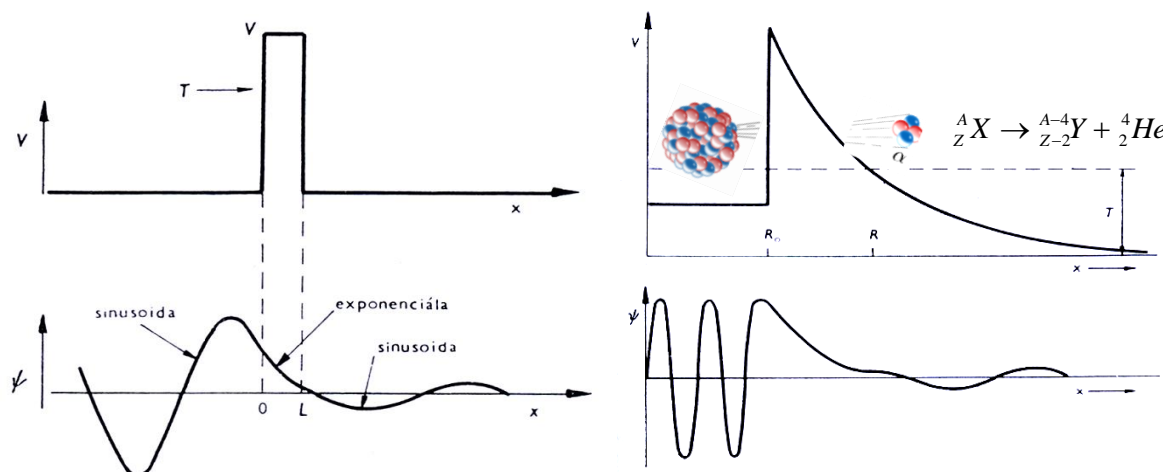
Obr. 68: Potenciální energie částice alfa jako funkce vzdálenosti od středu jádra

Zatímco na základě klasických úvah je rozpad alfa nevysvětlitelný, poskytuje kvantová mechanika jednoduché vysvětlení. Teorie rozpadu alfa vyvinutá v roce 1928 ruským fyzikem Georgem Gamowem – pozdějším spoluautorem kosmologického modelu známého jako **velký třesk** – byla velmi vítaným a zvláště překvapivým potvrzením kvantové mechaniky.



George Gamow (1904 – 1968)

Částice alfa naráží na stěny jádra 10^{21} krát za sekundu, přesto může čekat v průměru až 10^{10} let (zhruba dobu současného trvání vesmíru), než z některých jader unikne! Podle klasické mechaniky nemůže částice alfa existovat uvnitř potenciálové překrady, podle kvantové teorie je však pravděpodobnost výskytu částice řešením Schrödingerovy vlnové rovnice. Toto řešení dává nenulový výsledek pravděpodobnosti výskytu částice alfa uvnitř překrady, která klesá exponenciálně s tloušťkou překrady (viz obrázky 69). Protože exponenciála konverguje k nule až v nekonečnu, existuje pro jakoukoli překradu konečné tloušťky nenulová pravděpodobnost, že se částici alfa nakonec podaří protunelovat skrz překradu ven z jádra.

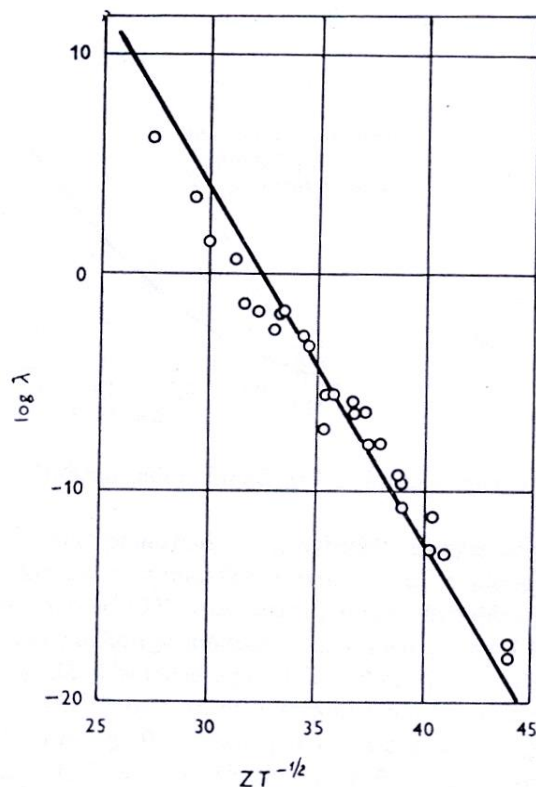


Obr. 69a, 69b: Svazek alfa částic může díky své vlnové povaze „prosakovat“ skrz překradu konečné tloušťky

Kvantověmechanický rozbor vyzařování částic alfa, který je v úplném souladu s experimentálními údaji, je významný ze dvou důvodů. Předně umožňuje pochopit velikou závislost poločasu rozpadu na energii rozpadu. Nejpomalejší rozpad má ${}^{232}\text{Th}$, jehož poločas je $1,3 \cdot 10^{10}$ let, a nejrychlejší rozpad ${}^{212}\text{Po}$ s poločasem $3,0 \cdot 10^{-7}$ s. Zatímco poločas rozpadu je u ${}^{232}\text{Th}$ 10^{24} krát větší než u ${}^{212}\text{Po}$, je energie rozpadu ${}^{232}\text{Th}$ (4,05 MeV) jen asi polovina hodnoty pro ${}^{212}\text{Po}$ (8,95 MeV).

Druhým významným přínosem teorie rozpadu alfa je vysvětlení tohoto jevu pomocí průniku částice potenciálovým valem, ačkoliv tato nemá dost energie, aby překradu překonala. Jedná se o obdobný jev, jako když si ve vedlejší místnosti někdo pustí nahlas hudbu. Zatímco vysoké frekvence o vlnových délkách mnohem kratších, než je šířka stěny, budou přítomností stěny poměrně účinně odráženy zpět a tedy odfiltrovány, nízké frekvence, o vlnových délkách srovnatelných, a nebo větších než je tloušťka stěny, budou jen mírně zeslabené procházet skrz. Za zdí tedy uslyšíme převážně jen dunění basů.

Velmi těžké částice a objekty, jejichž vlnová délka je podle de Broglieho vztahu velmi krátká, mají proto velmi nízkou pravděpodobnost protunelování skrz bariéru. U makroskopických objektů, jako jsou třeba lidé, se již pravděpodobnost útěku z vězení skrz neporušenou zeď blíží prakticky nule.

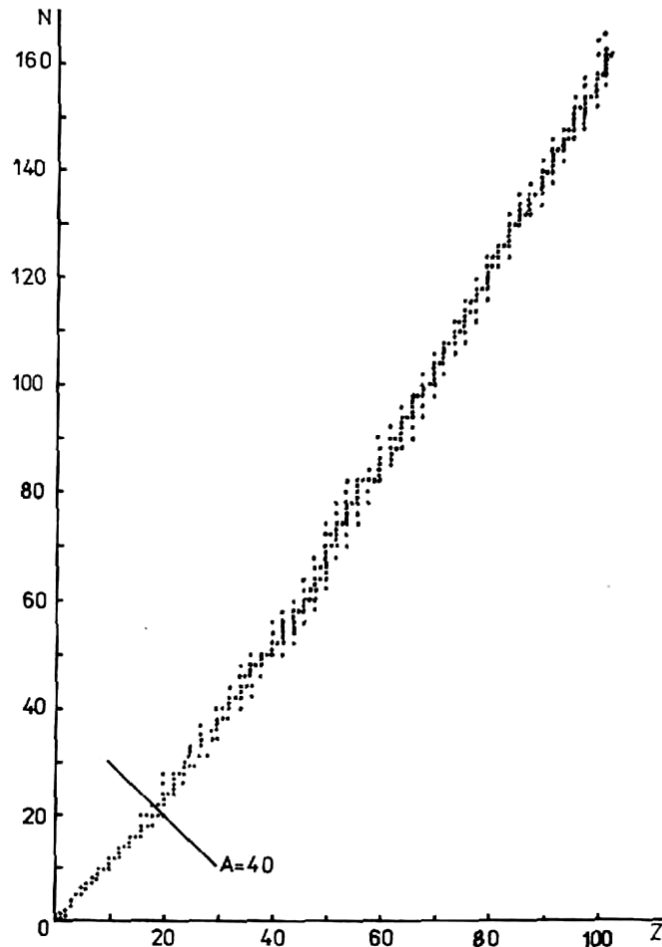


Obr. 70: Závislost poločasu rozpadu na energii emitovaných alfa částic

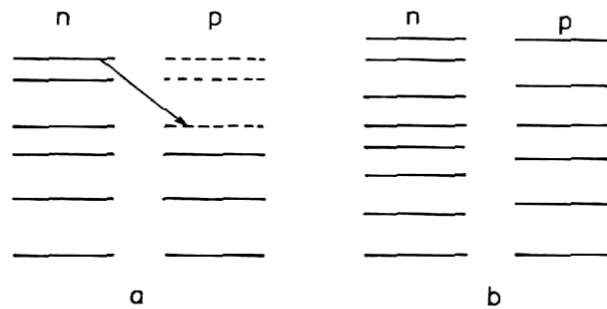
Známé hmotnosti jader asi 3 000 nuklidů můžeme nyní roztřídit na základě toho, co již víme. Vybereme z těchto nuklidů nejdříve ty, které jsou stabilní vůči rozpadu β , budou to tedy zcela stabilní nuklidy a nestabilní nuklidy nepodléhající radioaktivnímu rozpadu β . Takových nuklidů je asi 350. Ke každému z nich přiřadíme bod v rovině (Z, N) a obdržíme tím v této rovině pás zvaný **linie stability β** .

Jádra ležící nad linií stability, tj. ta, která mají při pevném Z vyšší N , se samovolně rozpadají typem β^- (vysílají při rozpadu elektron a antineutrino). Pod linií stability se nalézají jádra, která jsou nestabilní vůči rozpadu β^+ (z jádra je emitován pozitron a neutrino). Tato jádra jsou také nestabilní vůči K-záchytu elektronu.

Z obrázku 71 je patrné, že jádra ležící na linii stability pro $A \leq 40$ se soustřeďují v okolí přímky $N = Z$. To je lehce pochopitelné, vyjdeme-li z Pauliho principu. V jádrech, kde je přebytek nukleonů jednoho druhu, např. neutronů, musí tyto částice obsazovat díky Pauliho principu vyšší energetické hladiny. Rozpad β^- umožňuje neutronu změnit projekci svého silného izospinu – stát se protonem a přeskočit na některou volnou protonovou hladinu do nižšího energetického stavu. Proto jsou nejstabilnějšími jádry pro $A < 40$ jádra s přibližně stejným počtem protonů a neutronů. Pro $A > 40$ se linie stability začíná odklánět od diagonály ve prospěch $N > Z$ a převaha neutronů se s růstem A dále zvětšuje. To je způsobeno coulombickým odpuzováním protonů, které posunuje jejich energetické stavy k vyšším hodnotám.



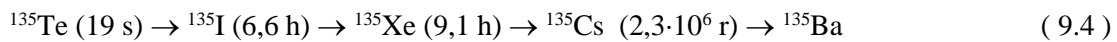
Poloha stabilních jader vůči rozpadu β je označena tečkami v rovině (Z, N) . Tečky definují linii (pás) stability. Z – atomové číslo, N – neutronové číslo.



Plnou čarou jsou označeny obsazené hladiny, přerušovanou neobsazené; n – neutron, p – proton, a – jádro s nadbytkem neutronů prodělává rozpad, b – posuv hladin protonů vyvolaný coulombickým polem.

Obr. 71a, 71b

Typickým příkladem β -radioaktivní řady je řada



známá z fyziky jaderných reaktorů. ${}^{135}\text{Xe}$ vzniká v reaktoru jednak štěpením uranu ${}^{235}\text{U}$ s výtěžkem 0,3 %, a dále rozpadem ${}^{135}\text{Te}$, který dvojným rozpadem beta přechází přes ${}^{135}\text{I}$ na ${}^{135}\text{Xe}$ s výtěžkem 6,2

% ^{135}Xe má ze všech jader největší účinný průřez pro záchyt tepelného neutronu. Jediné jádro xenonu má stejné absorpční vlastnosti jako 5000 jader uranu 235.

Hustota ^{135}Xe je silně závislá na časovém průběhu hustoty neutronového toku. Protože poločas rozpadu ^{135}Xe je větší než poločas jeho mateřského jádra, po náhlém poklesu výkonu reaktoru jeho koncentrace nejprve roste a teprve po překročení maxima postupně odeznívá.

Vzhledem ke krátké době života ^{135}Te v porovnání s ^{135}I a ^{135}Xe lze v kinetice středních délek přechodových jevů předpokládat, že ^{135}I vzniká okamžitě při štěpení. Pro analýzu vlivu ^{135}Xe pak dostáváme soustavu dvou diferenciálních rovnic, jejichž řešením zjistíme, že za několik desítek hodin po nastartování reaktoru se v jeho nitru ustaví rovnovážná hustota ^{135}Xe .

Otrava reaktoru ^{135}Xe se vyjadřuje poměrem tepelných neutronů absorbovaných v xenonu k počtu neutronů absorbovaných v palivu. Kromě absorpce neutronů xenonem v ustáleném stavu vznikají působením tohoto silného absorbátoru jevy časově závislého charakteru. Nejdůležitějším z nich je tzv. **jódová jáma**.

Jde o tak velké nahromadění ^{135}Xe po náhlém snížení výkonu reaktoru, že reaktor nelze po jistou dobu poté vůbec nastartovat. Pokud bychom chtěli přesto reaktor znovu nahodit, museli bychom z aktivní zóny vysunout stejné množství bórových regulačních tyčí, jaké odpovídá absorpční schopnosti nahromaděného xenonu (což však obvykle není možné). Protože po zastavení štěpné reakce již v reaktoru nevzniká další ^{135}I , ale naopak rozpadem na xenon postupně ubývá, dochází po čase prudkého nárůstu koncentrace xenonu k opětovnému postupnému úbytku tohoto radionuklidu, dokud není dosaženo stavu, od něhož lze reaktor opětovně provozovat a regulovat. Právě období, po které není možno reaktor znovu najet, se nazývá *jódová jáma*.

Při pozvolném odstavování reaktoru se ^{135}I ještě tvoří, zatímco ^{135}Xe dosud vyhořívá. Pro každý reaktor tak existuje mezní hodnota rychlosti odstavení, při které již nehrozí nebezpečí, že reaktor bude uvržen do jódové jámy. Protože manévrovací schopnosti reaktoru jsou určeny zásobou reaktivity, jsou závislé na tom, v které části palivové kampaně se reaktor nachází a rovněž na výkonu reaktoru, z něhož byla změna prováděna.

U velkých energetických reaktorů se navíc od určitých prahových hodnot neutronového toku vyskytují periodické změny prostorové distribuce neutronového toku, projevující se vznikem tzv. **horkých míst**, i když kalorimetricky testovaná střední hodnota toku v reaktoru se zdá být v normě. K těmto oscilacím dochází tehdy, existuje-li zpětná vazba mezi neutronovým tokem a koncentrací ^{135}Xe . V této souvislosti se hovoří o tzv. **xenonových oscilacích**, které jsou součástí tzv. **střednědobé kinetiky reaktoru** (spolu s xenonovou otravou a **zastruskováním samáriem**). Ty mohou nastat v reaktorech, které mají velké rozměry aktivní zóny a pracují na vysokých výkonech. Jednotlivé části aktivní zóny pak mohou pracovat relativně nezávisle na sobě, a pokud je výkon reaktoru dostatečně vysoký, vyhořívá ^{135}Xe rychleji, než se stihá přirozeně rozpadat. V tomto případě může docházet k periodickým změnám prostorového rozložení hustoty neutronového toku. Nahodilé zvýšení hustoty neutronového toku v jednom místě aktivní zóny vyvolá zrychlení vyhořívání ^{135}Xe v tomto místě. Tím se však sníží absorpce neutronů a dojde k dalšímu lokálnímu nárůstu neutronového toku. V důsledku nárůstu štěpné reakce v tomto místě však zároveň roste i produkce ^{135}I , který se beta přeměnou rozpadá na ^{135}Xe . Tím je růst výkonu brzy utlumen a dochází k hromadění xenonu, což vyvolá snížení neutronového toku v této oblasti pod průměrnou hodnotu a k hromadění ^{135}Xe následkem rozpadu radiojódů – dochází zde k **časovým oscilacím výkonu**. Protože celkový výkon reaktoru se nemění, zvýšení výkonu na jednom místě vede k současnému snížení výkonu na místě jiném a naopak – dochází k **prostorovým xenonovým oscilacím**. Frekvence těchto oscilací jsou nízké – řádově miliontiny Hz – protože poločas rozpadu ^{135}I je necelých 7 hodin. U reaktoru VVER 1000 v jaderné elektrárně Temelín, je podmínka pro vznik xenonových prostorových oscilací splněna ve všech 3 prostorových směrech. Objevují se zde především první tři azimutální módy, radiální mód, první tři

radiálně azimutální módy, a první tři axiální módy xenonových oscilací. Vyšší módy zpravidla rychle odezní a zůstává pouze nejstabilnější první axiální mód, popř. ještě první azimutální, druhý axiální a druhý azimutální mód, jejichž amplituda je ale výrazně nižší, než u prvního axiálního módu (vedle základního rozložení výkonu ve tvaru kosinu od $-\pi/2$ do $\pi/2$, se tak v aktivní zóně objeví ještě rozdělení výkonu ve tvaru sinu od $-\pi$ do π tedy vyšší harmonický mód).

Vznik xenonových oscilací je dán celkovou konstrukcí reaktoru. Je-li amplituda oscilací konvergentní (tlumené oscilace), reaktor je stabilní. Na druhé straně, malé počáteční oscilace s divergentní amplitudou mohou vést k závažným důsledkům. Základní podmínkou pro vznik divergentních xenonových oscilací je aktivní zóna dostatečně veliká, aby v ní mohly vzniknout alespoň dvě oblasti, které mohou pracovat z hlediska neutroniky relativně samostatně, pouze se vzájemnou vazbou (stačí, aby kvadrát objemu aktivní zóny mírně převyšoval tisícinásobek migračního objemu neutronu, a dochází k pozitivní zpětné vazbě).

Z analýzy xenonových oscilací plyne, že může nastat celkové periodické kolísání toku neutronů v aktivní zóně bez podstatných změn na jeho globálním výkonu. Potom hovoříme o **základním vidu xenonových oscilací**. Tyto kmity jsou za běžného provozu reaktoru účinně tlumeny běžnými regulačními orgány a nepředstavují vážnější riziko.

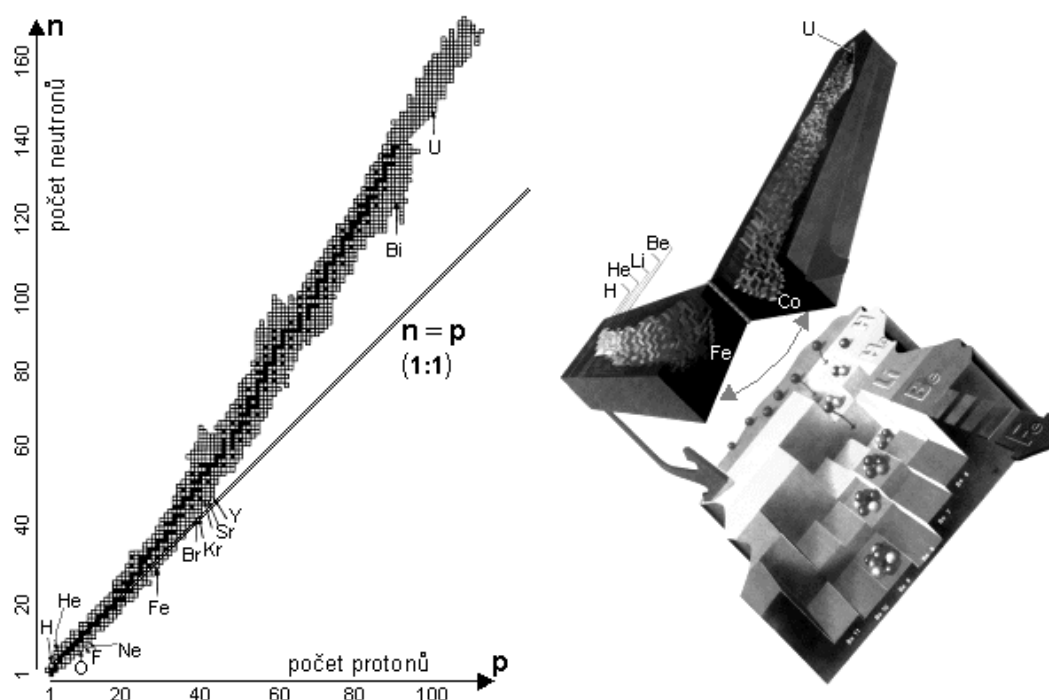
Ručním řízením reaktoru z velína JE lze projevy xenonových oscilací potlačit, ale i naopak prohloubit. U velkých energetických reaktorů s tepelnými neutrony a s vysokým vyrovnáním neutronového toku je vyšetřování xenonové stability základním požadavkem bezpečnosti provozu. V současné době je analýza energetických reaktorů se zřetelem na xenonovou stabilitu provázána rozsáhlým matematickým modelováním zahrnujícím velmi jemné dělení aktivní zóny a vlivu řízení reaktoru včetně lidské obsluhy.

Obrázky 73 znázorňují příčný a podélný řez N-P diagramem vzhledem k linii stability. Je na nich dobře patrné, že vazebná energie **na nukleon** je nejvyšší pro jádro železa. Také je na nich vidět, proč se těžká jádra v drtivé většině zbavují energie emisí alfa-částice a nikoliv jiných částic.

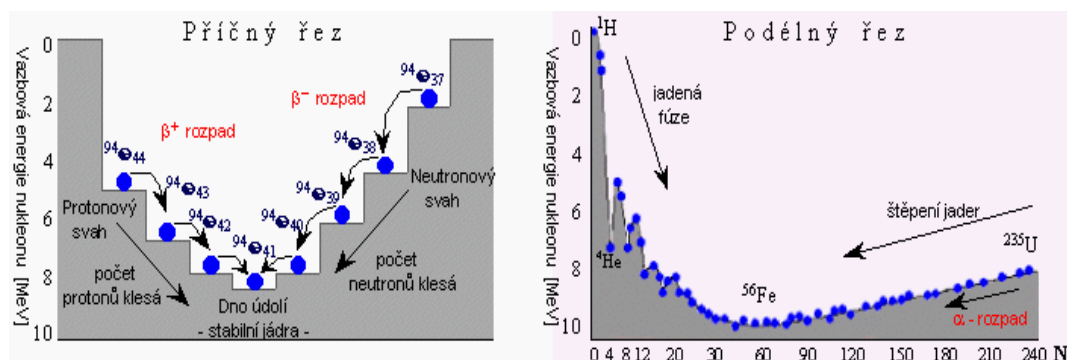
Pokud by byl emitován např. proton, přišlo by původní jádro o 1 nukleon, čímž by se jeho vazebná energie na nukleon zvětšila asi o 10 keV. Pokud by oním mateřským jádrem bylo např. jádro ^{235}U , bude celkový nárůst jeho vazbové energie (pokles jeho hmotnosti) činit pouhých 2,3 MeV (10 keV krát počet všech nukleonů dceřiného jádra). Jádro by však zároveň přišlo o jeden nukleon, takže celková hmotnost by se zvýšila o jeho původní vazebnou energii na onen jeden nukleon, což dělá nějakých 8 MeV. Nový systém jádro + emitovaný proton by tak ztěžkl přibližně o 5,7 MeV, kteroužto energii bychom mu museli nejprve dodat zvenčí, abychom z něj vyrazili proton. Spontánní emise protonu proto není možná.

Naproti tomu, částice alfa okamžitě sníží energetickou bilanci celého systému o svých 7 MeV vazebné energie na nukleon, krát 4 nukleony čili o 28 MeV. K tomu je potřeba přičíst 4-krát 10 keV, o které se zlepší energetická bilance dceřiného jádra na jeden nukleon, což přenásobeno počtem nukleonů dceřiného jádra činí dalších zhruba 9 MeV k dobru. Původní jádro však ve skutečnosti přišlo o 4 nukleony, takže i když se jeho energetická bilance na jeden nukleon mírně zlepšila, přichází o 8 MeV na každý ze čtyř nukleonů, kterých se zbavilo. Od celkového energetického zisku systému jádro – částice alfa, který činí $28 + 9 = 37$ MeV, je tak potřeba ještě odečíst 32 MeV. Celkovou energetickou bilanci je tak ztráta plných 5 MeV v případě, že se jádro ^{235}U zbaví jedné alfa částice, což se vyplatí.

Dnes známe 274 stabilních nuklidů, zbývající nuklidy se samovolně rozpadají, tj. jsou radioaktivní. Radioaktivní přeměny jsou podmíněny možností přechodu daného nestabilního jádra, do energeticky nižšího stavu, obecně nového systému.



Obr. 72: Ilustrace příčného řezu linií stability jako funkce vazebné energie jader



Obr. 73: Ilustrace příčného a podélného řezu linií stability jako funkce vazebné energie jader

Podobně, jako u vyzařování fotonů z atomového obalu se nemusí jednat pouze o přechody z vyššího energetického stavu do základního stavu atomu, ani u radioaktivních dějů nemusí jádra vznikající při rozpadu být již stabilními. Proto existují dokonce poměrně dlouhé **radioaktivní řady**. Při rozpadu radionuklidu patřícího do radioaktivní řady vzniká obecně opět radionuklid. Dobře známé radioaktivní řady jsou: **thoriová řada** začínající nuklidem ^{232}Th , **neptuniová řada** počínající ^{237}Np , **uranová řada** začínající ^{238}U a **aktiniová řada**, na jejímž počátku stojí ^{235}U . Protože při rozpadu α klesá číslo A o 4 a při rozpadu β se A nemění, lze radioaktivní rozpad v dané řadě charakterizovat zákonem udávajícím velikost nukleonového čísla A nuklidu v dané řadě

$$A = 4n + D, \quad n = \text{přirozené číslo}, \quad (9.5)$$

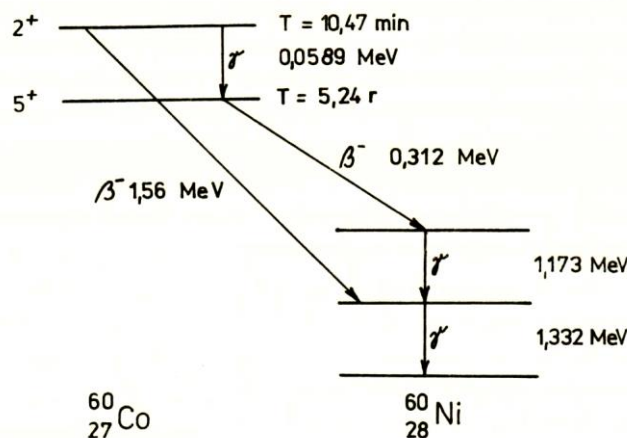
a $D = 0$ pro thoriovou, $D = 1$ pro neptuniovou, $D = 2$ pro uranovou, $D = 3$ pro aktiniovou řadu. Konečnými stabilními členy těchto řad jsou izotopy olova ^{82}Pb , s výjimkou neptuniové řady, u níž je posledním nuklidem ^{209}Bi , což je zároveň nejtěžší známý stabilní nuklid.

Jak při rozpadu α , tak při rozpadu β jsme poznali, že jádro, které se v tomto procesu vytváří, nemusí vzniknout v základním stavu. Jádro je obecně vázaným systémem protonů a neutronů, a protože protony nesou kladný elementární náboj a obě částice, proton i neutron interagují elektromagneticky, neboť i neutron má nenulový magnetický moment, můžeme oprávněně očekávat, že u jádra budou pozorovatelné i spontánní radiační γ přechody. Jejich projevem je zjištěná radioaktivita γ – vyzáření fotonů o relativně vysoké energii. Na obrázku 74 jsou uvedeny vedle přechodů beta i radiační přechody mezi vzbuzenými stavy a mezi vzbuzeným stavem a stavem základním. Odtud plyne, že radiační přechody budou běžně doprovázet první dva radioaktivní rozpady.

Vyzařování kvant gama v uvažovaném ději nevede na rozdíl od předchozích rozpadů ani ke změně počtu neutronů, ani ke změně počtu protonů, tedy ani ke změně prvku, ani ke změně izotopického stavu. Energetické spektrum těchto fotonů je diskrétní, protože se jedná o přechody mezi diskrétními energetickými hladinami počátečního stavu jádra o energii E_i a konečného stavu jádra o energii E_f .

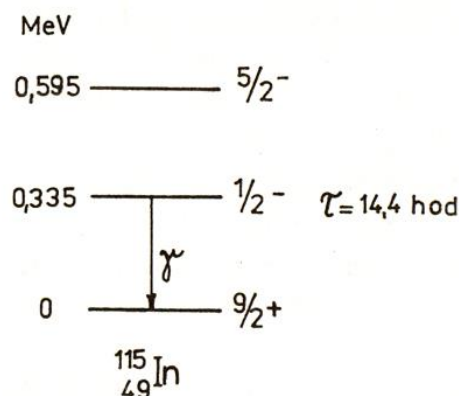
Energie gama-fotonů leží převážně v intervalu (0,05 MeV, 10 MeV). Danému intervalu odpovídá interval vlnových délek λ příslušných vyzářeným fotonům ($2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, $1,25 \cdot 10^{-13} \text{ m}$). Střední doby života jader pro rozpad γ se nacházejí převážně v intervalu (10^{-7} s , 10^{-11} s) a to znamená, že ta jádra, která vznikla po rozpadu α nebo β v excitovaném stavu se zpravidla velmi rychle dostanou do základního stavu radiačním přechodem.

Na obrázku 74 je schéma beta rozpadu jádra kobaltu, v němž jsou uvedeny známé hodnoty energií vyzářených částic v MeV, poločasy rozpadu energetických stavů (hladin) a spin i **parita** energetických hladin. Paritu jádra si lze opět (jako v příkladu s projekcemi spinu na obr. 65), názorně představit jako orientaci spinu celého jádra, (tj. poněkud naivně jako prostorovou orientaci jeho rotace). Obrázek demonstruje, že k rozpadu β nedochází pouze při přechodu ze základního stavu mateřského jádra do základního stavu dceřiného jádra, ale že se může jednat podobně jako u radioaktivity α i o přechody mezi vzbuzenými stavy nebo mezi vzbuzenými a základním stavy.



Obr. 74: rozpadové schéma radionuklidu ^{60}Co

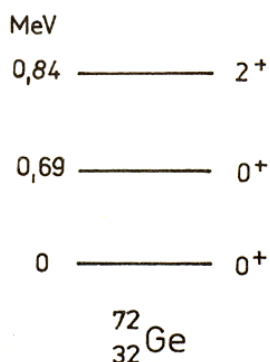
Pro elektromagnetické přechody v jádře, podobně jako pro přechody v atomovém obalu, platí řada výběrových pravidel. Možnosti některých přechodů jsou výběrovými pravidly silně potlačeny a v takovém případě radiační přechod, který je dovolen z energetického hlediska, nastává s malou pravděpodobností. Jádro může potom poměrně dlouho setrvat v některém ze vzbuzených stavů, jeho stav se tak stává metastabilním a jádro v tomto stavu se stává *izomerem*. Jedním z typických příkladů izomerů je indium $^{115\text{m}}\text{In}$, jehož nejnižší energetické hladiny vidíme na obrázku 75 spolu s jejich charakteristikami, spinem a paritou.



Obr. 75: Nejnižší energetické hladiny izomeru ^{115m}In a nuklidu ^{115}In

Protože základní stav má spin a paritu rovné $9/2^+$ a poněvadž první excitovaný stav se od něho liší nevelkou energií 0,335 MeV a má spin a paritu rovné $1/2^-$, musí při naznačeném přechodu mezi oběma stavy dojít k velké změně momentu hybnosti (spinu) jádra a relativně malé změně energie. Proto je tento přechod velmi nepravděpodobný. Střední doba života izomeru ^{115m}In ve stavu $1/2^-$ je 14,4 hodiny, což je čas o mnoho řádů delší, než v obvyklém případě radiačního přechodu γ . V analogii s obdobnými radiačními přechody v atomovém obalu, lze v případě izomerů hovořit o jakési době fosforescence, zatímco u klasických gama přechodů v jádře o době fluorescence.

U jader se rovněž setkáváme s jevem, který je svou povahou blízký fotoelektrickému jevu, nebo **Augerovu jevu** v atomovém obalu. U jader se jedná o tzv. **vnitřní konverzi**, nebo také elektronovou konverzi. Při elektromagnetické interakci excitovaného jádra s elektronem obalu může jádro předat elektronu celý přebytek své energie, a vyrazit tak elektron z atomu. Vzhledem k tomu, že tu jde opět o přechod jádra mezi energetickými stavy patřícími do diskretního spektra, je energetické spektrum elektronů vyzářených při vnitřní konverzi čárové. Typický případ, ve kterém nastává vnitřní konverze, je izotop germania ^{72}Ge , jehož základní a první excitovaný stav mají stejný spin rovný nule a sudou paritu.



Obr. 76: Nejnižší energetické hladiny jádra ^{72}Ge

Zákon zachování momentu hybnosti nedovoluje, aby došlo mezi těmito stavy k radiačnímu přechodu, neboť foton má spin rovný jedné. Při deexcitaci, která se tu často označuje 0-0 přechod, předá jádro germania elektronu energii 0,69 MeV a ten nabude kinetické energie rovnající se této hodnotě zmenšené o vazbovou energii elektronu.

Je-li vzdálenost mezi hladinami daného nuklidu větší než $2m_e c^2$, kde m_e je klidová hmotnost elektronu, a není-li mezi těmito hladinami dovolen radiační přechod, může jádro přejít do nižšího energetického

stavu i tak, že se v jeho elektromagnetickém poli vytvoří pár pozitron a elektron, který odnese příslušnou energii. Tento jev, který lze pozorovat např. při deexcitaci kyslíku ^{16}O , je nazýván **dvojnou konverzí**. U uvedeného jádra kyslíku je to opět 0-0 přechod, při kterém se snižuje energie jádra o 6,1 MeV. Na dvojnou konverzi se nepodílí elektronový obal.

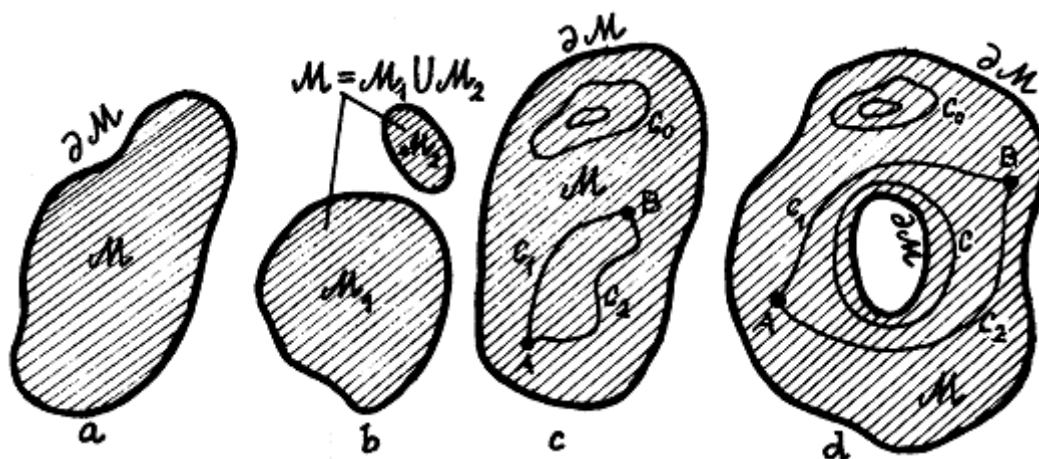
10. Gumová geometrie

Vlastnosti prostoru můžeme rozdělit na kvantitativní – **metrické** (související s měřením vzdáleností, úhlů, ploch, objemů) – a na kvalitativní – **topologické**. Topologie, která se někdy též nazývá „kvalitativní geometrie“, je velmi zhruba řečeno to, co zbude z geometrie, když si z ní odmyslíme všechno, co má nějakou velikost (a v tomto smyslu i konkrétní tvar). Topologie studuje takové vlastnosti geometrických útvarů, které se nemění při spojitých deformacích (tj. různých roztáženích, stlačeních nebo zprohýbáních za podmínky že nedochází k žádným roztržením nebo spojením různých částí). Jinak řečeno, topologie systematizuje naše intuitivní představy a zkušenosti o „možném“ a „nemožném“ v prostoru.

Z hlediska topologie jsou kružnice, elipsa, čtverec nebo trojúhelník stejné – říkáme, že jsou vzájemně **homeomorfní** – použitím topologického zobrazení lze deformovat kružnici na elipsu, čtverec nebo trojúhelník a naopak. Tím spíše jsou si topologicky ekvivalentní kružnice o různých poloměrech nebo čtverce s různými délkami strany. Podobně koule, elipsoid, krychle a jehlan. Takové vzájemně homeomorfní útvary jsou jen různými metrickými variantami téže topologické množiny bodů. Topologie tedy studuje nejzákladnější **globální** vlastnosti prostoru (a geometrických útvarů v něm) jako je souvislost, spojitost, počet rozměrů (dimenze), omezenost nebo neomezenost apod. V tomto smyslu je tedy topologie hlubší a obecnější než to, co se běžně pokládá za geometrii. Níže uvidíme příklady prostorů, které mají stejné geometrické (metrické) vlastnosti, avšak zcela odlišné vlastnosti topologické.

Topologie, která vznikla při upřesňování intuitivních pojmů „spojitost“, „blížkost“, „limita“, se zabývá jakýmsi „místopisem“ množin bodů – tzv. **variet**. Studuje kvalitativní pojem „blížnosti“ jednotlivých bodů tím, že specifikuje, co se rozumí **okolím** každého bodu variety.

Topologické pojmy a topologické vlastnosti jsou takové pojmy a vlastnosti, které zůstávají zachovány při homeomorfismu. Například elektrický obvod je pojem topologický, protože pro jeho činnost není podstatné rozmístění jednotlivých součástek, ale jejich vzájemné propojení.



Obr. 77: Souvislost množin (variet).

a) Souvislá množina. **b)** Nesouvislá množina, která je sjednocením dvou disjunktních částí.

c) Jednoduše souvislá množina - všechny spojnice mezi dvěma body jsou topologicky ekvivalentní, každá uzavřená křivka je homologická nule.

d) Dvojnásobně souvislá množina - existují dvě třídy spojníc mezi body, některé uzavřené křivky (např. C) nelze smrští do bodu.

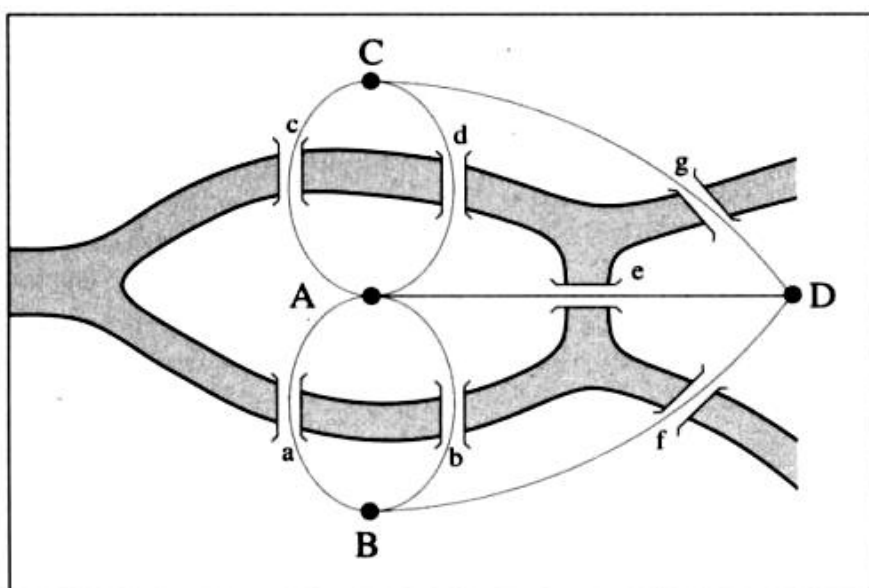
Základní topologickou charakteristikou každé množiny (geometrického útvaru) je **souvislost**. Jako souvislou označujeme takovou varietu, která není tvořena sjednocením několika disjunktních neprázdných částí; potom každé její dva body lze spojit čarou, která je celá součástí této množiny (obr. 77a). V opačném případě se jedná o nesouvislou množinu (obr. 77b). Souvislá množina se nazývá **jednoduše souvislou**, jestliže pro každé dva body A a B jsou všechny spojnice mezi nimi vzájemně

topologicky ekvivalentní (**homologické**). Jinak vyjádřeno, každou uzavřenou křivku zde můžeme spojitě „stáhnout“ do bodu (říkáme, že každá uzavřená křivka je **homologická nule**) – obr. 77c. Jestliže mezi některými body existuje více druhů spojníc, které nejsou vzájemně topologicky ekvivalentní, jedná se o **vícenásobně souvislou** množinu (obr. 77d), kde některé uzavřené čáry nelze „stlačit“ do vymizení v bodě. Přitom „násobnost“ souvislosti je definována jako

$$s = c + 1, \quad (10.1)$$

kde c je počet topologicky nezávislých uzavřených čar, které nelze smrštít do bodu (c je zároveň rovno počtu „rozřezání“, po kterých se daná množina stává jednoduše souvislou). Veličina s udává, kolika topologicky **různými cestami** se lze dostat z jednoho místa variety do druhého.

V roce 1735 vyřešil švýcarský matematik Leonard Euler letitou hádanku, která proslula jako „problém královeckých mostů“. Město Královec (Königsberg) na řece Pregel náleželo v té době východnímu Prusku. Dnes se nazývá Kaliningrad a leží v Rusku. Ve městě se nalézají dva ostrovy propojené mostem. Jeden z ostrovů je dále spojen s každým břehem jedním mostem, druhý ostrov je spojen s každým břehem dokonce dvěma mosty – viz obr. 78.



Obr. 78: Schéma královeckých mostů

Obyvatelé Královce mívali ve zvyku vydávat se v neděli na rodinnou procházku po městě, přičemž jejich cesty často vedly přes několik královeckých mostů. Zde se zrodila otázka, která dala později vznik novému matematickému oboru – topologii. Existuje trasa, jenž by vedla přes každý z královeckých mostů, a to právě jednou?

Euler si uvědomil, že přesná poloha ani tvar ostrovů a mostů nehrají žádnou roli. Důležitý je pouze způsob, jakým na sebe mosty navazují, tedy, jinak řečeno, tvar sítě tvořené mosty. Jde tedy o topologický, nikoliv geometrický problém, podobně, jako v dříve zmíněném elektrickém obvodu. Problém lze proto znázornit jednodušším způsobem, jak naznačuje síťový diagram na obr. 78. Tento diagram má 4 tzv. **uzly**, označené na obrázku písmeny A, B, C, D, spojené sedmi tzv. **hranami** (a, b, c, d, e, f, g), vymezenými 4 tzv. **stěny**, tedy oblastmi uzavřené hranami. Matematici takovýto diagram nazývají **uzlovým grafem**, či krátce jen **grafem**.

Euler nyní postupoval následovně: má-li naše cesta procházet každým z uzlů právě jednou, pak se v každém uzlu této cesty (kromě počátečního a koncového) musí potkat sudý počet hran, neboť do uzlu je třeba od někud vstoupit a zase z něj někudy odejít. V případě královeckých mostů však vychází z každého uzlu lichý počet hran, takže žádná taková cesta nemůže existovat.

Když se Euler začal uvedeným výsledkem zabývat hlouběji, všiml si, že číslo

$$E = U - H + S, \quad (10.2)$$

kde U je počet uzlů sítě, H je počet hran a S počet stěn, vyjde pro libovolnou síť nakreslenou na dvojrozměrné ploše vždy a za všech okolností rovno jedné. Tak např. pro síť královeckých mostů ($U = 4, H = 7, S = 4$) máme $E = 4 - 7 + 4 = 1$.

Základní myšlenka důkazu spočívá v tom, že vezmeme libovolný graf a začneme vylučovat hrany jednu po druhé a s nimi i koncové uzly. Odstraníme-li hranu, která sdílí své dva koncové uzly s dalšími hranami, pak se H i S zmenší o jedničku, ale U zůstává beze změny, takže E se rovněž nemění. Odstraníme-li naopak uzel, pak spolu s ním zmizí též hrany k němu vedoucí. U jsme tedy zmenšili o jedničku, H se zmenšilo o n a S se zmenší o $n - 1$ (k vytvoření n stěn potřebujeme vždy alespoň $n + 1$ hran). Máme tedy $E = (U - 1) - (H - n) + [S - (n - 1)] = U - H + S - 1 + n - n + 1 = U - H + S$.

Tento proces se zastaví, až nám bude zbývat jediný vrchol. Pro tento triviální graf však platí $U = 1, H = 0, S = 0$, takže opět $E = 1$. Protože hodnota E se nezměnila během celé procedury ani jedinkrát, musela být i původní hodnota E , se kterou jsme začínali, rovna jedné.

Tento výsledek samozřejmě platí nejen pro dokonale rovinné grafy, ale pro jakýkoliv graf nakreslený na libovolné plachtě, bez ohledu na to, jak moc je pokroucená a zprohýbaná. Nakreslíme-li však graf na povrch sféry, pak vyjde $E = 2$. Pro grafy na povrchu toroidu (např. duše od pneumatiky) vychází $E = 0$, na povrchu dvojitého toroidu (ve tvaru osmičky) bude $E = -2$. Můžeme tedy s naprostou jistotou říci, že uvedené 4 povrchy jsou topologicky odlišné (nejsou homologické).

Číslo E je příkladem tzv. **topologického invariantu**, tj. hodnoty, kterou nezmění žádná spojitá topologická transformace daného povrchu. Jeden starý bonmot praví, že topolog je člověk, který nerozezná žlutkový věneček od šálku na kávu. Vskutku, oba dva předměty lze spojitou topologickou transformací převést jeden na druhý, neboť pro oba dva platí $E = 0$.

Topologický invariant E byl na počest svého objevitele nazván **Eulerovou charakteristikou povrchu**. Ačkoli Euler vyřešil jednu z prvních topologických hádanek, a dokázal jedny z prvních topologických vět, jako vědní obor se topologie začala pořádně rozvíjet až s příchodem Poincarého ve 2. polovině 19. století, který začal studovat topologické vlastnosti na zobecněných vícerozměrných varietách.

Zobecněním jednorozměrné křivky ve varietě M^n je **p -rozměrná plocha** C^p ($p \leq n$), která je zobrazením příslušného p -rozměrného podprostoru v R^n . Takovou plochu C^p lze považovat za součet (sjednocení) elementárních p -rozměrných „rovnooběžníků“, resp. „krychlí“ K^p (které jsou ovšem obecně „křivočaré“)

$$0 \leq x^\alpha \leq 1 \quad (\alpha = 1, 2, \dots, p). \quad (10.3)$$

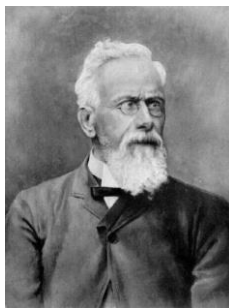
Vhodným způsobem se zde zavádí **orientace** a **sčítání**, což umožňuje studovat souvislosti mezi různými plochami C a jejich **hranicemi** ∂C . Orientovaná p -rozměrná krychle K^p má $(p-1)$ -rozměrnou hranici ∂K tvořenou jednotlivými stěnami. Tato plocha je uzavřená a proto nemá sama již žádnou hranici, takže $(p-2)$ -rozměrná hranice $(p-1)$ -rozměrné hranice p -rozměrné krychle je rovna nule:

$$\partial \partial K = 0. \quad (10.4)$$

Plyne to též z konstrukce hranice krychle pomocí sumy čtverců tvořících hranice jednotlivých stěn krychle, kde každá strana čtverce je započítávána dvakrát s opačnou orientací, a proto se vyruší. Obecnou plochu S můžeme totiž rozložit na řadu krychlí (patřičné dimenze) K_i . Potom hranici plochy S definujeme jako součet hranic „krychlí“ z nichž je složena (ve skutečnosti se většina těchto příspěvků z vnitřních oblastí vyruší, protože jsou započítávány dvakrát s opačnou orientací). Jestliže hranice nějaké p -rozměrné plochy S je rovna nule ($\partial S = 0$), jedná se o **uzavřenou** (kompaktní) plochu. Hranice ∂S každé plochy (nejen uzavřené) je uzavřenou plochou, která již nemá svou hranici, takže vždy platí

$$\partial \partial S = 0. \quad (10.5)$$

Toto se označuje jako topologický princip „**hranice hranice je rovna nule**“, který má velký význam pro zákony zachování v obecné teorii pole.



Enrico Betti (1823 – 1892)

Jestliže dvě uzavřené plochy C^p_1 a C^p_2 tvoří hranici $(p+1)$ -rozměrné oblasti v M , říkáme, že jsou vzájemně **homologické** (mohou být spojitou deformací převedeny jedna v druhou). Pokud uzavřená plocha C^p samotná tvoří hranici ($C^p = \partial A^{p+1}$) oblasti $A \subset M$, nazývá se **homologická nule** (spojitou deformací může být stažena do jediného bodu). **Homologická třída** $\{C^p_i\}$ sestává ze všech uzavřených p -rozměrných ploch C^p které jsou vzájemně homologické. Počet nezávislých homologických tříd $\{C^p_1\}, \{C^p_2\}, \dots, \{C^p_{B_p}\}$ ploch dimenze p se nazývá p -tým **Bettiho číslem** B_p variety M (nezapočítává se zde třída $\{C^p_0\} = \{0\}$ ploch homologických nule). Veličina

$$E = \sum_{p=0}^n (-1)^p B_p \quad (10.6)$$

se nazývá **Eulerovou charakteristikou** této variety. V Eukleidově prostoru R^n mohou být všechny p -rozměrné ($p \leq n$) uzavřené plochy stlačeny do bodu, takže všechny jsou homologické nule a patří do nulové homologické třídy $\{C^p_0\} = \{0\}$.



Leonhard Paul Euler (1707 – 1783)

Důvod vícenásobné souvislosti oblasti podle obr. 77d je zřejmý: část z M je „vyříznuta“, takže daná oblast má kromě vnější hranice též vnitřní hranici, přes kterou žádná spojnice nesmí jít. Existují však útvary i celé prostory bez hranic, které jsou vícenásobně souvislé, jak si ukážeme dále.

Eulerova charakteristika je jen jedním z řady invariantů, s jejichž pomocí lze rozhodnout, zda jsou dvě variety topologicky ekvivalentní. Jiným takovým topologickým invariantem je **chromatické číslo**. V roce 1852 si mladý britský matematik Francis Guthree položil otázku, jaký je nejmenší počet barev potřebných k vybarvení oblastí na libovolné mapě, aniž by některé 2 oblasti se společnou hranicí byly obarveny stejně. Důkaz, že správnou odpovědí na tuto otázku jsou 4 barvy, byl nalezen až roku 1976 a stal se zároveň prvním významným matematickým výsledkem, vyžadujícím práci počítače. Výpočty byly totiž tak náročné, že by je člověk v rozumném čase nebyl schopen provést.

Opět si můžeme položit otázku, jak se chromatické číslo změní, bude-li mapa namalována na topologicky odlišném povrchu, než je plachta. Lze dokázat, že povrch sféry má chromatické číslo stejné, jako plachta, tj. 4. Avšak chromatickým číslem toroidu je 7.

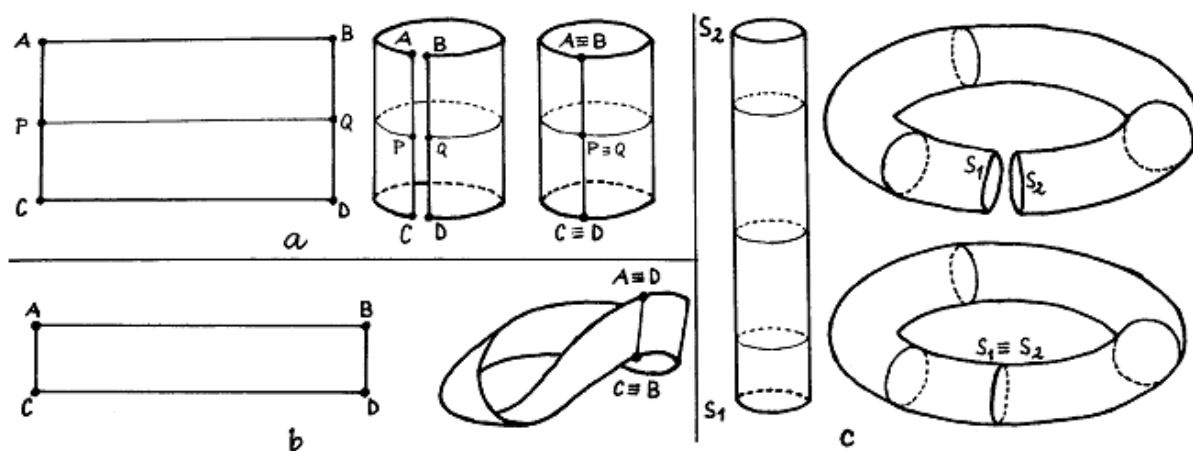
Další z topologických invariantů má svůj původ v otázce směrové orientace. Vezmeme rovný list papíru, který můžeme považovat za část Eukleidovské roviny R^2 (obr. 79a). Tento list je jednoduše

souvislý a platí zde axiomy Eukleidovy geometrie (proto např. součet úhlů v narýsovaném trojúhelníku bude roven 180°). Stočíme-li tento list papíru a slepíme protější strany, tj. uděláme ztotožnění

$$(x + a, y) \equiv (x, y), \quad (10.7)$$

dostaneme **válcovou plochu**. Eukleidovský charakter geometrie se tím lokálně nezměnil – vzdálenosti mezi jednotlivými body zůstaly stejné, nezměnily se úhly ani plochy. Avšak svými globálními topologickými vlastnostmi je tato válcová plocha zcela jiným dvojrozměrným prostorem, než byla původní Eukleidova rovina. Mezi každými dvěma body existují dvě topologicky odlišné třídy spojníc, uzavřenou kružnici obepínající válec nelze nijak stáhnout do bodu, zatímco jiné uzavřené křivky ano; válcová plocha je **dvojnásobně souvislá** a v jednom směru (rozměru) konečná. Bettiho čísla zde jsou $B_0=1, B_1=1, B_2=1$.

Stočením a slepením konců válcové plochy vznikne **toroid** (obr. 79c) obsahující dokonce dva druhy uzavřených křivek nestažitelných do bodu – **toroidální** a **poloidální**.



Obr.79: Ke vztahu mezi (geo)metrickými a topologickými vlastnostmi.

a) List papíru je částí Eukleidovy roviny. Jeho stočením a slepením dostaneme válcovou plochu s lokálně zachovanou Eukleidovou geometrií, ale jinou globální topologií.

b) Jestliže se při stočení provede navíc překroucení o 180° , vznikne Möbiův list (proužek).

c) Stočením a slepením úseku válcové plochy vznikne toroid (anuloid).

Nebo podobně ohnutím, zkroucením o 180° a slepením – tj. ztotožněním

$$(x + a, y) \equiv (x, -y) \quad (10.8)$$

papírové pásky s původně Eukleidovskou geometrií a topologií, dostaneme známý **Möbiův proužek** (obr. 79b), jehož lokální geometrie se opět neliší od Eukleidovy, ale topologické vlastnosti má jiné. Jedná se o **jednostrannou plochu**, na níž nelze zavést orientaci, protože po jednom oběhu „kolem dokola“ se to, co bylo vlevo, objeví vpravo, směr „nahoru“ se změní na „dolů“ a naopak.



August Ferdinand Möbius (1790 – 1868)

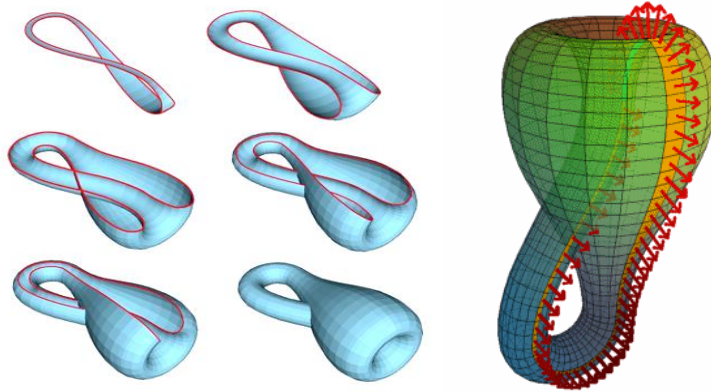


Felix Christian Klein (1849 – 1925)

Lze se o tom snadno přesvědčit, pokud se pokusíme obarvit jen jednu stranu Möbiova proužku. Takovýto úkol je ve skutečnosti neřešitelný – ať začneme s barvením odkudkoli, nikdy nenarazíme na

žádnou hranici, a nakonec zůstane obarven úplně celý proužek. Podobně se lze barvením snadno přesvědčit, že Möbiův proužek má kromě jen jediné strany, rovněž jen jediný okraj.

Trojrozměrným zobecněním Möbiova proužku je známá **Kleynova láhev**, která nemá žádnou hranu, žádný vnitřek, ani žádný vnější povrch (přesněji, její vnitřní a vnější povrch splývají v jeden). Teoreticky můžeme sestojit Kleynovu láhev tak, že slepíme k sobě dvě Möbiovy pásky podél jejich jediného okraje. Tuto transformaci však není možno provést ve 3D prostoru. Kleynova láhev proto existuje ve skutečnosti (jakožto matematický objekt) pouze ve čtyřrozměrném prostoru. V našem třírozměrném prostoru můžeme pouze protáhnout povrch sebou samým, v kterémžto případě obdržíme objekt znázorněný na obr. 80, jenž je ve skutečnosti pouhým trojrozměrným připodobněním skutečné Kleynovy láhve (ve 4D prostoru nemusí Kleynova láhev procházet sama sebou).



Obr. 80: Kleynova láhev – topologická hříčka reprezentující jednostrannou dvojrozměrnou plochu

Lze ukázat, že Eulerova charakteristika Kleynovy láhve je 0, což se neliší od Eulerovy charakteristiky toroidu. Znamená to snad, že Kleynova láhev je topologicky ekvivalentní pneumatice? Vypočteme-li chromatické číslo obou objektů, vyjde pro Kleynovu láhev 6, pro pneumatiku 7. Jedním z ranných úspěchů topologie byl důkaz, že k rozlišení jakýchkoli dvou uzavřených povrchů stačí, když se liší alespoň v jednom z libovolných dvou topologických invariantů.

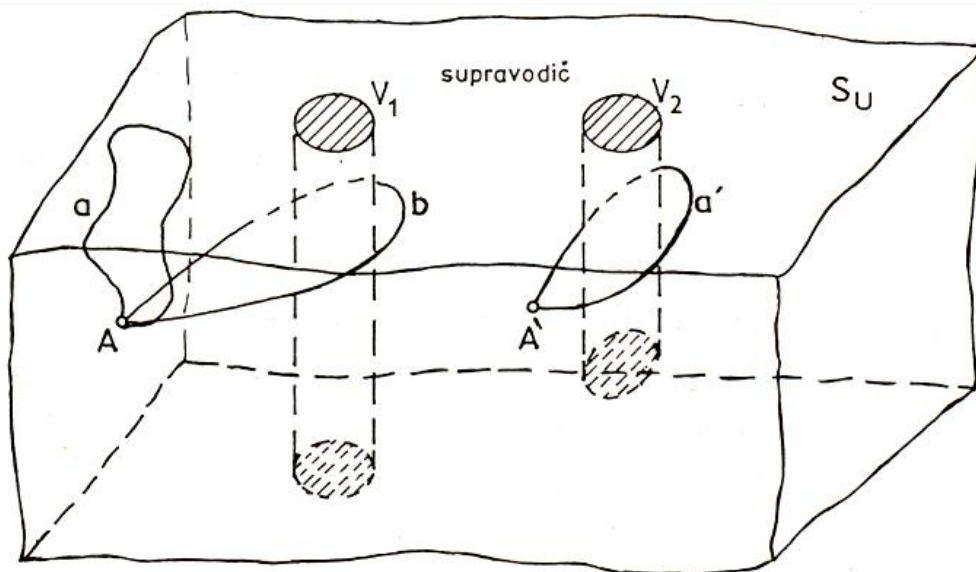
Jak jsme naznačili výše, topologickou vlastností odpovídající jednostranné povaze povrchu Möbiovy pásky i Kleynovy láhve, je **neorientovatelnost**. Na těchto površích není možno říci, kterým směrem je to dovnitř a ven, nahoru a dolů. Rovněž **chiralita** je v těchto prostorech silně narušena – není možno rozlišit směr doprava a doleva, nebo který pohyb je konán po směru či proti směru hodinových ručiček. Nakreslíme-li na povrch Kleynovy láhve např. levou ruku, pak pouhým „obeplutím“ obrázku po povrchu Kleynovy láhve, se po návratu do výchozího bodu změní chiralita – levá ruka se jakoby zázrakem transformuje na pravou. Obdobný experiment je pochopitelně snazší provést s Möbiovou páskou – vyjde nahlup stejně.

Povrchy, na kterých se pouhým posunováním obrázků nemůže měnit chiralita (z levé ruky se nemůže „zázračně“ stát pravá), se nazývají **orientovatelné**. Patří mezi ně rovina, sféra, torus i dvojitý toroid. Orientovatelnost a neorientovatelnost ploch patří k dalším topologickým invariantům.

Uvedené příklady ukazují, že pro úplné určení charakteru prostoru nestačí jeho (lokální) metrické vlastnosti, ale je třeba vzít v úvahu též jeho (globální) vlastnosti topologické.

Možnost zavedení libovolného vektorového pole na varietě je obecně podmíněna topologickými vlastnostmi variety. Např. každá nekompaktní varieta připouští existenci konstantního vektorového pole. Pro existenci konstantního vektorového pole na kompaktní varietě je však nutnou a postačující podmínkou, aby se Eulerova charakteristika variety rovnala nule. Například válec nebo toroid připouští konstantní vektorové pole, zatímco kulová plocha nikoli (nelze hladce učesat vlasy na tenisovém míčku).

Představme si nyní, že v třírozměrném topologickém prostoru S uděláme dva otvory. Jeden z nich – V_1 – bude začínat a končit na povrchu tohoto prostoru a druhý – V_2 – bude začínat sice na povrchu, ale končit někde uvnitř prostoru.



Obr. 81: Supravodivá oblast S se dvěma víry V_1 a V_2 .

Jádro víru má nesupravodivou válcovou oblast schematicky znázorněnou na obrázku. Vír 1 začíná i končí na povrchu supravodiče. V prostoru supravodiče existují stažitelné i nestažitelné křivky (viz obr. 77d). Smyčky typu **b** nelze na rozdíl od smyček typu **a** v objemu supravodiče z víru stáhnout. Vír V_2 ovšem končí v objemu supravodiče a křivka se z něj dá stáhnout do bodu **A**. Vír V_1 má tedy netriviální topologii.

Otvor V_1 , bude mít netriviální topologii zvanou **vírové vlákno**. Uzavřenou křivku b , nemůžeme v prostoru z vírového vlákna stáhnout (dvojnásobně souvislý prostor). V případě otvoru V_2 však můžeme uzavřenou křivku v prostoru S snadno stáhnout do bodu **A**. Taková singularita je jednoduše souvislá a vlastně ji nebudeme singularitou vůbec nazývat (jedná se o odstranitelnou singularitu). Pokud budeme v dalším hovořit o singularitách, budeme mít vždy na mysli singularity neodstranitelné, jdoucí napříč celým uvažovaným topologickým prostorem, tj. začínající i končící na jeho hranici.

Kvantovou kapalinou rozumíme stav látky za extrémně nízkých teplot blízkých absolutní nule ($-273,15$ °C), při kterém dochází buď k párování dvojic fermionů s opačně orientovanými spiny za vzniku bosonu (tzv. Cooperovo párování, o kterém budeme hovořit v následující kapitole v souvislosti se **supravodivostí** – vymizením elektrického odporu u látek podchlazených na velmi nízké teploty), nebo k tzv. Bose-Einsteinově kondenzaci, při které se všechny fermiony spárují hromadně. Výsledkem je, že se pak celá makroskopická kapalina chová jako jeden boson.

Kvantové kapaliny jeví celou řadu podivných vlastností, jako je např. **supratekutost** – bezodporové tečení kapilárami, tečení do kopce apod.

Parametr pořádku kvantové kapaliny definujeme jako komplexní skalár

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = |\Psi|e^{i\theta(\mathbf{r}, t)}. \quad (10.9)$$

V komplexní rovině můžeme sledovat změnu fáze podél uzavřené křivky Γ . Při oběhu podél Γ se fáze vlnové funkce může měnit o $2\pi n$, kde $n = 1, 2, \dots$

Vírem v kvantové kapalině nazýváme cirkulaci vektoru okolo osy zvané **jádro víru**. Protože u kvantových vírů je rychlost \mathbf{v}_s proudění blízko jádra nepřímo úměrná vzdálenosti r od jádra,

$$|\mathbf{v}_s| \sim \frac{1}{r} \quad (10.10)$$

je jasné, že v ose víru by měla dosahovat nekonečné velikosti. V ose víru tedy očekáváme topologickou singularitu.

Integrál rychlosti podél křivky Γ uvnitř víru nazýváme **cirkulace víru**. Pro daný vír je konstantní, ale obecně to vůbec nemusí být celé číslo. V případě kvantových kapalin je však cirkulace víru kvantována a je rovna $2\pi n$, kde n je celé číslo, které nazýváme **topologický náboj víru**, nebo též **navíjecí číslo**.

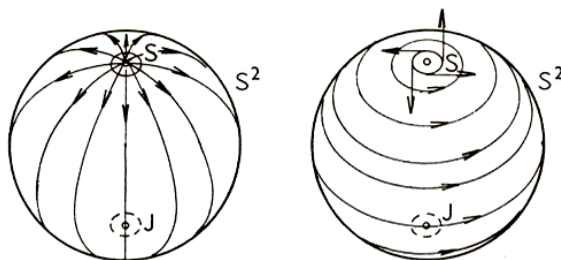
Např. v supratekutém ^4He je supratekutá rychlost rovna gradientu makroskopické fáze Θ parametru pořádku:

$$\mathbf{v}_s = \frac{\hbar \nabla \Theta}{m}. \quad (10.11)$$

Cirkulaci vektoru matematici označují zvláštním znakem, který vidíte v následujícím vztahu, a který se nazývá **křivkový integrál**:

$$\oint \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{l} = \frac{\hbar}{m} \oint \nabla \Theta \cdot d\mathbf{l} = \frac{\hbar}{m} \int_{\Gamma} d\Theta = \frac{2\pi n \hbar}{m} = \frac{nh}{m}. \quad (10.12)$$

Ukažme si nyní na jednoduchých příkladech vektorových polí na ploše způsob určení topologického náboje. Vezměme si rozložení vektorů ležících tangenciálně na povrchu koule.



Obr. 82: Rozdělení vektorového pole tangenciálního k povrchu koule S^2 . Existují minimálně 2 singulární body S, J, v nichž vektory směřují do všech stran. Povrch koule s tangenciálním vektorovým polem se nedá „načesat“ bez singularit.

Snadno nahlédneme, že existují 2 způsoby jejich vzájemného uspořádání, které oba obsahují 2 singularities s navíjecím číslem $n = \pm 1$ (vektor daného tangenciálního pole se při plném oběhu po kružnici kolem singularity otočí o úhel $\pm 2\pi$).

Samozřejmě při této klasifikaci topologických defektů a singularit vzniká celá řada otázek. Jde např. o stabilitu takových objektů, o jejich srážky, rozpad, slučování atd. Tak např. energie víru s $n = 2$ je větší, než energie dvou vírů s $n = 1$. Víry s $n = 1$ a $n = -1$ mohou při kolizi anihilovat.

Také zákony zachování některých topologických invariantů, jako např. topologického náboje, jsou velice silnými zákony.

V teorii elementárních částic byla v minulosti rozvíjena velmi nadějná **teorie strun** (vírových vláken), která si kladla za cíl sjednocení všech čtyř interakcí (budeme o ní hovořit ve dvanácté kapitole). V ní jsou částice považovány nikoliv za bodové objekty, jak tomu bylo dříve, ale za malé víry či struny s určitými náboji na koncích a s určitým topologickým nábojem (navíjecím číslem).

Kromě singularit ve formě jednodimenzionálních linií (strun) existují též singularities bodové (nuladimenzionální), plošné (dvojdimenzionální) a v teorii strun dokonce i vícedimenzionální, tzv. **p-brány**.

Nejjednodušším případem dvojdimenzionální singularity je membrána typu doménové stěny (např. feromagnetické domény reprezentující oblast mezi dvěma magnetizacemi \mathbf{M} a $-\mathbf{M}$).

Podobné přechodové oblasti nejrůznějšího charakteru nazýváme také **solitony**. Takový soliton se může v prostředí relativně volně pohybovat, procházet přes jiný soliton, aniž by anihiloval atd.

Bodové singularity nazýváme **monopóly**. Tyto monopóly mohou připomínat např. osamocený volný magnetický pól, tzv. **Diracův monopól**. Setkáváme se s nimi např. v elektricky neutrální formě, u supratekutého ^3He .

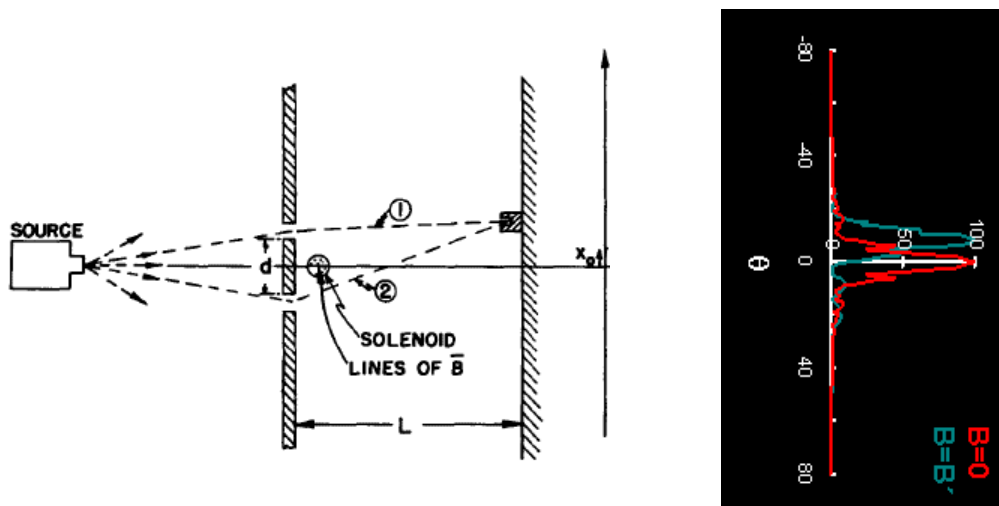
Uvažujme nyní magnetický indukční tok coby cirkulaci vektoru magnetické indukce:

$$\Phi = \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \frac{2\pi n\hbar}{e} = \frac{n\hbar}{e}. \quad (10.13)$$

Tato Formule vyjadřuje podmínku **kvantování magnetického toku** a platí pro všechny ekvivalentní křivky Γ , nestažitelné do bodu. Např. solenoid představuje vzhledem ke křivkám dvojnásobně souvislou oblast. Ve dvojnásobně souvislých oblastech však bude magnetický tok vždy kvantován a pro jeho elementární kvantum Φ_0 (tzv. **fluxon**) bude platit

$$\Phi_0 = \frac{\hbar}{e}. \quad (10.14)$$

V mnohonásobně souvislé oblasti tedy platí vztah pro kvantování magnetického toku, a to i tehdy, pokud na částici nepůsobí žádná silová pole \mathbf{E} a \mathbf{B} . Tento jev zřetelně ukazuje na kalibrační původ elektromagnetismu. Je to skutečně paradoxní neklasický jev **nesilového a nelokálního působení**, kdy magnetické pole, v našem případě soustředěné v ose solenoidu, ovlivňuje chování elektronů vně solenoidu, aniž by se jich „dotklo“. Činí tak přitom skrze ovlivňování fáze jejich vlnové funkce.



Obr. 83: Demontrace Bohm – Aharonova jevu

Uvedená skutečnost byla poprvé teoreticky předpovězena Y. Aharonovem a D. Bohmem, podle kterýchžto autorů byl jev pojmenován.



Yakir Aharonov (1932)



David Joseph Bohm (1917 – 1992)

Jedná se o další z příkladů ovlivnění stavu kvantového objektu, aniž bychom se jej fyzicky dotkli. Obdobného efektu jsme byli svědky např. v případě experimentu se dvěma šěrbinami ve 3. kapitole.

11. Standardní model a co se ukrývá za ním

Všechny doposud známé interakce – gravitační, elektromagnetická, slabá, a silná – jsou v kvantové teorii zprostředkovány výměnou částic bosonového charakteru. Odpuzivé i přitažlivé síly mezi částicemi jsou tedy způsobeny výměnou kvant příslušného pole mezi částicemi. Tato kvanta jsou vždy virtuální, tj. existují jen po určitou dobu, během níž se, díky relacím neurčitosti

$$\Delta E \Delta t \geq h, \quad (11.1)$$

nezachovává energie. Neurčitost v energii ΔE může existovat jen po dobu

$$\Delta t \approx \frac{h}{\Delta E}, \quad (11.2)$$

za kterou částice proběhne maximálně dráhu

$$l = c \Delta t \approx \frac{hc}{\Delta E} = \frac{h}{mc}, \quad (11.3)$$

což je tzv. **Comptonova délka** určující dosah interakce. Na této dráze může dle poruchové teorie existovat virtuální kvantum o hmotnosti m .



Artur Holly Compton (1892 – 1962)

Takové interakce, jako gravitační či elektromagnetická, které jsou zprostředkovány částicemi, jejichž klidová hmotnost je rovna nule, mají dosah $l \rightarrow \infty$.

Jinak tomu ovšem bude pro případ interakce slabé. Ta je zprostředkována výměnou hmotných vektorových bosonů o hmotnosti cca. 90 GeV. Dosazením do vztahu (11.3) snadno zjistíme, že této hmotnosti odpovídá dosah interakce cca. 10^{-18} m. Právě objasnění nenulové hmotnosti těchto kvant se stalo jedním z vrcholů kalibračních teorií.

Mechanismus stvoření hmot si ukážeme nejprve na nejjednodušším případě elektromagnetické interakce. V roce 1933 zjistili W. Meissner a R.Ochsenfeld, že tzv. **supravodivé materiály**, o nichž jsme se krátce zmínili v předešlé kapitole, vytlačují magnetické siločáry ze svého vnitřku.



Walther Meißner (1882 – 1974)



Robert Ochsenfeld (1901 – 1993)

Je poněkud kuriózní, že tento jev byl odhalen tak pozdě. Důvodem byla topologie použitého vzorku. Při měření vlastností vodiče při nízkých teplotách se do té doby totiž z úsporných důvodů používaly vzorky ve tvaru tenkého prstence, namísto plného válce. Přitom se nějak pozapomnělo na fakt, že se jedná o různou topologii.

V případě, že ochladíme vodivý prsteneček na určitou velmi nízkou teplotu, pod níž se materiál stává supravodivým, a vložíme jej do magnetického pole, dojde k redistribuci magnetického toku v materiálu. Z oblasti supravodiče bude magnetický tok vytlačen a při odstranění vnějšího pole se v něm zachytí magnetický tok

$$\Phi = \mathbf{BS}, \quad (11.4)$$

kde \mathbf{B} je indukce v díře prstence a \mathbf{S} je plocha, kterou prsteneček obepíná. Hodnota Φ v prstenci musí být kvantována, jak jsme si již ukázali výše, a platí pro ni

$$\Phi = \mathbf{BS} = n\Phi_0, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (11.5)$$

kde

$$\Phi_0 = \frac{h}{q} \quad (11.6)$$

je fluxon a q je elementární náboj nosičů tzv. **stínícího proudu**.

Při snižování teploty tak nedošlo k vypuzení magnetického pole z celého objemu válce, ale jen z objemu supravodiče tvořícího stěny válce. Šlo tedy o malou změnu, která byla snadno přehlédnuta. Toto drobné opomenutí způsobilo, že tento důležitý jev byl odhalen až desítky let po objevu samotné supravodivosti dánským fyzikem Heike Kamerlingh-Onnesem (1911), když Meissner a Ochsenfeld použili pro svůj experiment monokrystal cínu a olova, tedy topologicky jednoduše souvislou oblast.



Heike Kamerlingh-Onnes (1853 – 1926)

Hranice mezi normální fází či vakuem a supravodičem není ostrá, alebrž kvantově rozmazaná na vzdálenosti λ_L . Pokud je vnější magnetické pole dostatečně silné, začne pronikat do nitra supravodiče ve formě vírových vláken. Je to analogický efekt, se kterým jsme se již setkali při vysvětlení tunelového jevu, kdy vlnová funkce částice alfa samovolně pronikala do nitra coulombické bariéry obklopující jádro, v níž se poté exponenciálně utlumovala.

Každé vírové vlákno má normální nesupravodivé jádro, jímž proniká magnetický tok až zhruba do vzdálenosti λ_L od jádra, tvořícího tak v supravodiči topologickou singularitu.

Hloubka průniku magnetického pole do supravodiče je určena vztahem

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{2m_e}{\mu_0 q^2 |\Psi|^2}}, \quad (11.7)$$

a nazývá se **Londonova hloubka**. Hustota supravodivých nosičů náboje $|\Psi|^2 \approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$. Porovnáme-li Londonovu hloubku s Comptonovou délkou (11.3), můžeme

$$M = \frac{h}{\lambda_L c} \quad (11.8)$$

interpretovat jako zhmotnění fotonu v prostředí supravodiče.



Fritz Wolfgang London (1900 – 1954)

Vidíme, že statické magnetické pole nevnikne do supravodiče, protože foton, mající ve vakuu hmotnost $M = 0$, získá v supravodiči hmotnost $M \neq 0$. Pro typickou hodnotu $\lambda_L = 10^{-7}$ m, činí hmotnost fotonu v supravodiči řádově 10^{-36} kg.

Nosiči náboje v supravodiči jsou tzv. **dielektrony** čili **Cooperovy páry**. Jedná se o bosony tvořené kondenzovaným stavem dvojice elektronů plovoucích volně v tzv. **Fermiho moři**.



Leon Neil Cooper (1930)



John Bardeen (1908 – 1991)



John Robert Schrieffer (1931)

Tento pár bude mít nejvyšší stabilitu, jestliže vlnové vektory a spiny obou elektronů budou antiparalelní. Hloubavého čtenáře přesto jistě napadne, jak spolu mohou dva elektrony vytvořit pár, když mají souhlasné náboje a musí se tudíž vzájemně elektrostaticky odpuzovat.

Podstatou Cooperova jevu je nestabilita Fermiho moře vzhledem k tvorbě Cooperových párů. Z kvantové mechaniky víme, že každou interakci si lze znázornit jako výměnu virtuálních bosonů existujících po dobu Δt , která je slučitelná s principem neurčitosti.

V případě Cooperova párování jsou oněmi bosony kvazičástice zvané **fonony**. Fonony se pohybují rychlostí zvuku v daném prostředí, s energií $\hbar\omega$ a impulsem $\hbar\mathbf{k}$.

Podstatným rysem každého energetického kvanta je jeho úměrnost frekvenci. Vysokofrekvenční fonony mohou zvyšovat svoji frekvenci jen po relativně velkých skocích. Pravděpodobnost, že mód s frekvencí ω bude vůbec vybuzen je dána Planckovým faktorem (viz třetí kapitola)

$$w = \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right), \quad (11.9)$$

a proto módy s $\hbar\omega \leq k_B T$ budou již zanedbatelně přispívat k celkové energii. Jak teplota stoupne nad absolutní nulu, bude se zvětšovat počet užitečných módů (těch s $\hbar\omega \leq k_B T$). Počet přispívajících módů pak bude

$$n(T) \approx \frac{V}{6\pi^2 f^2} \left(\frac{k_B T}{h} \right)^3, \quad (11.10)$$

odkud obdržíme tzv. **Debyeovu teplotu**

$$\theta_D = \frac{hf}{k_B} = \left(\frac{6\pi^2 n}{V} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{h}{k_B} f = \left(\frac{6\pi^2}{a^3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{h}{k_B} f, \quad (11.11)$$

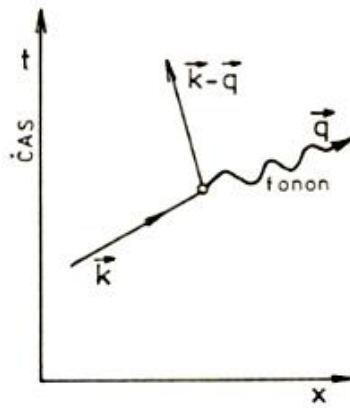
kde a je mřížková konstanta.

U fononů se tedy jedná se o kolektivní excitace krystalové mříže, jež mají v mřížce jisté spektrální rozdělení a svůj maximální kmitočt daný vztahem

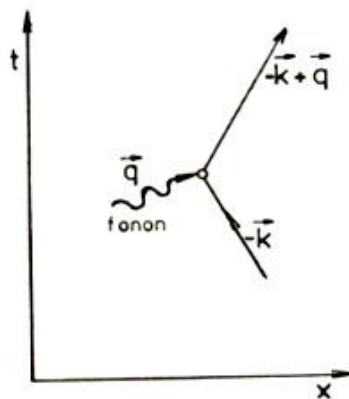
$$f_{max} = \frac{k_b \theta_D}{h}. \quad (11.12)$$

Vyšší frekvence již nemají smysl, neboť by jejich vlnová délka byla menší než vzdálenost mezi atomy. Elektrony si tedy mohou vyměňovat s mřížkou fonony o kmitočtu 0 až f_{max} .

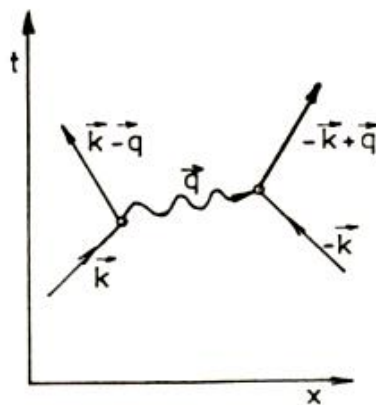
Na obrázku 84 je znázorněn Feynmanův diagram tohoto procesu. Elektron s vlnovým vektorem \mathbf{k} vyzáří během své dráhy fonon s vlnovým vektorem \mathbf{q} a změní svůj vektor na $\mathbf{k} - \mathbf{q}$. Při tomto procesu musí platit zákon zachování hybnosti a energie. Vyzářený fonon bude poté absorbován dalším elektronem s vlnovým vektorem $-\mathbf{k}$.



a) Emise fononu



b) Absorbce fononu

c) Přitažlivá interakce
v supravodiči

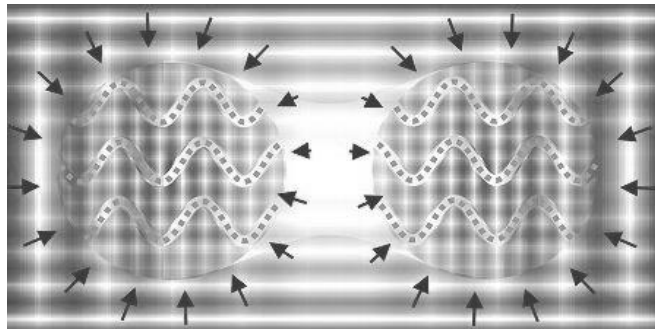
Obr. 84: Feynmanovy diagramy pro emisi (a), absorpci (b) a výměnu fononu q mezi dvěma elektrony (c) s vlnovými vektory (k , $-k$). Převládne-li tato přitažlivá interakce (c) nad coulombovskou odpudivou interakcí v kovové mřížce, vznikne supravodivý stav.

Zatímco ve vakuu, kde žádné fonony nejsou, se elektrony pouze elektrostaticky odpuzují, v krystalové mřížce kovu se mohou i přitahovat.



Peter Joseph William Debye (1884 – 1966)

Je to podobná přitažlivá síla, která působí mezi loďkami na rozvlněné hladině. Když se k sobě přiblíží, vznikne mezi loďkami „stín“, který omezuje šíření vln kratších vlnových délek, protože ty nedokáží obě lodi tak dobře „obcházet“. V konečném důsledku je mezi loděmi hustota vln nižší a energie okolních vln stlačuje obě lodi k sobě. Staré námořnické příručky dokonce obsahovaly zákaz vplouvání více lodí do přístavu za rozbouřeného počasí současně. Přitažlivá síla by totiž mohla vzrůst při přiblížení lodí natolik, že by se navzájem roztříštily.



Obr. 85: Schematické vyjádření Cooperova párování

Náboj supravodivých nosičů (dielektronů) je tedy ve skutečnosti $q = 2e$ a jejich hmotnost $m = 2m_e$. Vidíme, že pro fluxon zavedený v minulé kapitole nyní platí:

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e}. \quad (11.13)$$

Při oběhu kolem magnetického vírového vlákna se mění fáze vlnové funkce. Z kvantové mechaniky víme, že fyzikálně pozorovatelné jevy jsou dány pouze bilineární kombinací funkce ψ a funkce k ní hermitovsky sdružené ψ^* , tj. kvadrátem normy

$$\psi^*\psi \equiv \langle \psi | \psi \rangle \equiv \|\psi\|^2. \quad (11.14)$$

Nyní ale vidíme, že i samotná vlnová funkce, určující neklasické vlnové chování, bude mít v netriviální topologii pozorovatelné důsledky ekvivalentní Aharonovovu – Bohmovu jevu.

Kvantování magnetického toku nezávisí na křivce Γ , pokud ji můžeme spojitě deformovat v objemu supravodiče na jinou křivku Γ' . Víme již, že spojitě transformace (homotopie) nemění topologii. V případě magnetického toku to ovšem neplatí, neboť kdybychom křivku Γ deformovali tak, že by ležela v hloubce λ_L , kde existuje magnetické pole a proudy, pak by $\Phi \neq \Phi_0$ a museli bychom vzít v úvahu i integrál těchto proudů přes křivku Γ , tj. tzv. **fluxoid**. Přesně se tedy kvantuje fluxoid, nikoliv samotný magnetický tok. Jeho elementární kvantum – fluxon – nyní již skutečně můžeme ztotožnit se zhmotnělým fotonem magnetického pole po fázovém přechodu z vodiče na supravodič.

Byli jsme tedy svědky toho, kterak se při poklesu teploty pod jistou kritickou hranici rozpadá elektromagnetická interakce na interakci elektrickou, zprostředkovanou i nadále nehmotným fotonem, a interakci magnetickou, zprostředkovanou zhmotnělou formou fotonu – fluxonem.

Stálo by za hřích pokusit se náš postup obrátit a položit si otázku, zda by nemohl vést naopak ke sjednocení některých ze 4 nám dobře známých interakcí. Jak jsme již naznačili výše, skutečně se toto sjednocení již podařilo u interakce elektromagnetické a slabé.

Z fyziky pevných látek jsou dobře známy nehmotné, tzv. **Nambuovy-Goldstoneovy bosony**. Dojde-li např. ke spontánnímu narušení symetrie ve feromagnetu, objeví se Nambuovy-Goldstoneovy bosony ve formě tzv. **magnonů**. V teorii supravodivosti nastává Cooperovo párování, v důsledku čehož dochází k tzv. **dynamickému spontánnímu narušení symetrie** (původ spočívá v dynamickém jevu – druhotné síle mezi elektrony – jež dramaticky mění nejnižší energetický stav). Symetrie, která je tímto jevem narušena je kalibrační symetrie elektrodynamiky $U(1)_{loc}$. Kalibrační transformace symetrie $U(1)_{loc}$ působí na pole koordinovaných Cooperových párů a dynamika teorie je invariantní vůči kalibračním transformacím $U(1)_{loc}$, avšak vakuový stav nikoliv. Řešení zpočátku velmi komplikovaného problému, kterak zacházet s kalibrační symetrií supravodiče, našel roku 1963 teoretik kondenzované fáze Philip Anderson. Ukázal, že v rámci kvantové elektrodynamiky si lze supravodič představit jako jistý typ vakuového stavu, jímž se pole šíří. V tomto novém vakuovém stavu je kalibrační symetrie $U(1)_{loc}$ spontánně narušena, čehož důsledkem jsou Nambuovy-Goldstoneovy bosony s nenulovou klidovou hmotností. V jistém smyslu se zde foton kombinuje s nehmotnými Nambuovými-Goldstoneovými bosony, čímž efektivně získává hmotnost. V článku z roku 1963 Anderson vyslovil domněnku, že týž mechanismus by mohl fungovat v Yangových-Millsových teoriích s obecnější kalibrační symetrií $SU(2)$. Jedním z fyziků, kteří se jeho návrhu úspěšně chopili byl Peter Higgs, který v roce 1965 svoji teorii zveřejnil. Nezávisle na něm se obdobnou myšlenkou zabýval rovněž Francois Englert. Mechanismus, kdy je spontánně narušena symetrie lokální kalibrační grupy, čímž získají Nambuovy-Goldstoneovy bosony hmotnost, od té doby nazýváme **Higgsovým mechanismem**.



Philip Warren Anderson (1923)



Yoichiro Nambu (1921)



Jeffrey Goldstone (1933)

V šedesátých letech se tak ukázalo, že je možné vytvořit teorii, která by jednotně popisovala elektromagnetickou i slabou interakci coby tzv. **elektroslabou interakci**.

Nalézt takovouto teorii se o pár let později skutečně podařilo Stevenu Weinbergovi, Abdusu Salamovi a Sheldonu Lee Glashowovi, kteří za ni obdrželi Nobelovu cenu za fyziku pro rok 1979. Intermediální bosony W^+ , W^- , Z^0 byly objeveny v roce 1983 v collideru velkého protonového synchrotronu v ženevské laboratoři CERN při srážkách vstřícných proton antiprotonových svazků o energiích 270 GeV. Bylo potvrzeno, že jejich hmotnosti i způsoby rozpadu velmi dobře souhlasí s předpovědí Weinbergova-Salamova-Glashowova (WSG) modelu. Objevitelé těchto částic Carlo Rubbia a Simon van der Meer obdrželi za tento objev Nobelovu cenu za fyziku pro rok 1984.

Tvůrci teorie elektroslabého sjednocení



Sheldon Lee Glashow(1932)



Abdus Salam (1926)



Steven Weinberg (1933 - 2021)

Objevitelé částic W a Z



Carlo Rubbia (1934)



Simon van der Meer (1925)

Prvním problémem jednotného popisu elektromagnetické a slabé interakce bylo nalezení symetrie, která obsahuje jak $U(1)_{loc}$ tak $SU(2)$ symetrii, tj. symetrii elektromagnetické a slabé interakce.

Následně se tato teorie byla nucena vypořádat s další důležitou skutečností: platí-li symetrie $U(1)_{loc}$ a $SU(2)$ beze zbytku, vyjdou hmotnosti všech čtyř intermediálních částic nulové. Ve skutečnosti je ale nulová jen klidová hmotnost fotonu (s tím souvisí nekonečný dosah elektromagnetické interakce), zatímco částice W^\pm a Z^0 mají klidové hmotnosti 82 GeV a 93 GeV (s tím souvisí krátký dosah slabé interakce cca. 10^{-18} m). V teorii to znamená, že symetrie musí být **spontánně narušena** a za toto narušení by měly být odpovědné právě částice Higgsova pole – **Higgsovy bosony**.

Před vznikem konstantního skalárního Higgsova pole H má tato teorie kalibrační symetrii $SU(2) \times U(1)_{loc}$ a popisuje elektroslabé interakce částic způsobované výměnami nehmotných vektorových bosonů.

Po interakci se skalárním polem H se symetrie spontánně naruší až do podskupiny $U(1)_{loc}$, odpovídající část vektorových bosonů (W^+, W^-, Z^0) získá hmotnost (řádu 10^2 GeV), příslušné interakce se stanou krátkodosahovými (slabé interakce), zatímco další pole A_i zůstává nehmotné (elektromagnetické pole). Podařilo se tak sjednotit slabé a elektromagnetické interakce do jedné teorie, v níž vystupují jako dva různé aspekty téhož jevu. Právě energie Higgsova pole mohla být jakousi roznětkou inflační fáze raného Vesmíru, o níž budu hovořit později.

Základní konstanta interakce je opět s energií částic proměnná. Při energiích 10^2 GeV by se obě interakce měly chovat jednotně (jako jediná elektroslabá interakce). Při energiích nižších dojde k narušení symetrie a „oddělení“ interakce elektromagnetické od slabé a tyto interakce se poté již chovají různě. Ve Vesmíru měly částice takovéto energie v době 10^{-10} s po jeho vzniku, kdy panovaly teploty okolo 10^{15} K.

Jev analogický spontánnímu narušení symetrie známe i z běžného života. Postavíme-li jehlu na povrch skleněné desky stolu na špičku, měla by podle klasické teorie spadnout tím později, čím lépe je jehla

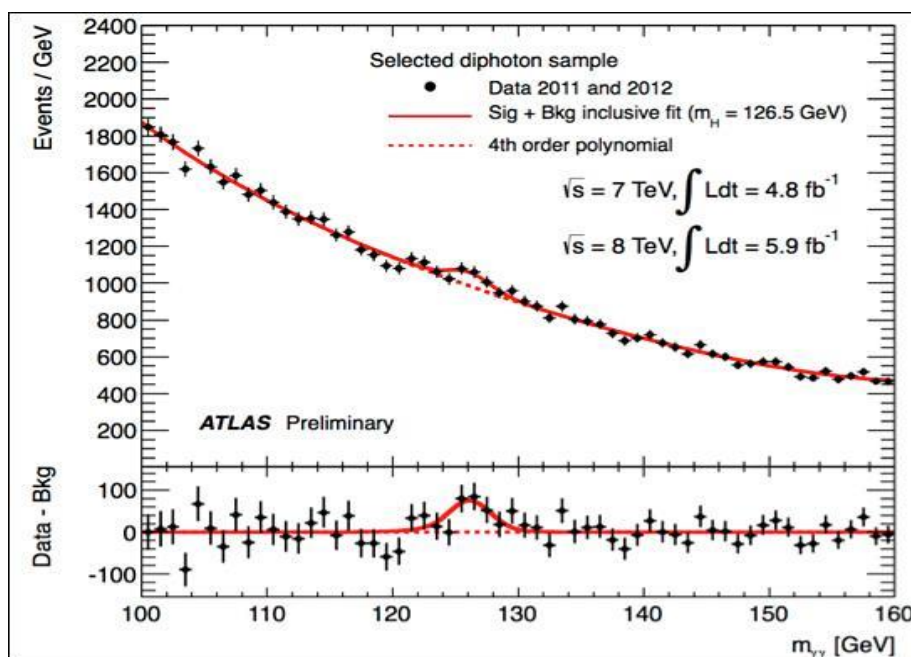
na počátku postavena do svislé polohy. Při přesné symetrii (jehla přesně svisle) by neměla spadnout vůbec, protože nelze vybrat žádný preferovaný směr. Přesto dojde k narušení symetrie a jehla si ve velmi krátkém čase vybere náhodný směr, v němž následně dopadne na povrch.

Od roku 2010 začal v evropské částicové laboratoři CERN fungovat největší urychlovač světa – Large Hadron Collider (LHC), který byl sestaven s hlavním cílem, nalézt Higgsovu částici, předpovídanou standardním modelem. Higgsova částice byla v té době zároveň posledním chybějícím kamínkem do pomyslné mozaiky tohoto modelu. Postupně byla prohledávána oblast energií v rozmezí 100 – 600 GeV, kde by se měl Higgsův boson dle odhadů standardního modelu nalézat. Do konce roku 2010 byly postupně propátrány 3 poměrně rozsáhlé oblasti možného výskytu higgse – byla to oblast do 114 GeV, dále oblast 158 – 175 GeV a nakonec oblast nad 185 GeV.

Na počátku roku 2011 tedy mnoho místa pro výskyt této tzv. „**božské částice**“ nezbývalo a fyzikové začínali být mírně nervózní. Urychlovač LHC postupně zvyšoval svoji energii a také hustotu dvojice vstříčných protonových svazků, které v něm obíhají v navzájem opačných směrech, aby se nakonec, po dosažení prakticky rychlosti světla, vzájemně čelně srážely uvnitř dvou obřích detektorů částic, o velikosti pětipatrového domu. Právě při těchto srážkách se rodí nové, exotické částice.

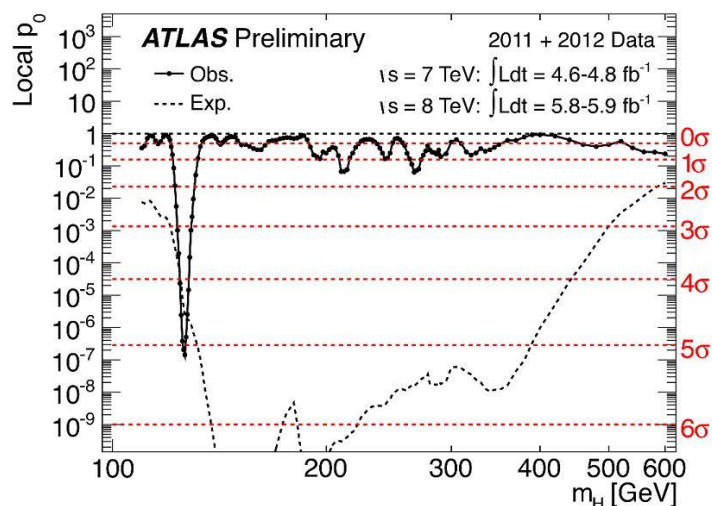
V dubnu 2011 se objevilo podezření na nálezy rezonance v oblasti 115 GeV, která by mohla naznačovat objev higgse na této energii. Objev se však po bližších analýzách nepotvrdil. Nervozita a napětí dále rostly, a v červnu 2011 již bylo jasné, že pokud bude higgs někdy vůbec objeven, bude to pravděpodobně v intervalu energií od 115 – 137 GeV.

V červenci 2011, když již fyzikové začínali propadat zoufalství, bylo ohlášeno nové podezření na pozorování higgse, tentokrát na energii 135 ± 10 GeV. Do konce července stoupla pravděpodobnost nalezení higgse v této oblasti na téměř 2 sigma, což odpovídá pravděpodobnosti nálezu „božské částice“ 95 %.



Obr. 86: Prvotní náznak Higgsova bosonu – listopad 2011 – LHC – CERN

Do konce listopadu roku 2011 potvrdily nezávisle na sobě oba hlavní detektory evropské laboratoře CERN – ATLAS a CMS poblíž energie 126 GeV malý přebytek v rozpadech, jež by mohl naznačovat, že se skutečně jedná o rozpad Higgsova bosonu – pravděpodobnost v tu chvíli činila již téměř 3 sigma (přes 99 %) – viz obr. 86. Fyzici se proto okamžitě zaměřili na tuto energii a v únoru 2012 již byla existence Higgsova bosonu na této energii potvrzena s pravděpodobností 5 sigma, což je ve fyzice považováno za prokázaný objev – viz obr. 87.



Obr. 87: Ohlášení objevu Higgsova bosonu – únor 2012 – LHC - CERN

Weinbergovu – Salamovu – Glashowovu teorii elektroslabé interakce máme dnes již tedy plně experimentálně ověřenou. Dvě Nobelovy ceny za fyziku byly již rok po objevu „božské částice“ uděleny hlavním objevitelům Higgsova mechanismu – Peteru Higgsovi a Francoisi Englertovi.



Peter Higgs (1929)



Francois Englert (1932)

Viděli jsme, že kvantová elektrodynamika (QED) – teorie elektromagnetické interakce – spolu s kvantovou flavordynamikou (QFD) – teorií slabé interakce – byly na konci 60. let minulého století sjednoceny do jediné společné teorie – teorie elektroslabé interakce (EW), popisující obě uvedené síly jako 2 strany téže mince. Na počátku 70. let k tomu přibyla ještě kvantová chromodynamika (QCD) – model silné interakce. Tím byla završena fyzika mikrosvěta, jak ji dnes známe neboli tzv. **Standardní model**.

Máme-li k dispozici teorii silných interakcí (QCD) a teorii elektroslabých interakcí (WSG model), což jsou všechno kalibrační teorie, vzniká přirozeně snaha spojit tyto dvě teorie do jedné ještě obecnější teorie interakcí. Tato další etapa unitarizace se označuje jako **velké sjednocení** (GUT - Grand Unification Theory).



Howard Mason Georgi (1947)

Grupa kalibrační symetrie G v tomto velkém sjednocení musí přitom obsahovat podgrupy $SU(3)_{\text{color}} \times [SU(2) \times U(1)_{\text{loc}}]_{\text{elektroslab}} \subset G$; nejjednodušší grupou tohoto druhu je $SU(5)$, testují se však i modely s kalibračními grupami $SO(10)$, E_6 a další.

Grupa $SU(5)$ unitárních unimodulárních matic (5×5) působí na vlnové funkce částic izopentatu (označme si je pro názornost $\psi_a, \psi_b, \psi_c, \psi_d, \psi_e$):

$$\begin{pmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} & \gamma_{14} & \gamma_{15} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & \gamma_{23} & \gamma_{24} & \gamma_{25} \\ \gamma_{31} & \gamma_{32} & \gamma_{33} & \gamma_{34} & \gamma_{35} \\ \gamma_{41} & \gamma_{42} & \gamma_{43} & \gamma_{44} & \gamma_{45} \\ \gamma_{51} & \gamma_{52} & \gamma_{53} & \gamma_{54} & \gamma_{55} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_a \\ \psi_b \\ \psi_c \\ \psi_d \\ \psi_e \end{pmatrix}. \quad (11.15)$$

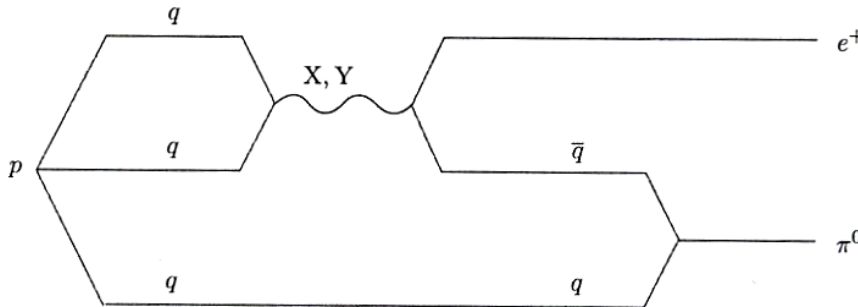
čímž dostáváme v teorii celkem 50 volných parametrů. Z požadavku unitarity

$$\lambda^\dagger \lambda = \mathbf{1} \quad (11.16)$$

dostáváme celkem 25 vazebních podmínek a z požadavku unimodularity

$$\det \sigma = 1 \quad (11.17)$$

další jednu vazbu. V teorii tak zbývá 24 volných parametrů, které odpovídají čtyřicetipolím a jim příslušejícím bosonům. Čtyři z těchto polí patří elektroslabé interakci, osm polí tvoří gluony kvantové chromodynamiky a zbývajících 12 polí tvoří vektorové bosony X a Y zvané **leptokvarky**, neboť způsobují vzájemné přepisy leptonů na kvarky a naopak. Bosony X a Y jsou před narušením symetrie – stejně jako všechny ostatní vektorové částice – nehmotné; leptony se přitom mohou snadno měnit na kvarky a naopak.



Obr. 88: Možný rozpad protonu. Kvarky se samovolně přeměňují na bosony X a Y , které se následně rozpadají na leptony e^+ , π^0 .

První higgsovské pole narušuje výchozí symetrii $SU(5)$ na $SU(3) \times SU(2) \times U(1)_{\text{loc}}$ – silné interakce popsané grupou $SU(3)$ se oddělují od elektroslabých popsaných grupou $SU(2) \times U(1)_{\text{loc}}$. Leptokvarky získávají velikou hmotnost (řádově $m_{X,Y} \sim 10^{16}$ GeV), čímž je přeměna kvarků v leptony silně potlačena a proton se stává prakticky stabilním. Další higgsovské pole pak narušuje symetrii mezi slabými a elektromagnetickými interakcemi stejně jako ve Weinbergově-Salamově-Glashowově modelu.

Jednou z hlavních předpovědí grandunifikačních teorií je **nestabilita protonu**, který by se měl rozpadat na miony či pozitrony a na jeden neutrální či dva nabitě piony [$p \rightarrow (\mu^+ \text{ nebo } e^+) + (\pi^0 \text{ nebo } \pi^+ + \pi^-)$] s dobou života řádově $\tau_p \approx 10^{35}$ roků. Tento rozpad by byl způsoben přeměnou kvarku na lepton prostřednictvím bosonu X a vzhledem k obrovské hmotnosti bosonu X je jeho pravděpodobnost nesmírně malá. Pozorování rozpadu protonu by však bylo velice důležité, protože by rozhodujícím způsobem ukázalo, že grandunifikační teorie jde správnou cestou. Experimenty zatím dávají odhady $\tau_p > 10^{33}$ let.

Tyto pokusy o pozorování rozpadu protonu se provádějí hluboko pod zemí (z důvodu odstínění kosmického záření), kde jsou umístěny velké nádrže s vodou, opatřené mnoha scintilačními detektory, které by mohly zaregistrovat slabé záblesky způsobené průchodem rychlých částic vzniklých jako produkty rozpadu protonu. Nejdokonalejším zařízením tohoto druhu je nám již dobře známý detektor **Superkamioka** v Japonsku, který sice dosud nezaznamenal žádný rozpad protonu, ale zato byl velice úspěšný při detekci a spektrometrii neutrin.

Sama stabilita Higgsova bosonu je dosud velikou záhadou, neboť kvantová mechanika má podivnou tendenci tlačit jeho hmotnost směrem k Planckově hmotnosti. Jak jsme se mohli přesvědčit v případě neutrinových oscilací, nejsou v kvantové teorii veličiny jako hmotnost pevně dané jednou provždy, ale modifikují je kvantové efekty. Stejně jako higgs skrytě působí na ostatní částice, mohou působit jiné částice na higgse. Tyto částice mají různou energii a jejich čistý vliv se odvíjí od toho, kde přesně ustupuje Standardní model hlubší teorii. Pokud se model drží až k 10^{15} GeV, kde, jak se zdá, silné a elektroslabé interakce splývají v jedno, působí částice o skutečně titánských energiích na higgse a udělují mu značnou hmotnost. Některé propagátory Higgsovy částice zahrnují vakuum chrlící tyto virtuální částice, na něž se Higgsova částice dočasně přeměňuje. Máme-li podle pravidel kvantové teorie pole určit skutečnou hmotnost Higgsovy částice, musíme započít všechny tyto propagátory obsahující těžké virtuální částice. Tyto příspěvky však mají samy hmotnost srovnatelnou s hmotností částic GUT, tedy o 13 řádů více, než bychom si přáli.

Situace je ve skutečnosti ještě horší, neboť energetickou škálou GUT fyzika zdaleka nekončí. V teorii obsahující jak standardní model, tak i gravitaci, musí nutně vystupovat ještě vyšší energetická škála – Planckova škála – mající svůj energetický strop ještě o 4 řády vyšší než GUT, tedy 10^{19} GeV. Gravitační síla je nepřímě úměrná čtverci této energie – dva elektrony se přitahují o 44 řádů menší silou gravitační, než činí jejich odpudivá síla elektrostatická. Aby se obě síly vyrovnaly, musel by být každý z elektronů o 22 řádů těžší, než ve skutečnosti je, a přeměnil by se v černou díru. Problém tak můžeme postavit i jako otázku, proč je gravitační síla v našem světě tak neuvěřitelně slabá.

Ukazuje se, že aby nebyla hmotnost higgse zavlečena k Planckově hmotě, je třeba vyladit konstanty standardního modelu s fantastickou přesností 32 desetinných míst. Tato závažná skutečnost je známa jako **problém kalibrační hierarchie**.

Teoretikové zkoumají několik způsobů, jak by mohly nové jevy vyřešit problém kalibrační hierarchie. Vedoucí kandidát, tak zvaná **supersymetrie**, předpokládá, že každá částice má zatím nepozorovaného superpartnera, který se liší spinem. Pokud by byla příroda přesně supersymetrická, hmotnosti částic a superpartnerů by byly identické, a jejich vliv na Higgsovy bosony by se přesně vyrušil. Prozatím však nic, co by naznačovalo existenci superpartnerů pozorováno nebylo.

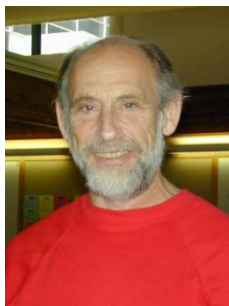
Další, vysoce provokativní myšlenkou je, že problém kalibrační hierarchie při bližším prozkoumání pomine, pakliže má prostor další dimenze kromě tří, ve kterých žijeme. Další dimenze mohou modifikovat, jak se velikost sil mění s energií a jak nakonec splynou. Pak se splynutí – a nástup nové fyziky – nemusí odehrát na 10^{15} GeV, ale při mnohem nižší energii související s velikostí dodatečných dimenzí, snad jen několika málo TeV. Pokud tomu tak je, LHC by nám mohl umožnit nahlédnout do těchto dodatečných dimenzí. V současné době však nic nenaznačuje ani tuto možnost.

Poznamenejme, že Higgsův mechanismus spontánního narušení symetrie není v pravém slova smyslu dynamický. Nejde o druhotný jev způsobený dynamikou teorie, ale vyplývá ze zavedení nového pole s přesně definovanými vlastnostmi. Může-li za spontánní narušení elektroslabé kalibrační symetrie Higgsovo pole, potom jsou potřeba přinejmenším dva nové parametry, aby popsaly velikost narušení symetrie a intenzitu Higgsovy interakce jako takové. Tyto parametry nelze stanovit z teorie samé, takže model není schopen předpovědět hmotnost Higgsova bosonu. Navíc, standardní popis Higgsova pole v kvantové teorii pole není v souladu s požadavkem asymptotické volnosti, protože se vyskytují pochybnosti o jeho matematické bezesporosti.

Kvarky a leptony mají prozatím zcela náhodně vyhlížející hmotnosti, což dává 12 čísel, jež teorie neumí vysvětlit. Stanovení směřovacích úhlů si vyžaduje další čtyři parametry, které přesně určují, jak působí elektroslabé síly na částice. Těchto 16 parametrů ve standardním modelu působí jakoby interakční intenzity Higgsova pole s kvarky a leptony byly úplně libovolné. Problém je pravděpodobně spojen s tím, že dobře nerozumíme pravé povaze narušení elektroslabé kalibrační symetrie vakua. Ve standardním modelu tak vystupuje 18 neurčených parametrů, které přímo souvisejí s vlastnostmi Higgsova pole. Většina problémů standardního modelu tedy spočívá v naší současné neschopnosti hlouběji porozumět tomu, odkud se Higgsovo pole vzalo a co určuje jeho vlastnosti.

Teorie velkého sjednocení založená na grupě $SU(5)$ nepřinesla nic nového o Higgsově částici ani o mechanismu spontánního narušení symetrie vakua a fakticky celý problém ještě zhoršila. Vakuový stav zde musí porušovat nejen elektroslabou symetrii, ale také většinu zbytku symetrie $SU(5)$. K tomu bylo potřeba doplnit další soubor Higgsových částic, čímž se do teorie zavádí množství dalších neurčených parametrů. Sám Glashow posléze označil Higgův mechanismus za „Weinbergův záchod“ v analogii s místností, kterou má každý doma, plní tam důležitou a nezbytnou funkci, ale nikdo se s ní nepývá a nemá zájem ji předvádět návštěvám.

Většina problémů standardního modelu pochází z Higgsova pole a s ním spojené libovůle v jeho interakci se všemi ostatními elementárními částicemi. Jelikož historicky prvním případem, kdy bylo spontánní narušení kalibrační symetrie pozorováno, byla teorie supravodivosti s dynamickým spontánním narušením symetrie $U(1)_{loc}$, zdá se nejpřirozenějším hledat takové mechanismy, aby nejnižší energetický stav dynamicky narušoval symetrii $SU(2)$. V supravodiči není žádné elementární pole, které by symetrii narušilo, ale dynamika interakce běžných elektronů při jejich pohybu látkou působí, že nejnižší energetický stav není invariantní vůči kalibrační symetrii.



Leonard Susskind (1940)

Jedním ze způsobů, jak zkrotit higgse je přijetí možnosti, že se vůbec nejedná o elementární částici. Kdyby se např. higgs skládal z vázaných stavů velmi těžkých kvarků a leptonů, které se chovají mnohem spořádaněji, problém by zmizel. Hmotnost higgse by se pak především odvíjela od energie jeho složek a nebyla by tak citlivá na vysokoenergetické procesy, které zvyšují jeho hmotnost.

Zároveň není nutno do modelu zadávat žádné nové neznámé částice, ani volné parametry. Tato teorie však předpokládá, že těžké částice drží pohromadě nějakým dosud neznámým způsobem. Výpočty testovatelných důsledků této teorie jsou však natolik komplikované, že se dosud nepodařilo nalézt účinné matematické metody, jež by je dovolovali provést.

Roku 1978 přišli Steven Weinberg a Leonard Susskind nezávisle na sobě s návrhem modelu, v němž by k takovému narušení mohlo dojít. Podle tohoto modelu by měla existovat pátá, dosud neznámá interakce velmi podobná silné interakci, ale s jinou grupou symetrie. Náboje této interakce byly nazvány v analogii s náboji silné interakce **technicolor**.

Weinberg a Susskind ukázali, že kdyby analogie spontánně narušené symetrie $SU(3)$ v algebře toků teorie silných interakcí byla v teorii technicolor narušena stejným způsobem, způsobilo by to spontánní narušení kalibrační symetrie slabých interakcí. Technicolorované mezony o nejnižší energii by zde hrály stejnou roli, jako Higgsovy bosony ve WSG elektroslabé kalibrační teorii. Tato teorie je

mnohem snáze početně zvládnutelná, avšak za cenu zavedení nové rodiny neznámých technikolorovaných kvarků – **technikvarků** – které doposud nikdo nepozoroval.

Přirozeným zobecněním veškerých těchto úvah bylo prohlášení všech dosud známých částic za entity složené ze základnějších hypotetických částic, které koncem 70. let minulého století dostaly název **preony**. Všechny dnes známé částice by se daly poskládat z pouhých dvou typů preonů. Preonový model navíc objasňuje řadu v přírodě pozorovaných jevů, které standardní model nevysvětluje. Např. dvě charakteristiky kvarku – barva a elektrický náboj – se zdají být dle standardního modelu zcela nezávislé. Každý kvark se vyskytuje ve třech barvách. Tato násobnost nese symetrii nutnou pro fungování kalibrační teorie silných interakcí. Proč ale tři barvy, proč ne dvě, nebo čtyři? Různé kvarky mají různé náboje, jejichž velikost je buď $1/3$, nebo $2/3$ velikosti náboje elektronu. V obou případech se tedy vyskytuje číslo 3, což naznačuje, že barva i náboj mají nějaký společný původ. Tento vztah však standardní model neumí vysvětlit, pouze jej postuluje. Preonový model jej však vysvětluje velmi elegantním způsobem. V kapitolách věnovaných teorii cytoprostoru, která je založena na zobecněném preonovém modelu, se s touto problematikou seznámíme podrobněji.

12. Fyzika v nesnázích

V 70. letech minulého století se fyzika octla v neutěšeném stavu jakési rozpolcenosti. Na jedné straně stál krásný a hladký geometrický a deterministický obraz makrosvěta, reprezentovaný obecnou teorií relativity (OTR):

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik} + \Lambda g_{ik}.$$

Veškeré působení mezi částicemi je v tomto modelu popsáno geometricky – zakřivováním prostoročasu hmotou – a nikdy nemůže přesáhnout rychlost světla vůči žádnému pozorovateli. Trajektorie jednotlivých částic jsou zde jednoznačně vypočitatelné a spojitě. Nic principiálně nebrání v získání současné přesné informace o polohách i hybnostech všech částic v nějaké velmi rozsáhlé oblasti vesmíru v daném okamžiku a následném dopočítání veškeré minulé i budoucí historie kauzálně souvisejících oblastí.

Na opačné straně stál podivný mikrosvět reprezentovaný standardním modelem (SM):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^a \partial_\nu g_\mu^a - g_s f^{abc} \partial_\mu g_\nu^a g_\mu^b g_\nu^c - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc} f^{ade} g_\mu^b g_\nu^c g_\mu^d g_\nu^e - \partial_\nu W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\ & M^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \frac{1}{2}\partial_\nu Z_\mu^0 \partial_\nu Z_\mu^0 - \frac{1}{2c_w^2} M^2 Z_\mu^0 Z_\mu^0 - \frac{1}{2}\partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu - igc_w (\partial_\nu Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\ & W_\nu^+ W_\mu^-) - Z_\nu^0 (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + Z_\mu^0 (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)) - \\ & ig s_w (\partial_\nu A_\mu (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) - A_\nu (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + A_\mu (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\ & W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)) - \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- + \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\nu^- W_\mu^+ W_\nu^- + g^2 c_w^2 (Z_\mu^0 W_\mu^+ Z_\nu^0 W_\nu^- - \\ & Z_\mu^0 Z_\nu^0 W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w^2 (A_\mu W_\mu^+ A_\nu W_\nu^- - A_\mu A_\nu W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w c_w (A_\mu Z_\nu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\ & W_\nu^+ W_\mu^-) - 2A_\mu Z_\mu^0 W_\nu^+ W_\nu^-) - \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial_\mu H - 2M^2 \alpha_h H^2 - \partial_\mu \phi^+ \partial_\mu \phi^- - \frac{1}{2}\partial_\mu \phi^0 \partial_\mu \phi^0 - \\ & \beta_h \left(\frac{2M^2}{g^2} + \frac{2M}{g} H + \frac{1}{2}(H^2 + \phi^0 \phi^0 + 2\phi^+ \phi^-) \right) + \frac{2M^4}{g^2} \alpha_h - \\ & g\alpha_h M (H^3 + H\phi^0 \phi^0 + 2H\phi^+ \phi^-) - \\ & \frac{1}{8}g^2 \alpha_h (H^4 + (\phi^0)^4 + 4(\phi^+ \phi^-)^2 + 4(\phi^0)^2 \phi^+ \phi^- + 4H^2 \phi^+ \phi^- + 2(\phi^0)^2 H^2) - \\ & gM W_\mu^+ W_\mu^- H - \frac{1}{2}g \frac{M}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 H - \\ & \frac{1}{2}ig (W_\mu^+ (\phi^0 \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^0) - W_\mu^- (\phi^0 \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu \phi^0)) + \\ & \frac{1}{2}g (W_\mu^+ (H \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu H) + W_\mu^- (H \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu H)) + \frac{1}{2}g \frac{1}{c_w} (Z_\mu^0 (H \partial_\mu \phi^0 - \phi^0 \partial_\mu H) + \\ & M (\frac{1}{c_w} Z_\mu^0 \partial_\mu \phi^0 + W_\mu^+ \partial_\mu \phi^- + W_\mu^- \partial_\mu \phi^+) - ig \frac{s_w^2}{c_w} M Z_\mu^0 (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + ig s_w M A_\mu (W_\mu^+ \phi^- - \\ & W_\mu^- \phi^+) - ig \frac{1-2c_w^2}{2c_w} Z_\mu^0 (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) + ig s_w A_\mu (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) - \\ & \frac{1}{4}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- (H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+ \phi^-) - \frac{1}{8}g^2 \frac{1}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 (H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_w^2 - 1)^2 \phi^+ \phi^-) - \\ & \frac{1}{2}g^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + W_\mu^- \phi^+) - \frac{1}{2}ig^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}g^2 s_w A_\mu \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\ & W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}ig^2 s_w A_\mu H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - g^2 \frac{s_w}{c_w} (2c_w^2 - 1) Z_\mu^0 A_\mu \phi^+ \phi^- - \\ & g^2 s_w^2 A_\mu A_\nu \phi^+ \phi^- + \frac{1}{2}ig s_\lambda \lambda_{ij}^a (\bar{q}_i^c \gamma^\mu q_j^a) g_\mu^a - \bar{e}^\lambda (\gamma \partial + m_e^\lambda) e^\lambda - \bar{\nu}^\lambda (\gamma \partial + m_\nu^\lambda) \nu^\lambda - \bar{u}_j^\lambda (\gamma \partial + \\ & m_u^\lambda) u_j^\lambda - \bar{d}_j^\lambda (\gamma \partial + m_d^\lambda) d_j^\lambda + ig s_w A_\mu (-\bar{e}^\lambda \gamma^\mu e^\lambda + \frac{2}{3}(\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu u_j^\lambda) - \frac{1}{3}(\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu d_j^\lambda)) + \\ & \frac{ig}{4c_w} Z_\mu^0 \{ (\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (4s_w^2 - 1 - \gamma^5) e^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu (\frac{4}{3}s_w^2 - 1 - \gamma^5) d_j^\lambda) + \\ & (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (1 - \frac{8}{3}s_w^2 + \gamma^5) u_j^\lambda) \} + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ ((\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) U^{lep} \lambda_\kappa e^\kappa) + (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) C_{\lambda\kappa} d_j^\kappa)) + \\ & \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^- ((\bar{e}^\lambda U^{lep} \dagger_{\kappa\lambda} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda C_{\kappa\lambda} \dagger \gamma^\mu (1 + \gamma^5) u_j^\lambda)) + \\ & \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^+ (-m_e^\kappa (\bar{\nu}^\lambda U^{lep} \lambda_\kappa (1 - \gamma^5) e^\kappa) + m_\nu^\lambda (\bar{\nu}^\lambda U^{lep} \lambda_\kappa (1 + \gamma^5) e^\kappa) + \\ & \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- (m_e^\lambda (\bar{e}^\lambda U^{lep} \dagger_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) \nu^\kappa) - m_\nu^\kappa (\bar{e}^\lambda U^{lep} \dagger_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) \nu^\kappa) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{\nu}^\lambda \nu^\lambda) - \\ & \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{e}^\lambda e^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{\nu}^\lambda \gamma^5 \nu^\lambda) - \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{e}^\lambda \gamma^5 e^\lambda) - \frac{1}{4} \bar{\nu}_\lambda M_{\lambda\kappa}^R (1 - \gamma_5) \nu_\kappa - \\ & \frac{1}{4} \bar{\nu}_\lambda M_{\lambda\kappa}^R (1 - \gamma_5) \nu_\kappa + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^+ (-m_d^\kappa (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) d_j^\kappa) + m_u^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) d_j^\kappa) + \\ & \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- (m_d^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} \dagger (1 + \gamma^5) u_j^\kappa) - m_u^\kappa (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} \dagger (1 - \gamma^5) u_j^\kappa) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{u}_j^\lambda u_j^\lambda) - \\ & \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{d}_j^\lambda d_j^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{u}_j^\lambda \gamma^5 u_j^\lambda) - \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{d}_j^\lambda \gamma^5 d_j^\lambda) + \bar{G}^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \partial_\mu \bar{G}^a G^b g_\mu^c + \\ & \bar{X}^+ (\partial^2 - M^2) X^+ + \bar{X}^- (\partial^2 - M^2) X^- + \bar{X}^0 (\partial^2 - \frac{M^2}{c_w^2}) X^0 + \bar{Y} \partial^2 Y + igc_w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{X}^0 X^- - \\ & \partial_\mu \bar{X}^+ X^0) + ig s_w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{Y} X^- - \partial_\mu \bar{X}^+ Y) + igc_w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- X^0 - \\ & \partial_\mu \bar{X}^0 X^+) + ig s_w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- Y - \partial_\mu \bar{Y} X^+) + igc_w Z_\mu^0 (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \\ & \partial_\mu \bar{X}^- X^-) + ig s_w A_\mu (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \\ & \partial_\mu \bar{X}^- X^-) - \frac{1}{2}gM (\bar{X}^+ X^+ H + \bar{X}^- X^- H + \frac{1}{c_w} \bar{X}^0 X^0 H) + \frac{1-2c_w^2}{2c_w} igM (\bar{X}^+ X^0 \phi^+ - \bar{X}^- X^0 \phi^-) + \\ & \frac{1}{2c_w} igM (\bar{X}^0 X^+ \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-) + igM s_w (\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-) + \\ & \frac{1}{2}igM (\bar{X}^+ X^+ \phi^0 - \bar{X}^- X^- \phi^0) . \end{aligned}$$

Svět zrnitý a zároveň zvrásněný jako rozbouřené moře, řídicí se zákony pravděpodobnosti, kde se jedna částice může pohybovat po mnoha různých, více či méně pravděpodobných, a dokonce i nespojitých trajektoriích zároveň, a nikdy předem nevíme, kde ji měřením odhalíme. Je to svět neurčitostí, nepředvídatelností a podivností, souvisejících s okamžitou (nadsvětelnou) reakcí částic v jednom bodě, na akt měření v jiném, byť velmi vzdáleném místě prostoru.

Již pouhé srovnání matematického vyjádření obou modelů světa (viz vztahy na předchozí stránce) evokuje celkem dobrou představu o jejich naprosté a principiální neslučitelnosti. Na jedné straně máme elegantní matematický výraz, který je přitom tak mocný, že obsáhne celý, pouhým okem pozorovatelný vesmír. Na druhé straně stojí monstrum zahrnující vše ostatní, co pouhým okem nikdy nespátříme, díky čemuž však celý ten pozoruhodný svět funguje – je to soubor jeho základních mikrosoučástek, které tikají v samém srdci jsoucna.

V této kapitole bych chtěl nastínit základní fyzikální odlišnosti obou modelů a důvody, proč jsou tyto modely navzájem neslučitelné – čím si navzájem odporují. Začneme problémy standardního modelu, jejichž výčet je na první pohled stručnější. To však ještě nevypovídá nic o jejich skutečné závažnosti.

SM je určitě mnohem přesnějším popisem přírody než **OTR** – občas se zmiňuje věta, že není znám vlastně žádný experiment, jenž by s ním byl v rozporu. Na druhé straně je tu problém s divergencí součtu jednotlivých příspěvků poruchových řad, který se musí řešit metodami renormalizace a regularizace, jak jsme si to nastínili v kapitole 6, což ovšem není vždy úplně košer metoda z pohledu rigorózní matematiky a v řadě případů dokonce úplně selhává.

Obecně lze říci, že čím je teorie přesnější (čím lépe souhlasí s experimenty) tím jsou její vlastní problémy hlubší a principiálnější. Dvě ze tří kvantových teorií pole standardního modelu jsou založeny na Yang – Millsově teorii, která ovšem není formulována jako rigorózní matematická teorie. Její rigorózní formulace patří k sedmi největším matematickým problémům tisíciletí, za jejichž vyřešení byla vypsána finanční odměna 1 milion amerických dolarů. Přesto se na jejich základech již půl století vesele staví (kvantová chromodynamika, kvantová flavordynamika, elektroslabé sjednocení, grandunifikační sjednocení, ...).

Dalším problémem standardního modelu je, že nedokáže určit, jaká část hmotnosti náleží částici, která pole vytvořila, a jaká část hmotnosti náleží samotnému jejímu poli. Pomineme-li skutečnost, že standardní model obsahuje nejméně 18 volných parametrů, jen co se teorie Higgsova pole týče, ani samotné Higgsovo pole po svém experimentálním objevu nevneslo do problematiky hmotností částic o mnoho více světla.

OTR naproti tomu trpí problémy s gravitační energií pocházejícími z toho, že energie je důsledkem symetrie fyzikálních zákonů v čase a prostoru. Zákony gravitace však nejsou „konstantní v čase ani v prostoru“. Naopak, čas a prostor v nich vystupují spíše jako dynamické proměnné.

Dalším důvodem je nelinearita gravitačních rovnic. Samo gravitační pole totiž obsahuje energii, a proto vyvolává další dodatečné zakřivení časoprostoru. Je to podobná situace, s jakou jsme se již setkali při vyšetřování pohybu tělesa v odporujícím prostředí – odpor vzduchu zde závisel na rychlosti, jejíž změna však byla zpětně závislá na aktuální velikosti odporu. Podobně, jako v našem případě s odporem, i rovnice gravitace lze upravit do poruchové řady, kdy v prvním kroku spočítáme jen gravitační pole vytvořené negravitační hmotou, a toto gravitační pole použijeme v následujícím kroku jako další „negravitační hmotu“, čímž získáme nový příspěvek k poli, ... atd. Po zopakování nekonečně mnoha kroků dostaneme finální gravitační pole, které však v některých případech může nakonec opět vycházet nekonečné, přičemž klasické metody renormalizace, které fungují třeba v QED zde úplně selhávají.

Neodstranitelné problémy jsou v **OTR** rovněž s lokalizací energie. U gravitačního pole nelze zavést funkci hustoty energie, která by nezávisela na zvolených souřadnicích. U elektromagnetického pole to

jde, i když zase pro změnu nekonečně mnoha způsoby. Za jistých podmínek můžeme pouze určit celkovou energii pole, a také energii přenášenou jednou periodou gravitační vlny. To však pro kvantový popis gravitačního pole v rámci nějaké konzistentní kvantové teorie gravitace nestačí.

Všechny teorie, co známe (i ty kvantové), mají nepřekonatelný problém s představou bodových částic, a představa nebodových částic do toho zase vnáší otázky ohledně jejich struktury a vlastností, na které bychom potřebovali další teorie (které neexistují). Žádná teorie pole neumí pracovat s bodovými zdroji pole. Lze celkem jednoduše ukázat, že bodový náboj (třeba elektron) by musel mít nekonečnou hmotnost (a při pohybu i hybnost), což ale evidentně nemá. A pokud uvažujeme elektron konečné velikosti, dá se dále ukázat, že jeho náboj musí být držen pohromadě nějakou neelektrickou interakcí, o které ale SM nehovoří. Nikdy se nenalezlo rozumné řešení těchto problémů. OTR celou záležitost ještě zhoršila tím, že kolem bodové částice vytváří horizont černé díry, a sama částice leží uvnitř v singularitě prostoročasu – hypotetickém bodě nekonečné hustoty, ve kterém nelze řešit již žádné fyzikální rovnice, včetně rovnic OTR.

Nebylo také vůbec jasné, jaké gravitační pole vytváří jedna částice nebo jak na sebe dvě částice gravitačně působí. Když budeme analyzovat srážku dvou elektronů s využitím kvantové elektrodynamiky, tak během srážky vůbec neznáme polohu oněch elektronů (kvantová teorie ji nepoužívá, protože ji nezná). Jak potom ale započítáme vliv gravitační interakce při srážce? A co dosadíme za velikost elektronu, když budeme chtít vyjádřit jeho tenzor energie-hybnosti?

Do OTR vůbec nelze dosadit „částici“ popsanou kvantově-mechanickým způsobem. V OTR je trajektorii částice geodetika – jednoznačně určená, nekonečně tenká, hladká a spojitá křivka – v QTP je to propagátor čili superpozice všech možných (i nespojitých) trajektorií vystupujících ve Feynmanově integrálu, po nichž se jediná částice může současně pohybovat. Rozhodně přitom existují velmi dobré důvody k tomu, abychom dokázali (jakýmkoliv způsobem) popsat gravitační interakce mezi částicemi, které přitom ale žádnými částicemi nejsou, neboť je SM dokážeme popsat jen pomocí vln, nebo Feynmanových propagátorů.

OTR popisuje gravitační pole nekvantovým způsobem, stejně, jako Maxwellova elektrodynamika na sklonku 19. století popisovala pole elektromagnetické. A jako Maxwellova elektrodynamika předpověděla vyzařování elektromagnetických vln kmitajícími elektrickými náboji uvnitř zahřátého tělesa, předpovídá OTR vyzařování gravitačních vln kmitajícími hmotnými body – např. atomy. Zcela analogickým způsobem jako v případě nekvantově chápaných elektromagnetických vln na konci 19. století, tak Einsteinův nekvantový přístup ke gravitační energii nevyhnutelně vede k ultrafialové katastrofě – tentokrát gravitačního charakteru.

Tyto a mnohé další důvody směřovaly v minulosti ke snaze nějakým zásadním způsobem přeformulovat naprosto rozdílný jazyk, v němž OTR a SM komunikují a vyjadřují své předpovědi. Jedním z významných výsledků těchto pokusů se stala **teorie strun**.

Výchozím pojmem fyziky je pojem **hmotného bodu** – idealizovaného objektu, jehož hmotnost (i ostatní parametry) jsou soustředěny do jediného geometrického bodu prostoru. Trajektorií, kterou probíhá hmotný bod v prostoru, je jednorozměrná křivka, jejíž každý bod lze charakterizovat prostorovými souřadnicemi a časem. Dynamika hmotného bodu v klasické mechanice je dána Newtonovými rovnicemi, v relativistické mechanice je popsána pohybem po světočáře ve čtyřrozměrném rovinném prostoročase STR, nebo v zakřiveném prostoročase OTR. V kvantové mechanice je dynamika částice popsána Schrödingerovou rovnicí a trajektorie, spojující počáteční a koncový stav částice v prostoru, jsou východiskem i při kvantování pomocí Feynmanových integrálů.

V klasické mechanice byl pojem hmotného bodu pouhou **idealizací** skutečných těles, výhodnou pro analýzu jejich pohybu. Speciální teorie relativity však posílila důležitost pojmu hmotného bodu: žádný elementární (fundamentální) objekt nemůže mít konečné prostorové rozměry, neboť žádný signál či interakce se nemůže šířit nadsvětelnou rychlostí. Při srážce dvou těles nenulových rozměrů nemohou

všechny části reagovat ihned, z čehož plyne, že těleso je složeno z elementárnějších objektů: **elementární objekt musí být bodový.**

Bodový charakter fundamentálních objektů – zdrojů pole – však vede k závažným problémům v teorii pole: při limitních přechodech k nulovým rozměrům vznikají matematicky **divergující výrazy** vedoucí k **nekonečným hodnotám**. Těchto divergencí je třeba se zbavit (v podstatě *ad hoc*) metodami **renormalizace** – provést třeba vhodnou kalibrační transformaci tak, aby se výsledky výpočtu shodovaly s experimentálními hodnotami.

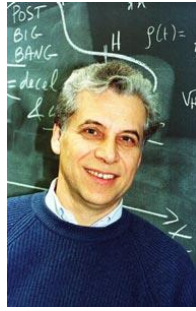


Obr. 89: V teorii strun jsou částice jednorozměrné útvary v mnoharozměrném světě. Levý horní obdélník symbolizuje stav současné fyziky. Tři interakce jsou propojeny kvantovou teorií: EM – elektromagnetická, S (Strong) – silná a W (Weak) slabá. Poněkud stranou stojí zatím gravitace označená symbolem G, která je popisována pomocí zakřiveného prostoročasu.

Podářilo se však najít způsob, jak se těmto nepříznivým matematickým divergencím vyhnout systematicky – jsou to teorie, v nichž namísto bodů jsou elementárními objekty jednorozměrné smyčky nenulové délky – tzv. **struny**.

Představa jednorozměrných objektů – **strun** – se zrodila na konci 60. let při jednom z pokusů o popis silných interakcí. Studium srážek hadronů (především π -mezonů) při vysokých energiích vedlo k tzv. **Venezianově modelu**. Ukázalo se, že spektrum Venezianova modelu je identické se spektrem normálních módů „vibrace“ jednorozměrného kvantovaného objektu – **relativistické struny**. Feynmanovy diagramy, popisující interakce dvou částic, lze sjednotit do jednoho diagramu, v němž 4 interagující částice (2 vstupující a 2 vystupující) jsou znázorněny jako **otevřené struny** (lineární útvary topologicky ekvivalentní úsečce). Stejně tak lze znázornit i výměnné částice zprostředkující interakci. Každá struna přitom může „vibrovat“ různým způsobem a podle toho se jevit jako částice určitého druhu (elektron, foton, ...) – částice jsou **vzbuzenými stavy** „vibrace“ struny. S touto názornou interpretací Venezianovy formule přišli nezávisle Yoichiro Nambu, Leonard Susskind a Holger Nielsen.

Počátky strunové teorie



Gabriele Veneziano (1942)



Holger Bech Nielsen (1941)

Velikost strun se zprvu uvažovala v řádu 10^{-15} m, odpovídající charakteristickému dosahu silné interakce. Podrobná matematická analýza ukázala, že kvantová teorie bosonové struny je konzistentní jen tehdy, je-li dimenze prostoročasu $d = 26$. To dramaticky převyšuje pozorovaný počet dimenzí $d = 4$ našeho prostoročasu. Tento nesoulad je možné vyřešit hypotézou o „svinutí“ neboli **kompaktifikaci** přebytečných dimenzí do malých uzavřených (kompaktních) variet. Jak již víme z předchozích kapitol, lze si varietu představit jako prostor, který má předem zadanou topologii, nikoliv však metriku (předpis, kterým stanovujeme v daném prostoru vzdálenost mezi dvěma body). Právě metrika se v teorii superstrun tvoří až dynamikou celé teorie (pohybem strun) a nemůže být proto stanovena a priori. Podobně je tomu např. v OTR, kde je metrika prostoru určena teprve rozložením hmoty.

Časoprostorová historie struny je popsána funkcemi, které zobrazují dvourozměrnou "světloplochu" struny do časoprostoru. Zatímco trajektorií nularozměrné – bodové – částice je čára (světočára), trajektorií jednorozměrné struny je plocha (světloploch). Co povyšuje struny nad vícerozměrné analogie je to, že tato 2D teorie je renormalizovatelná. Poruchovou kvantovou teorii strun lze formulovat metodou Feynmanova integrálu přes historie. Přitažlivým rysem tohoto přístupu je, že (pro orientované uzavřené struny) existuje právě jeden Feynmanův diagram v každém řádu poruchové teorie, reprezentující elegantní (ač komplikovaný) matematický výraz, který je ultrafialově konečný (vyhýbá se divergencím pro vysoké frekvence, se kterými jsme se setkali ve třetí kapitole při řešení problému s ultrafialovou katastrofou v Maxwellových rovnicích).

Abychom tímto modelem mohli popsat reálný svět, přebytečné dimenze se musí svinout do malé geometrické variety, jejíž rozměry jsou pravděpodobně srovnatelné s délkou struny L_{str} . Jelikož prostoročasová geometrie je určena dynamicky (tak jako v obecné relativitě), jsou povoleny pouze geometrie splňující tyto dynamické rovnice. Strunová teorie, svinutá na konkrétní druh variety zvaný podle svých objevitelů **Calabiho-Yauova varieta**, má mnoho kvalitativních vlastností při nízkých energiích, které imitují standardní model: lehké fermiony se sdružují do rodin, jejichž počet je dán topologií CY variety – její Eulerovou charakteristikou.



Eugenio Calabi (1923)



Shing-Tung Yau (1949)



Obr. 90: a) 3-dimenzionální model 11-ti rozměrné C – Y variety b) Otevřené struny ukotvené na membráně C – Y variety

Jak bylo v předešlé kapitole v pasáži o problému kalibrační hierarchie nastíněno, pokusy o řešení tohoto problému v rámci kalibračních kvantových teorií pole vedly k pojmu **supersymetrie**. Tato teorie spojuje bosony a fermiony: ke každému bosonu předpovídá fermionového „superpartnera“, a naopak.

Stále sílí názor, že v současné době již nelze od sebe odtrhovat fyziku elementárních částic a fyziku gravitace. Zdá se dokonce, že bez zahrnutí gravitace nemůže být vytvořena konzistentní a jednotná teorie částic tvořících hmotu. Existuje proto přirozená snaha završit unitarizaci interakcí v kvantové teorii pole zahrnutím gravitační interakce, jejím sjednocením s ostatními třemi druhy interakcí. Tento ambiciózní unitarizační program se označuje jako **supersjednocení** nebo **supergravitace**.

Sjednotit gravitaci s ostatními druhy interakcí v duchu výše zmíněného schématu unitarizace kalibračních teorií znamená sloučit vnitřní symetrie s geometrickými, tj. najít společnou grupu zahrnující jak grupu transformací prostoročasu charakterizující gravitaci v OTR, tak i grupy vnitřních symetrií slabých, silných a elektromagnetických interakcí.

První poznání supersymetrické interakce



Vladimir Akulov (1930)



Dmitry L. Volkov (1931)



Julius Wess (1934 – 2007)



Bruno Zumino (1923)

Ukázalo se, že k uskutečnění takového sjednocení je nutné použít nové algebraické struktury – zobecněné grupy nazývané často Lieovými superalgebry nebo graduovanými Lieovými algebry. Ty Lieovy superalgebry, které obsahují jako svoji podalgebru grupu prostoročasových transformací, se označují jako **supersymetrické**.



Marius Sophus Lie (1842 – 1899)



Hermann Günther Grassmann (1809 – 1877)

Algebra supersymetrie se konstruuje tak, aby obsahovala vedle obyčejných prostoročasových posuvů a rotací také spinorové generátory Q_i . Pokud se taková algebra realizuje v prostoru polí, transformují generátory Q_i tenzorová pole na spinorová a naopak. Protože v kvantové teorii tenzorová pole popisují bosony s celočíselným spinem a spinorová pole popisují fermiony s poločíselným spinem, operátory Q_i vlastně generují transformace převádějící fermiony na bosony a naopak.

V supergravitaci je tak odstraněna ostrá hranice kladená mezi fermiony a bosony v dosavadní fyzice. Další charakteristickou vlastností supergravitace je to, že vedle tenzorového gravitačního pole, které je kalibračním polem vůči lokálním transformacím prostoročasu, obsahuje ještě spinorové kalibrační pole vzhledem k lokálním supersymetrickým transformacím generovaným Q_i . Takové pole se označuje jako Raritovo-Schwingerovo a jeho kvantum se nazývá **gravitino** (může mít spin $3/2$, popř. $5/2$).

Tvůrci teorie supersymetrického sjednocení



William Rarita (1907 – 1999)



Martin Roček (1949)



Peter van Nieuwenhuizen (1938)



Daniel Z. Freedman (1940)



Stanley Deser (1927)



Sergio Ferrara (1945)

Jak jsme uvedli výše, v supersymetrických unitárních teoriích elementárních částic je ke každé částici přiřazen její tzv. **superpartner** – každý boson má svého fermionového superpartnera a každý fermion má naopak svůj bosonový protějšek. Nejčastěji diskutovanými supersymetrickými částicemi jsou zmíněná **gravitina** dále **photina** – slabě interagující hmotné částice se spinem $1/2$, zaváděné jako supersymetrický partner fotonu, a rovněž **wina** a **zetina**, coby superpartneři vektorových bosonů. Dále se diskutují i supersymetrické částice k fermionům: **sleptony** jako superpartneři k leptonům, např. **selektron**, **smion**, **sneutrino** (zvané též **neutralino**), či kvarkům – **skvarky**.

V roce 1970 teoretický fyzik Pierre Ramond a zhruba ve stejné době nezávisle na něm André Neveu a John Schwarz našli způsob, jak upravit rovnice teorie strun, tak, aby kromě bosonů popisovaly i fermiony. Ukázalo se, že hledaným klíčem je dodání supersymetrie – symetrie záměny bosonů za fermiony a naopak – do teorie strun. Aplikace těchto nových geometricky vyjádřených symetrií na teorii strun vedla ke snížení potřebné dimenze prostoročasu z původní $d = 26$ na $d = 10$. Vznikla tak **supersymetrická teorie strun** neboli krátce **teorie superstrun**. Vedle bosonové struny zde jako její partner vystupuje fermionová struna, která nese další, spinorovou proměnnou. Superstruny nemají ve svém spektru tachyon (hypoetickou částici, která má imaginární hmotnost, a proto se může pohybovat rychleji než světlo, jíž předpovídala stará nesupersymetrická teorie bosonových strun) a obsahují všechny bosony i fermiony.

Tvůrci teorie superstrun



Pierre Ramond (1943)



John Henry Schwarz (1941)



André Neveu (1946)

Ve spektru excitací relativistické kvantované struny se vyskytuje částice s nulovou klidovou hmotností a spinem $s = 2$, kterou lze identifikovat s **gravitonem** – kvantem gravitačního pole. To přivedlo J. Sherka a J. Schwarze v r.1974 k myšlence, že by se teorie strun mohla stát vhodným nástrojem k budování **kvantové teorie gravitace**. Přitom však velikost těchto hypotetických strun bylo nutno z původně navržených 10^{-15} m radikálně zmenšit na rozměry 10^{-35} m **Planckovy-Wheelerovy délky**, charakteristické pro kvantovou gravitaci, o níž budeme více hovořit ihned v následující kapitole.

Excitace superstrun mohou být „vibrační“, „rotační“, i excitace „vnitřních stupňů volnosti“ – vnitřní symetrie či supersymetrie. Různé kvantové excitace (normální módy superstruny) se interpretují jako spektrum elementárních částic. Toto spektrum se ukazuje být natolik bohaté, že může generovat nejen všechny stavební prvky standardního modelu elementárních částic, ale zahrnuje i kvantovou gravitaci. Úspěšné dokončení koncepce superstrun by tak představovalo jednotný přístup k různorodému světu elementárních částic a všech jejich interakcí.

Všechny interakce strun mají též původ, jímž je štěpení a spojování strun. Tím se v teorii automaticky objeví silové působení jakožto důsledek dynamických procesů v prostoročase. Protože výsledná teorie musí být zároveň v souladu se speciální relativitou i s kvantovou teorií, neexistuje téměř žádná libovůle a pravidla pro dělení a opětovné spojování strun jsou prakticky jednoznačně určena. Interakce a pohyby strun jsou tudíž elegantně sjednoceny způsobem, který nemá v nestrunové fyzice obdoby.

V běžné částicové fyzice lze v zásadě libovolně přidávat různé druhy interakcí, a tedy i odpovídajících vazbových konstant, určujících velikost a charakter jejich působení. V teorii strun naproti tomu existují jen dvě fundamentální konstanty. První je **napětí struny**, určující energii připadající na jednotku délky struny, druhou je **vazbová konstanta**, charakterizující pravděpodobnost, s jakou se struna rozštěpí. Vazbová konstanta je bezrozměrné číslo související s možnými interakcemi strun a ve skutečnosti se vlastně nejedná o konstantu v pravém slova smyslu. Je to fyzikální stupeň volnosti odlišující od sebe přípustná řešení teorie. Její hodnota závisí na konkrétních geometricko – topologických vlastnostech vícerozměrného světa, v němž struny žijí. Všechny známé fyzikální konstanty by měly být v principu vyjádřitelné pomocí těchto dvou čísel (např. gravitační konstanta by měla souviset s jejich součinem).

Když se jednorozměrná struna pohybuje a vyvíjí v prostoročase, vytváří přirozeně dvourozměrný povrch určité plochy. Princip, který řídí veškeré interakce strun, minimalizuje tento povrch. Takto jednoduchý zákon jednoznačně určuje veškeré pohyby, vývoj i silové interakce mezi strunami. Sjednocují se tím jedním tahem všechny známé částice se silami, jež mezi nimi působí.

Konce otevřených strun popisují nabitě částice. Nehmotná vibrace struny napnuté mezi nimi, pak příslušný boson, zprostředkující sílu, jíž na sebe obě částice působí. Struny tak mohou popisovat jak částice, tak síly mezi nimi. Má-li být teorie strun v souladu se speciální teorií relativity, musí se při jejich interakcích objevovat občas též uzavřené smyčky. Právě tyto smyčky identifikovali roku 1974 Sherk se Schwarzem a nezávisle na nich mladý japonský fyzik Tamiaki Yoneya jako gravitony.



Tamiaki Yoneya (1948)

Ukázalo se tak, že sama konzistence teorie strun vyžaduje, aby zahrnovala rovněž gravitaci. Rozdíl mezi gravitací a ostatními interakcemi je přitom přirozeně vysvětlen topologickými rozdíly mezi otevřenými a uzavřenými strunami.

Jak již víme, dává nám poruchová metoda odpověď na fyzikální otázky v podobě nekonečné řady. Protože tato řada má tu vlastnost, že každý další člen je mnohem menší než předchozí člen, lze sečtením nekonečného počtu sčítanců získat konečný výsledek. Zatímco u kalibračních teorií pole tento postup dobře funguje, u gravitace před objevem teorie strun vedl vždy k nesmyslným nekonečným hodnotám počítaných veličin a parametrů. V teorii strun odpovídá první člen poruchového rozvoje klasické OTR bez zahrnutí kvantových efektů. O druhém členu, který při všech nestrunových pokusech o kvantování gravitace již divergoval, lze v teorii strun snadno dokázat, že je rovněž konečný. Teprve v roce 2001 se podařilo rigorózně dokázat, že rovněž třetí člen dává konečné výsledky. Tento neobyčejně obtížný důkaz je dílem mnohaletého heroického úsilí Erica D'Hokera a Duong H. Phonga. Tito autoři později dokázali, že rovněž i čtvrtý člen poruchového rozvoje kvantové gravitace je konečný.



Eric D'Hoker (1955)



Duong Hong Phong (1951)

Před nedávnou dobou se podařil veliký pokrok v tomto směru Stanley Mandelstamovi, a především Nathanu Berkovitsovi, který formuloval několik předpokladů strunové teorie, při jejichž splnění lze dokázat, že všechny členy poruchového rozvoje kvantové gravitace jsou v teorii strun konečné. Otevřeným problémem zatím zůstává, nakolik snadné je tyto dodatečné předpoklady splnit. Dosud také není známo, zda i v případě konečnosti všech členů poruchového rozvoje nebude nakonec poruchová řada jako celek přesto divergovat. Podobný problém však zůstává nedořešen i u klasických kalibračních teorií, jako je třeba QED. Přestože se v těchto teoriích z výpočetních důvodů obvykle omezujeme nejvýše na 3 členy poruchového rozvoje, jsou získané výsledky ve výborné shodě s experimentem. Není proto důvodu předpokládat něco jiného též u kvantové teorie gravitačního pole.



Stanley Mandelstam (1928)



Nathan Jacob Berkovits (1961)

V 80. letech minulého století bylo postupně formulováno 5 různých a zdánlivě si odporujících teorií superstrun. Tím nastala velmi nepřehledná situace, neboť nikdo nevěděl, co si s touto změti počít. Která z teorií tedy ve skutečnosti popisuje náš svět a proč existují 4 další? Tuto krizi strunové teorie pomohl zažehnat až objev tzv. **T-duality**. V ní je svinutí jedné teorie na varietu o typickém rozměru R ekvivalentní svinutí druhé teorie na varietu o typickém rozměru $1/R$ (přesněji L_{str}^2/R , kde L_{str} je délka superstruny). Díky svinutí vzniknou dva nové typy excitací. Struna může mít kvantovaný impuls n/R

ve směru svinuté dimenze, a tento impuls přispěje ke kvadrátu energie struny výrazem $\left(\frac{n}{R}\right)^2$. Jedním z důsledků je, že na krátkých vzdálenostech běžná geometrie přestává fungovat a je nahrazena „kvantovou geometrií“, matematicky popsanou tzv. **2D konformní teorií pole** (CFT). Další důsledek představuje zobecnění Heisenbergovy relace neurčitosti, podle které je neurčitost $\Delta x > \frac{\hbar}{\Delta p}$, a zároveň

$$\Delta x > L_{str}. \quad (12.1)$$

Duality spojují fyziku velkého prostoročasu s fyzikou malého. Představme si zakřivený prostoročas jako válec. Struna ovinutá kolem tohoto válce má dva druhy energetických stavů. Jedny vznikají z vln této struny, těm budeme říkat **vibrační módy**.

Na obvod válce opět můžeme umístit pouze celočíselný počet půlvln, jak jsme to viděli ve třetí kapitole. Jestliže je válec tlustý, pak tyto vibrace mohou mít i dlouhou vlnovou délku, a tudíž malou energii. Energie odpovídající různým počtům vln po obvodu válce leží tedy blízko sebe.

Je-li válec tenký, je vlnová délka vibračních módů malá a tyto stavy mají tedy velkou energii a jednotlivé energetické hladiny budou ležet daleko od sebe.

Struna však také může být okolo válce ovinuta vícekrát. Jestliže je opět válec tlustý, pak je struna více napjatá, a tudíž má i vyšší energii. Různé počty ovinutí kolem válce nazýváme **navíjecími módy**.

Uzavřená struna může m -krát ovinout kružnici, kteréžto obtáčení přidává ke čtverci energie $(2\pi RmT)^2$, kde $T = (2\pi L_{str}^2)^{-1}$ je napětí struny.

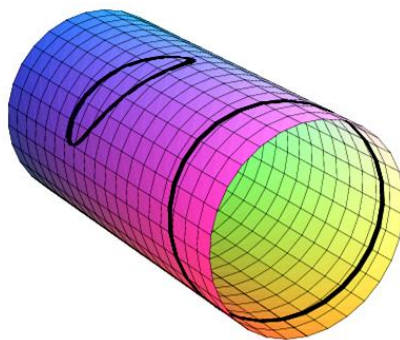
Energie odpovídající různým navíjecím módům tedy v případě tlustého válce budou ležet daleko od sebe, zatímco u tenkého válce budou hladiny blízko.

Pro makroskopického pozorovatele však různý původ vibračních a navíjecích stavů není zřejmý. Oba válce, jak tlustý, tak i tenký, poskytují nakonec stejné energetické hladiny, které strunoví fyzikové interpretují jako částice.

Totožnost mezi energiemi strun ve vesmírech s kruhovou dimenzí o poloměrech R a $1/R$ pramení matematicky z faktu, že energie mají tvar

$$\frac{v}{R} + wR, \quad (12.2)$$

kde v je vibrační číslo a w je navíjecí číslo.



Obr. 91: Plášť válce znázorňuje dvě dimenze prostoru zkompaktifikované na kružnici. Struna nalevo má navíjecí číslo nulové, kdežto struna napravo má buď $w = 1$, nebo $w = -1$, v závislosti na své orientaci

Tento výraz se nezmění při kombinované záměně

$$R \leftrightarrow \frac{1}{R}, \quad v \leftrightarrow w. \quad (12.3)$$

Jak jsme si již vysvětlili v kapitole o principu neurčitosti, v obyčejné kvantové mechanice bodových částic jsou vzdálenost a impuls svázaný Fourierovou transformací.

Konkrétně polohu na kružnici o poloměru R lze vyjádřit jako Fourierův obraz hybnosti

$$p = \frac{v}{R}. \quad (12.4)$$

V teorii strun však můžeme zkonstruovat ještě další reprezentaci vlastního stavu polohy, s vlastní hodnotou

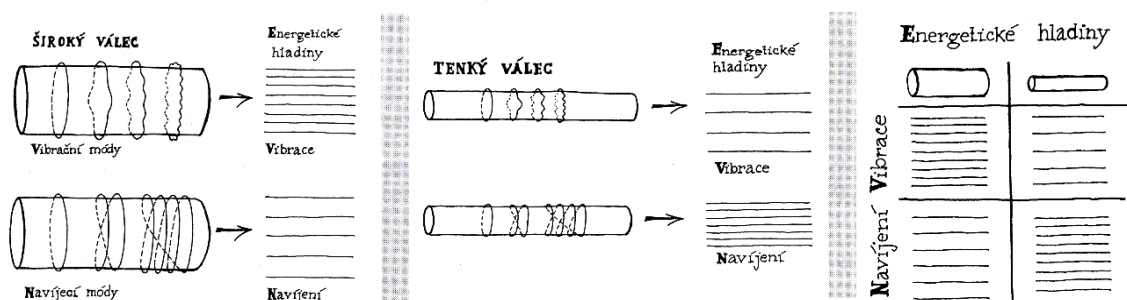
$$\tilde{p} = wR. \quad (12.5)$$

Z toho je okamžitě vidět, že x je periodická proměnná s periodou $2\pi R$, zatímco \tilde{x} má periodu $2\pi/R$, což znamená, že x je poloha na kružnici o poloměru R , zatímco \tilde{x} je poloha na kružnici o poloměru $1/R$.

Podobně to lze popsat rovněž i z hlediska energie a času: Budou-li nyní vektory $|x\rangle$ a $|\tilde{x}\rangle$ reprezentovat dvě vlnové funkce startující z počátku soustavy souřadné, pak jelikož se stav o energii E vyvíjí s fázovým faktorem Et , okamžitě vidíme, že spotřebovaný čas, a tedy i poloměr, je úměrný

$$t \sim \frac{1}{E} \sim R \quad (12.6)$$

pro módy vibrační, stejně jako pro módy navíjecí. Takže subkvantová měřítka prostoročasu mohou nakonec poskytovat stejnou fyziku, jako kosmologická měřítka našeho vesmíru.



Obr. 92: Navíjecí a vibrační módy – ilustrace principu S-duality a T-duality



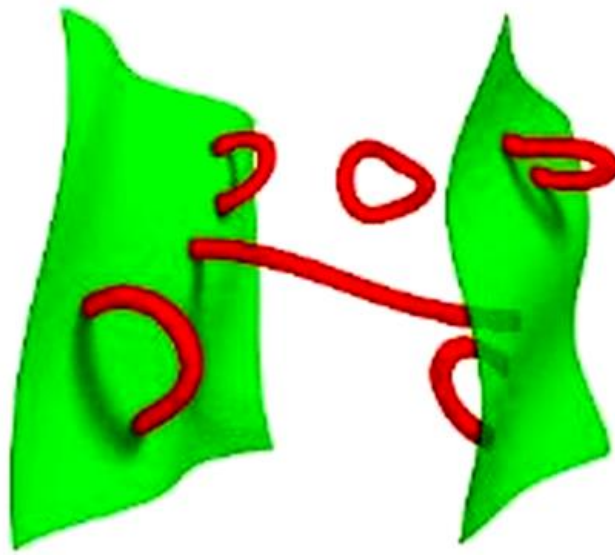
Jens Hoppe (1963)



Hermann Nicolai (1952)

Koncem 80. let minulého století lidé objevili, že podobně důležité pro teorii strun mají i objekty vyšších dimenzí, zvané **membrány**, či obecněji **p -brány**, kde p označuje dimenzi. Fyzici Bernard de Wit, Jens Hoppe a Hermann Nicolai tehdy učinili pokus o sestavení jedenácti-rozměrné membránové teorie. Uspěli na základě matematického triku – přepisu vlastností membrány do devíti nekonečně-rozměrných matic, popisujících chování příslušné membrány. Zároveň dokázali, že jejich

maticová teorie může být konzistentní kvantovou teorií, tento důkaz se jim však podařilo provést pouze pro konečněrozměrnou třídu matic.



Obr. 93: Otevřené struny musí být vždy oběma koci ukotveny na p -bránách, v hyperprostoru se mohou volně pohybovat pouze uzavřené struny, jako jsou např. gravitony.

V roce 1996 jejich původní myšlenku rozvinuli strunoví teoretici Petr Hořava, Thomas Banks, Willy Fischler, Stephen Shenker, Edward Witten a Leonard Susskind. Z jejich práce se postupně zrodila nová teorie zvaná **M-teorie** (membránová či maticová teorie). Studium strunových dualit ukázalo, že všech 5 stávajících teorií superstrun lze sloučit do této obecnější teorie.



Petr Hořava (1964)



Thomas Banks (1949)



Willy Fischler (1949)



Stephen H. Shenker (1949)

Do roku 1984 byla velmi populární teorie jedenácti-rozměrné supergravitace. Jedenáct je maximální dimenze, ve které lze lokálně supersymetrickou teorii vytvořit. Jejich nízkoenergetickou limitou jsou supergravitace v dimenzi 10 (a případně nižší), eventuálně interagující se super-Yang-Millovým polem. Superstruny vysvětlují existenci všech těchto supergravitačních teorií s výjimkou právě jedenácti-rozměrné supergravitace, která nešla odvodit z žádné superstrunné teorie. Mnohým se však zdála z estetického hlediska nepřijatelná představa, že by existence 11-rozměrné supergravitace byla náhodná. A měli pravdu – nízkoenergetickou limitou M-teorie se brzy ukázala být právě jedenácti-rozměrná supergravitace.

V roce 1987 učinili Sing-Tung Yau se svým studentem Tian Gangem důležité matematické pozorování, že C-Y variety lze vzájemně transformovat mezi jednotlivými topologicky odlišnými formami protržením a opětovným sešitím vzniklého otvoru dle jistého vzorce, kterému matematici říkají **flop**.



Tian Gang (1958)

Roku 1992 dokázali fyzici Brian Greene, Paul Aspinwall a Edward Witten, spolu s matematiky Victorem Batyrevem a Davidem Morrisonem, s pomocí rozvinutých metod tzv. **zrcadlité symetrie**, že prostor C-Y variety se může skutečně rozpárát a opět bezpečně slepit do jiné topologické formy, aniž by to mělo katastrofální důsledky na jeho integritu. Struny obepínající trhlinu v průběhu probíhající transformace dokážou ochránit zbytek variety před katastrofálními účinky trhliny po nezbytně nutnou dobu. Práce těchto autorů ukázala, že když se C-Y varieta trhá, mohou se měnit jednotlivé hmotnosti částic – vibrační módy strun. Zprvu se však zdálo, že fyzikální veličiny, jako je počet rodin částic a druhy částic v každé rodině se touto transformací nezmění. V průběhu vesmírné inflace se pravděpodobně C-Y varieta rozpárala a znovu sešila hned několikrát, jak se postupně měnila energetická bilance Vesmíru.



Brian Greene (1963)



Edward Witten (1951)



Paul S. Aspinwall (1964)



David R. Morrison (1955)



Victor Batyrev (1961)

Pozdější práce Bryana Greena a Davida Morrisona, inspirované pracemi matematiků Herberta Clemense, Roberta Friedmana, Milese Reida, Philipa Candelase, Michaela Greena a Tristana Hübsche však přinesla překvapení. Třírozměrný prostor se může protrhnout a zase spravit také tím, že v něm naroste dvourozměrná sféra, což vede k daleko drastičtější změně topologie, než se do té doby uvažovalo. Tato nová transformace dostala název **konifold**. Tímto způsobem se může C-Y varieta transformovat do zcela odlišného C-Y tvaru. Fyzika vesmíru se tak podle tohoto modelu v raných fázích po jeho zrodu pravděpodobně velmi bouřlivě měnila, než hustota energie poklesla natolik, že se C-Y varieta přestala trhat a kvantově zamrzla v nějakém konkrétním stabilním tvaru odpovídajícím jednomu z mnoha možných lokálních energetických minim, určujícím veškerou fyziku současného vesmíru.



C. Herbert Clemens (1941)



Robert David Friedman (1956)



Miles Reid (1948)



Philip Candelas (1952)



Tristana Hübsch (1958)

V teoriích s mnoha dimenzemi vede kompaktifikace vyšších dimenzí k mnoha odlišným řešením. Jen málo z nich se však přibližuje našemu reálnému světu. Některé vlastnosti geometrie vícerozměrného prostoru totiž musí být zafixovány, jinak se geometrie začne samovolně vyvíjet a destabilizuje prostoročas. Buď se objeví smrtelné singularity, nebo naopak sbalené dimenze narostou do makroskopických rozměrů. „Strunaři“ to označují jako **problém stabilizace modulů**.

Moduly obecně rozumíme soubor konstant, které popisují geometrii a topologii dodatečných dimenzí. Tento problém se podařilo vyřešit v průběhu 90. let minulého století, kdy Joseph Polchinky a Raphael Bousso ukázali, že ke stabilizaci geometrie a topologie C-Y variety, která by se jinak spojitě měnila, je možno využít brány. Protože brán může být vždy jen diskrétní počet, a protože brány mohou nést jen jednotkové hodnoty nábojů, dostáváme tím diskrétní jednotky toků.

Polchinski s Boussem začali studovat teorie strun, ve kterých je kolem dodatečných dimenzí sbaleno velké množství jednotek elektrického a magnetického toku. Podařilo se jim sestavit teorie s kvantově zmraženými parametry. Tato stabilizace geometrie pochází z kvantových efektů, které přímo nesouvisejí se strunovou teorií, ale jsou poměrně dobře známy ze supersymetrických kalibračních teorií. Velmi příjemným vedlejším efektem této konstrukce byla skutečnost, že pokud se spolu s bránami použijí též antibrány, vytvoří to teorii strun s kladnou kosmologickou konstantou Λ , které jste si mohli na počátku této kapitoly všimnout na pravé straně Einsteinových rovnic gravitačního pole, a která je odpovědná za pozorovanou zrychlenou expanzi vesmíru, což se do té doby žádné strunové teorii nepodařilo.



Joseph Polchinski (1954)



Raphael Bousso (1972)

Protože nevíme, jak vypadá podklad M-teorie v podobě konkrétního tvaru C-Y variety, zabývají se strunoví teoretici prvními členy poruchového rozvoje strunové teorie podle počtu děr ve světoploše struny (vyšší členy v rozvoji odpovídají většímu počtu děr ve světoploše). Předpokládá se, že tento výpočet dá hodnoty blízké tomu, co by mohl poskytnout výpočet podle pravé M-teorie (pokud bychom znali přesný tvar C – Y variety). Pro uskutečnění takového výpočtu v 11-ti rozměrném prostoročase je potřeba provést volbu brán, na nichž jsou upevněny konce strun neboli provést volbu vakuového stavu. Panovala naděje, že se tak podaří nalézt nejnižší vakuový stav odpovídající základnímu stavu M-teorie (nejnižšímu energetickému stavu C-Y variety). Ukázalo se však, že existuje nekonečně mnoho tříd podkladových prostorů, které dávají možné bezrozporné volby a každá z těchto tříd přináší velký počet parametrů určujících rozměry a tvar podkladového prostoročasu – modulů.

Pro nalezení neznámé dynamiky M-teorie je zapotřebí nalézt mechanismus, který dává různé energie vakuovým stavům odpovídajícím různým hodnotám modulů. Zobrazení energetické funkce v závislosti na mnoha modulových parametrech se nazývá **krajinou** (landscape) **superstrunové teorie**.

Již ve druhé polovině 80. let minulého století byl vytvořen hrubý odhad počtu stabilních strunových vakuů v řádu 10^{1500} . Z tohoto prakticky nekonečného počtu možností lze kupř. ihned vyloučit ty C-Y variety, jež obsahují nesprávný počet děr různé dimenze. Počet rodin strunových vibrací (základních částic), je totiž dle strunové teorie roven polovině absolutní hodnoty Eulerovy charakteristiky (viz kap. 10) C-Y variety neboli polovině absolutní hodnoty rozdílu počtu netriviálních 3-cyklů a 2-cyklů v homologii variety (trojrozměrných a dvojrozměrných děr). Ještě obecněji řečeno se jedná o sumu dimenzí grup homologií variety (přičemž homologie liché dimenze se započítávají s opačným znaménkem), které lze hrubě nazývat „multirozměrnými dírami liché a sudé dimenze“. Empirické poznatky, že v přírodě se vyskytují 3 rodiny leptonů a kvarků, tak umožnily dosti dramaticky redukovat počet forem C-Y variety, jež zůstávaly nadále ve hře, neboť 3 generace získáme jedině z C-Y prostorů s Eulerovou charakteristikou +6, nebo -6. Počet takových prostorů zůstával přesto stále nepředstavitelně obrovský.

V roce 2003 našli fyzici Shamit Kachru, Sandip Trivedi a manželé Renata Kalloshová a Andrej Linde mechanismus, který dává různé hodnoty energií pro různé hodnoty modulů, což dovolí fixovat jejich hodnoty nalezením minima energie jako funkce modulů. Tento mechanismus byl nazván podle iniciál příjmení autorů **KKLT mechanismem**.



Shamit Kachru (1970)



Sandip Trivedi (1963)



Renata Kallosh (1943)



Andrej Dmitrievič Linde (1948)

Vyjdeme-li z C-Y variety, abychom kompaktifikovali šest z deseti prostorových rozměrů podkladu pro superstrunovou teorii, přidává KKLT mechanismus další vrstvy struktury zahrnující brány a toky. Tyto toky jsou vícedimenzionálním zobecněním magnetických polí ukotvených na topologii C-Y variety.

Uvedená práce je nesmírně komplikovaná dokonce i na poměry teorie strun. Bohužel i KKLT mechanismus dává modulům velmi rozsáhlý soubor hodnot, z nichž každá představuje lokální minimum, ve kterém mohla C-Y varieta kvantově zamrznout. Řádový odhad množství těchto stabilních vakuových stavů (možných vesmírů) nyní dělá 10^{1000} , což je stále ještě otřesně veliké číslo.

Výzkumy z posledních let naznačují, že snad bude možné z tohoto počtu kompaktifikací C-Y variety vyloučit tzv. **non kahlerovské kompaktifikace** (kompaktifikace neprobíhající v šesti-rozměrné tzv.

Kählerově varietě, jež tvoří spolu se čtyřrozměrným Minkowského prostoročasem desetirozměrný prostor teorie strun), čímž by se počet možných vakuí neuvěřitelně zredukoval na „pouhých“ 10^{500} .



Errich Kähler (1906 -2000)

Vybereme-li z tohoto souboru pouze ty stavy, jejichž vlastnosti souhlasí se současně známými experimentálními hodnotami různých fyzikálních parametrů našeho vesmíru, mělo by se podařit tento ohromný počet možných vakuí ještě dále snížit. Např. se předpokládá, že kosmologická konstanta by měla mít v každém z možných stavů vakua jinou hodnotu. Existence 10^{500} různých stabilních vakuí tak přirozeně vede k existenci 10^{500} různých hodnot kosmologické konstanty. Spektrum těchto hodnot je tedy diskrétní a teoretici jej proto nazývají **diskretum**. Drtivá většina těchto vakuí obsahuje zápornou kosmologickou konstantu, což je v příkrém rozporu s pozorováním současné zrychlené expanze prostoru. Pouze „malé množství“ různých stabilních vakuových stavů strunové teorie s kladnou kosmologickou konstantou by navíc mělo mít hodnotu kosmologické konstanty blízkou nule, jak to pozorujeme v našem vesmíru, a jak to také vyžaduje antropický princip.

Konfrontace M-teorie se známými hodnotami přírodních konstant našeho vesmíru by dle optimistických odhadů mohla nakonec zredukovat počet kandidátů na strunové vakuum našeho vesmíru až na nějakých 10^{100} různých možností. To je však stále příliš mnoho na to, aby byla M-teorie za současného stavu věcí schopna učinit jakoukoli předpověď týkající se konkrétního vesmíru. Zbývá zkrátka ještě příliš mnoho možných stavů (převyšují o mnoho řádů dokonce počet všech částic ve vesmíru) které povedou k nejednoznačným v předpovědích výsledku jakéhokoliv nového pozorování.

Na podzim roku 1997 publikoval mladý argentinský fyzik Juan Maldacena ohromující článek, ve kterém odhalil zcela nový typ duality, podle níž má strunová teorie svůj duální popis v řeči kalibrační teorie. Vzhledem ke skutečnosti, že strunová teorie je rovněž teorií gravitační interakce, je toto odhalení nesmírně významné. Dříve formulované kalibrační teorie totiž neobsahují gravitaci, existují pouze ve čtyřech prostoročasových dimenzích, a navíc jsou definovány na pozadí pevného prostoročasu, což bychom od teorie gravitačního pole rozhodně neočekávali.

Abychom si nastínili alespoň základní rysy Maldaceny myšlenky, musíme si nejprve povědět něco o tzv. **emergentních strunách**.



Alexandr Markovič Poljakov (1945)



Juan Martín Maldacena (1968)

Počátkem 19. století přišel Michael Faraday s představou siločar pole a považoval je za reálné objekty. Maxwell později interpretoval tyto siločáry jako pouhé pomocné objekty odvozené z rovnic

příslušných polí. V teorii strun však původní představa siločar polí jakožto reálných fyzikálních objektů zažívá překvapivou renesanci.

V desáté kapitole jsme si ukázali, že v supravodiči se siločáry magnetického pole stávají diskretními – každá siločára přenáší jen elementární kvantum magnetického toku. Podobná analogie aplikovaná na QCD vedla na počátku 70. let minulého století Holgera Nielsena k objevu strun. Zakladatelé teorie strun chápali siločáry jako fundamentální objekty kalibrační teorie, napnuté mezi příslušné náboje.

Tím byl formulován duální popis, kde siločáry můžeme chápat jako primární objekty a základní zákony předepisují, jakým způsobem se napínají a pohybují. Na druhé straně je možno považovat za primární příslušná pole, přičemž siločáry jsou jen jejich vhodnou vizualizací. Kvantová teorie připouští oba dva způsoby popisu.

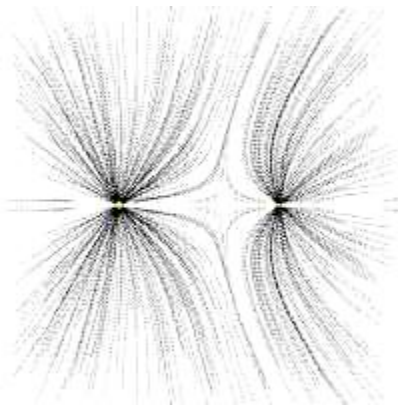
Jak ale mohou být siločáry makroskopických délek (u interakcí nekonečného dosahu) vytvořeny ze strun, jejichž rozměry se pohybují v řádu Planckovy délky? Tato schopnost je příkladem jevu zvaného **emergence**. Tímto pojmem se označuje vznik zcela nových a nečekaných vlastností velkých a složitých systémů. Frekvence kmitů makroskopické (např. kytarové) struny je typická emergentní vlastnost, protože je určena rychlostí šíření zvuku uvnitř struny. Metodami druhého kvantování lze však s každou vlnou asociovat novou částici. U zvukových vln uvnitř kytarové struny jsou to fonony, které přitom rozhodně nepatří mezi částice, z nichž se skládá materiál struny. Přesto má však fonon všechny atributy částice – hmotnost, hybnost, energii, Fonon patří mezi tzv. **emergentní částice**.

Něco podobného platí rovněž i pro kvantové struny – v důsledku jejich vzájemných interakcí se štěpí a zase spojuje ohromné množství strun najednou a je prakticky nemožné sledovat každou strunu zvlášť. Nezbyvá než k popisu použít nějakou jednodušší emergentní vlastnost velkého souboru strun, která nám umožní dobře popsat, co se děje.

A stane se něco opravdu pozoruhodného – stejně, jako se soubor nějakých částic může chovat jako úplně nová částice (např. fonon), může se i kolektivní soubor velkého množství strun projevat jako nový druh struny – v takovém případě hovoříme o **emergentní struně**.

Chování emergentních strun je přesně opačné než chování strun fundamentálních. Čím více spolu fundamentální struny interagují, tím méně mohou interagovat z nich složené struny emergentní. Přesněji řečeno, je-li pravděpodobnost interakce dvou fundamentálních strun úměrná vazbové konstantě g , pak pravděpodobnost interakce emergentních strun je $1/g$.

Ukazuje se, že působení fundamentálních a emergentních strun nelze vzájemně oddělit a celé schéma lze tedy otočit a prohlásit emergentní struny za fundamentální. Tato tzv. **S-dualita** dokázala spolu s T-dualitou vzájemně propojit 5 různých superstrunových teorií do jediné M-teorie.



Obr. 94: Elektrické siločáry jako příklad emergentních strun

Jelikož teorie strun může povstat ze siločar toku polí, a tyto siločáry se stávají fundamentálními objekty teorie, dalo by se říci, že siločáry jsou emergentními strunami. Významný ruský teoretik Alexandr Poljakov ukázal, že za jistých okolností by se emergentní struny spojené s kalibračními teoriemi skutečně mohly chovat jako fundamentální struny. Struny vzniklé z kalibračních polí mají při kvantověmechanickém popisu emergentní vlastnost, kterou lze v každém bodě struny popsat jedním číslem o fyzikálním rozměru délky. Toto číslo udává další souřadnici daného bodu struny v dodatečné dimenzi prostoru. Takováto kalibrační teorie by tedy mohla fungovat v prostoročase o 5 dimenzích. Poljakov tak formuloval dualitu mezi kalibrační teorií pole ve čtyřrozměrném prostoročase a teorií strun v pětirozměrném prostoročase.

Maldacena tuto ideu dále rozvinul a upřesnil. Zaměřil se na emergentní struny vznikající jako duální popis tzv. **maximální superteorie**, což je kalibrační teorie s nejvyšší možnou supersymetrií. Zjistil, že strunová teorie popisující příslušné emergentní struny je ve skutečnosti desetirozměrná supersymetrická teorie strun. Z devíti jejich prostorových dimenzí jich čtyři odpovídají Poljakovově konstrukci a jeví zápornou křivost, zbylých pět dimenzí má naopak křivost kladnou.

Maldacenaova teorie nebyla dosud rigorózně dokázána ve vší její obecnosti, přesto bylo shromážděno velké množství argumentů minimálně pro její aproximativní platnost. Například desetirozměrná teorie v nejhrušší aproximaci odpovídá zobecněné verzi OTR doplněné o supersymetrii. Je to dobře definovaná klasická teorie bez kvantových efektů, ve které se dají snadno provádět nejrůznější výpočty.

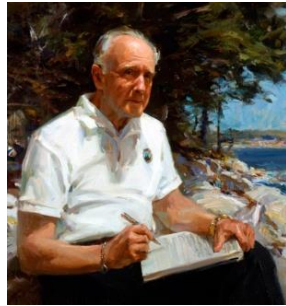
Nalezení rigorózního důkazu Maldaceny teorie by umožnilo získat přesný popis M-teorie překladem jakékoli otázky do jazyka maximální superteorie, o níž toho dnes víme mnohem víc, než o M-teorii. Nedávno bylo dokonce dosaženo velkého pokroku ve snaze přesně definovat tuto kalibrační teorii pomocí aproximativního postupu zvaného **kalibrační teorie na mříži**, o němž krátce pohovořím v 16. kapitole. Nalezení tohoto důkazu by jistě odstartovalo třetí superstrunovou revoluci, proto je jeho hledání pro současné strunové teoretiky zcela klíčovým úkolem.

Ačkoli je superstrunová teorie mnohými fyziky považována za nejnadějnějšího kandidáta na **úplnou unitární teorii pole**, sjednocující všechny 4 typy interakcí na toužebně očekávanou „teorii všeho“, řada fyziků zůstává k teorii superstrun zdrženlivější. Poukazují na nejednoznačnost jejich závěrů, neprůhlednost a přílišnou matematickou komplikovanost, především pak na obtížnost, ba nemožnost experimentálního ověření v dohledné budoucnosti.

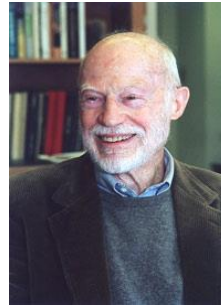
Teorie superstrun přes všechny své teoretické úspěchy vyžaduje příliš mnoho složitých předpokladů, jako jsou dodatečné rozměry a supersymetrie, pro které zatím neexistují žádné teoretické důvody ani observační podpora. Navíc, tato teorie neposkytuje příliš mnoho určitých a jednoznačných předpovědí pro budoucí experimenty.

13. Atomy prostoročasu

Na počátku 20. století položil Max Planck formální základy tzv. **kvantové geometrodynamiky**. Fyzikální disciplínou se však kvantová geometrodynamika stala až o mnoho desetiletí později, především zásluhou J.A.Wheelera, B.S.DeWitta a později i mnohých dalších.



John Archibald Wheeler (1911 – 2008)



Bryce Seligman DeWitt (1924 – 2004)

Ve 2. kapitole jsme viděli, že stlačíme-li těleso hmoty M pod jeho gravitační poloměr, prostoročas se okolo něho úplně uzavře a těleso obrazně řečeno vypadne ven z tohoto vesmíru. Zůstane po něm pouze prostoročasová trhlina o poloměru r_g – černá díra.

Představme si nyní modelovou situaci, kdy se budeme snažit neustále zvyšovat rozlišovací schopnost optického mikroskopu, abychom mohli sledovat stále jemnější prostorové detaily vzorku. Rozlišovací schopnost mikroskopu je rovna poloviční délce vln použitého záření, která souvisí s energií fotonů vztahem

$$\lambda = \frac{c \cdot h}{E}. \quad (13.1)$$

Jelikož energie závisí na hmotnosti částice Einsteinovým vztahem

$$E = M \cdot c^2, \quad (13.2)$$

máme

$$\lambda = \frac{h}{M \cdot c}. \quad (13.3)$$

Srovnáme-li tento vztah se vztahem pro gravitační průměr odvozeným ve druhé kapitole, dostáváme

$$\frac{4 \cdot G \cdot M}{c^2} = \frac{h}{M \cdot c}. \quad (13.4)$$

čili

$$M_h = \sqrt{\frac{c \cdot h}{4 \cdot G}} \approx 10^{-8} \text{ kg}. \quad (13.5)$$

což je tzv. **Planckova hmotnost**, udávající maximální hodnotu hmotnosti, jíž může elementární částice (jako je např. foton) dosáhnout.

Této hmotnosti odpovídá nejkratší vlnová délka λ_{\min} , jakou může foton získat a která představuje zároveň dvojnásobek nejkratšího prostorového intervalu, který lze fyzikálně rozlišit (zcela obdobným způsobem, jakým jsme v první kapitole začali časové intervaly udávat v metrech, je výše naznačeným způsobem umožněno udávat v jednotkách délky rovněž i hmotnost – hovoříme o tzv. **geometrodynamické hmotnosti**).

Tento interval, který nazýváme **Planckovou-Wheelerovou délkou**, fyzikálně reprezentuje elementární kvantum prostoru:

$$l_h = \frac{\lambda_{\min}}{2} = \sqrt{\frac{G \cdot h}{c^3}} \approx 10^{-35} \text{ m} . \quad (13.6)$$

Fyzikální význam konstanty l_h je následující: k rozlišení dvou blízkých bodů mikroskopem potřebujeme kratší vlnovlnu použitého záření, než je vzdálenost těchto bodů. Protože energie fotonu je

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} , \quad (13.7)$$

vyžaduje rozlišení velmi blízkých bodů značnou energii \sim hmotu, která je samozřejmě zdrojem zakřivení prostoročasu ve svém okolí. V okamžiku, kdy se půlvlnová délka použitého fotonu rovná geometrodynamické délce jeho hmotnosti, ocitnou se vlivem nárůstu křivosti prostoročasu oba pozorované body uvnitř **Schwarzschildovy sféry**.

Pokus o změření tak malých vzdáleností proto nemůže být úspěšný. Představa o spojitěm prostoročasovém kontinuu tak ztrácí smysl. Ukazuje se, že nemá smysl hovořit o prostorových intervalech kratších než l_h a rovněž o geometrodynamických časových intervalech kratších, než je tato délka. Doba, za kterou světlo překoná Planckovu-Wheelerovu délku, představuje nejkratší možný rozlišitelný časový interval, a nazývá se **Planckův-Wheelerův čas**:

$$t_h = \frac{l_h}{c} = \sqrt{\frac{G \cdot h}{c^5}} \approx 10^{-43} \text{ s} . \quad (13.8)$$

Tato veličina reprezentuje elementární kvantum času.

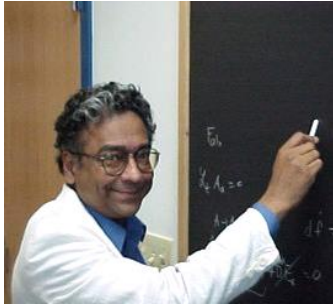
V měřítkách $\sim 10^{-10}$ m, s nimiž pracuje atomová fyzika, se pohybujeme v řádu $\sim 10^{25}$ Planckových délek. Dokonce i pro měřítko $\sim 10^{-15}$ m jaderné fyziky jsou planckovské rozměry stále ještě o 20 řádů menší, a tedy zcela zanedbatelné. Kdybychom zvětšili atom na velikost pozorovatelného vesmíru, byla by Planckova – Wheelerova délka srovnatelná s výškou člověka. Proto ve všech situacích, s nimiž se zatím setkáváme, můžeme prostoročas plným právem považovat za spojitě kontinuum.

V minulé kapitole jsme viděli, že strunová teorie pracuje s elementárními objekty – strunami a p-bránami – o rozměrech právě Planckovy-Wheelerovy délky.

Na počátku 80. let minulého století se Abhay Ashtekar – ředitel Střediska pro gravitační fyziku a geometrii na Pennsylvánské státní univerzitě, Ted Jacobson z Marylandské univerzity a Carlo Rovelli, působící na Marseilleské univerzitě, rozhodli znovu prověřit, zda není možné pomocí standardních metod souvisle spojit kvantovou mechaniku s obecnou teorií relativity. Věděli, že negativní výsledky ze 70. let mají důležitou mezeru. Při těchto výpočtech se předpokládalo, že geometrie prostoru je spojitá a hladká, bez ohledu na to, v jak malém rozměru ji zkoumáme – přesně tak se nahlíželo na hmotu, dokud nebyly objeveny atomy. Bylo zřejmé, že pokud je tento předpoklad nesprávný, nelze se spolehnout ani na staré výpočty.

Výše jmenovaní teoretici začali zkoumat, kterak provádět výpočty bez toho, aby předpokládali, že je prostor hladký a spojitý. Zásadně se snažili vyhnout všemu, co by se vymykalo experimentálně důkladně ověřeným principům obecné teorie relativity a kvantové teorie. Ve svých výpočtech se striktně drželi dvou základních principů obecné teorie relativity.

První z nich je známý jako nezávislost na pozadí. Tento princip říká, že geometrie časoprostoru není dána jednou provždy. Naopak, podle tohoto pravidla se vyvíjí a je dynamickou veličinou. K nalezení této geometrie je třeba vyřešit rovnice, které zahrnují všechny účinky hmoty a energie. Jak jsme se mohli přesvědčit v předchozím oddílu, teorie strun ve své dnešní podobě není zcela nezávislá na pozadí daném topologií podkladového prostoru se svinutými dimenzemi – C-Y variety.



Abhay Ashtekar (1949)



Theodore A. Jacobson (1954)



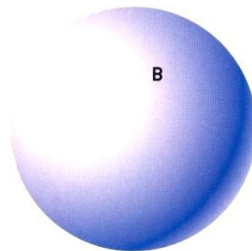
Carlo Rovelli (1956)

Druhý princip, známý pod názvem **invariance diffeomorfismu** se vztahuje k souřadnicím. K výpočtům v zakřiveném časoprostoru se používá systém souřadnic zobecněný na čtyři rozměry zakřiveného časoprostoru. Tento princip říká, že rovnice teorie jsou stejné v libovolném dobře se chovajícím systému souřadnic, který si vybereme. Jde o velice silný princip, který byl hlavním vodítkem Einsteinovi při jeho práci na vývoji obecné teorie relativity.

Pečlivým spojením těchto dvou principů za použití standardních metod kvantové mechaniky byl vyvinut matematický jazyk, který umožnil provést výpočty potřebné ke zjištění, zda je prostor spojitý či zda má diskrétní povahu. Tyto výpočty prozradily, že prostor je kvantován. Byly položeny základy nové teorie, jež byla nazvána **smyčkovou kvantovou gravitací** (LQG - loop quantum gravity).

Výpočty zopakovali mnozí fyzikové a matematici, kteří při tom použili řadu nejrůznějších metod. Během let se studium LQG stalo živým polem vědeckého výzkumu s přispěvateli z celého světa. Díky společnému úsilí byla získána důvěra v takový obraz časoprostoru, jaký bude popsán v následujících řádcích.

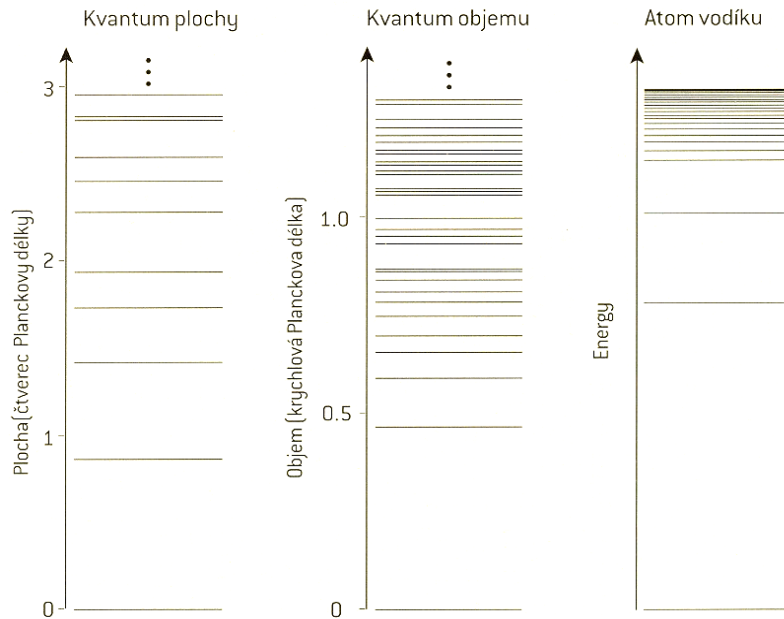
Teorie smyčkové kvantové gravitace je kvantovou teorií struktury časoprostoru v nejmenším měřítku jeho velikosti. Proto se pro její vysvětlení musíme zaměřit na to, co předvídá pro malou oblast nebo objem. Když se zabýváme kvantovou fyzikou, je nezbytné přesně specifikovat, jaké fyzikální veličiny se mají měřit. K tomuto účelu bereme v úvahu oblast, která je vyznačena svou hranicí B (viz obrázek 95). Tato hranice může mít materiální povahu, nebo může být určena samotnou geometrií časoprostoru, jako je tomu v případě horizontu černé díry.



Obr. 95: Hranice oblasti

Ústřední předpověď LOG teorie se vztahuje k objemům a plochám. Podle klasické nekvantové fyziky by mohl být objem vyjádřen libovolným kladným reálným číslem. Teorie LOG však říká, že existuje nenulový absolutní minimální objem cca. $l_p^3 = 10^{-135} \text{ m}^3$, a tento objem omezuje soubor větších objemů na diskrétní řadu čísel. Podle této teorie je tedy v každém krychlovém metru prostoru 10^{135} atomů objemu.

Podobně musí být plocha povrchu alespoň 10^{-70} m^2 (čtverec Planckovy délky), další plochy jsou pak jejím násobkem. Diskrétní spektrum povolených kvantových ploch a objemů (obr. 96 vlevo a uprostřed) je značně podobné diskrétním kvantovým energetickým hladinám atomu vodíku (obr. 96 vpravo).



Obr. 96: Kvantování plochy, objemu a energie

Z předchozí kapitoly víme, že někteří teoretičtí fyzici pracující v oblasti elementárních částic zkouší vyvíjet a zobecňovat standardní model, aby tak dostali „teorii všeho“ včetně gravitace – teorii strun. Stejně jako standardní kvantová teorie pole, se teorie strun odehrává na daném prostorovém pozadí, které má však ve všech variantách teorie více než čtyři rozměry. Relativisté se naopak snaží nejprve kvantovat samotnou obecnou teorii relativity. Zatímco teoretikové strun vyzbrojují prostor dodatečnými rozměry, aby získali konečné, dobře definované výsledky, tato skupina si z neúspěchu dosavadních snah o kvantování gravitace vyvodila jiné poučení. Podle nich by bylo rozštěpení prostoru na pevné pozadí a „dynamické vlnění“ vzhledem k obecné teorii relativity krokem zpět. Namísto toho se hledá kvantová teorie prostoru jako celku. Otázkou je, na jakém pozadí má být matematické lešení teorie vystavěno. Prvním návrhem byl již v šedesátých letech tzv. **superprostor** – prostor všech geometrií třírozměrného prostoru“ (J. Wheeler, B. DeWitt). Kvantová teorie by měla předpovědět rozložení pravděpodobnosti, kde se právě nachází v tomto abstraktním prostoru reálný prostor, v němž žijeme. To by vedlo k časovému vývoji vesmíru nebo nějakého jeho pod systému, např. galaxie, který by byl postížen jistým stupněm kvantové neurčitosti. Tak by se zároveň vytvořil most ke kvantové kosmologii. Bohužel je „superprostor trojrozměrných geometrií“ nekonečněrozměrná „obluda“, a proto se na této cestě daleko nedospělo.

Kvantová teorie gravitace založená na diskrétní povaze prostoročasu, vznikla a rozvíjela se od počátku 80. a let 20. století zásluhou práce A. Ashtekara L.Smolina, C. Rovelliho, J. Baeze, Ch. Ishama, M. Bojowalda a dalších průkopníků.



Lee Smolin (1955)



Martin Bojowald (1975)

Ústřední pilíř mostu mezi obecnou teorií relativity a kvantovou teorií položil Abhay Ashtekar v roce 1986. Byl inspirován článkem o pohybu elektronu v gravitačním poli, který napsal Amitabha Sen, tehdy student na Univerzitě v Chicagu.



John Carlos Baez (1961)



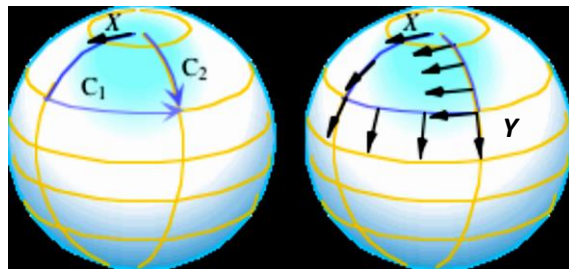
Christopher Isham (1966)



Amitabha Sen (1960)

Ashtekar vyvinul nový geometrický jazyk, v němž bylo možno Einsteinovy rovnice pole formulovat odlišným, avšak matematicky ekvivalentním způsobem. Tento matematický aparát brzy získal všeobecné uznání. S jeho pomocí zformulované rovnice elektroslabé interakce a silné jaderné interakce byly snadněji použitelné a rovnice gravitační interakce získaly příznivější tvar. Ashtekarův matematický aparát umožnil elegantním způsobem popsat body, oblasti, pohyb a síly bez dříve nezbytné metriky.

Matematici dobře vědí, že alternativou k uvažování o geometrii v jazyce polí křivosti v každém bodě prostoru je studium **holonomie** okolo smyček v prostoru. V zakřiveném prostoru si lze podél každé uzavřené smyčky přenést libovolný soubor vektorů, které během přenosu udržujeme kolineární s původními vektory. Po objetí smyčky je pro splynutí přenášených vektorů s původními obecně zapotřebí operace otočení, známá jako **holonomie smyčky**. Lze ji vypočítat pro každou smyčku v daném prostoru, čímž získáme tzv. **holonomii prostoru**.

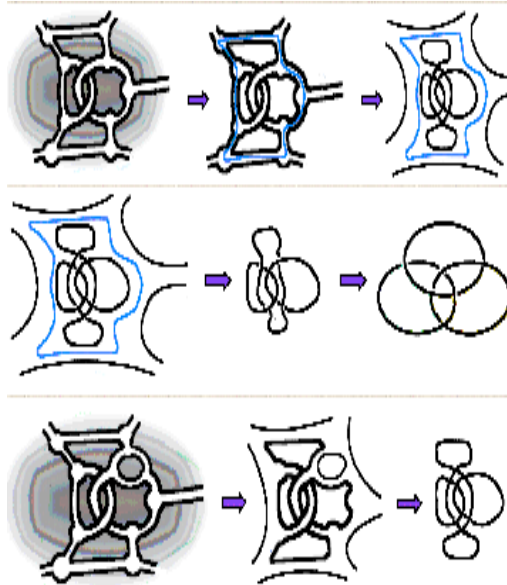


Obr. 97: Paralelní přenos vektoru podél uzavřené křivky v zakřiveném prostoru mění jeho orientaci

V zakřiveném prostoru (např. na kulové ploše) výsledek paralelního přenosu vektoru z daného bodu X do bodu Y závisí na cestě, po níž se přenos uskutečňuje. Tato tzv. **neintegrabilita afinní konexe** v zakřiveném prostoru způsobuje, že vektor přenesený paralelně podél uzavřené křivky C se po návratu zpět do výchozího bodu bude lišit od původního vektoru – viz obr. 97.

Po náročné a mravenčí práci byla Ashtekarova verze Einsteinových rovnic pole rozšířena takovým způsobem, že tyto rovnice bylo možno kvantovat. Rozhodující úlohu hrálo zejména průkopnické dílo Amerického teoretika Lee Smolina a italského fyzika Carla Rovelliho z let 1988 až 1990. Od roku 1992 začali oba autoři spolupracovat s Ashtekarem. Na této úrovni popisu již prostor nebyl homogenní, ale měl jemnozrnnou strukturu. Skládal se z malých kroužků a byl tvořen bezpočtem vzájemně propojených prstenců („smyček“) o průměru Planckovy délky.

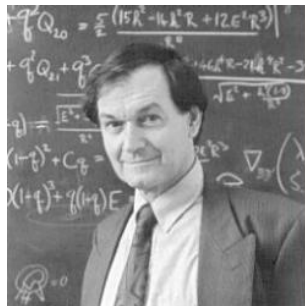
Klíčovým zdrojem inspirace byla tzv. **Willsonova smyčka** v mřížkové kalibrační teorii (lattice gauge theory) kvantové chromodynamiky, o níž budeme ještě hovořit v šestnácté kapitole. Tuto teorii nezávisle na sobě vypracovali americký fyzik Kenneth Wilson a ruský fyzik Alexander Poljakov.



Obr. 98: Grafy twistovaných pásů vnořených do S^3 topologie

Po měsících nadšení se ovšem objevilo postupné zklamání. Matematika začala být nejasná a ve výpočtech se znovu objevily nekonečné hodnoty některých veličin. Smyčky proto nelze považovat za fundamentální reprezentaci reality. Mohou být užitečným popisem, avšak nepodařilo se dosáhnout správných matematických základů. V teoretické fyzice často vyžaduje měnící se paradigma nové matematické nástroje. Newtonova mechanika a teorie gravitace potřebovala diferenciální a integrální počet, Maxwellova elektrodynamika potřebovala parciální diferenciální rovnice, Einsteinova obecná teorie relativity potřebovala diferenciální geometrii a kvantová mechanika potřebovala operátorovou algebru na Hilbertových prostorech.

Abhay Ashtekar proto nejdříve formuloval zcela novou třídu proměnných, pomocí nichž vyjádřil metriku 3-rozměrného prostoru v rámci formalismu $SU(2)$ (nebo $SO(3)$) symetrií kalibračního pole. Jeho spolupracovníci pak ukázali, že Hilbertův prostor kvantovaného $SU(2)$ kalibračního pole lze generovat tzv. **spinovými sítěmi**, vycházejícími z **twistorové teorie** kterou navrhl nezávisle na Ashtekarově práci již o desetiletí dříve R. Penrose.



Sir Roger Penrose (1931)

Fyzikálně znamená výběr určitých proměnných pouze volbu jedné z mnoha možností (srovnatelnou s užitím různých soustav jednotek nebo různých souřadnic). Ale při výpočtu to působilo takové zjednodušení, že se během minulých desetiletí podařilo redukovat nekonečné rozměry a sestavit formálně konzistentní kvantovou teorii trojrozměrných geometrií. Je to kvantová teorie na varietě, která však (na rozdíl od komplikované C-Y variety teorie strun, s jejíž přesnou znalostí, resp. neznalostí celá teorie strun stojí a padá) představuje hladký souvislý útvar, původně bez metriky, takže pojem vzdálenosti dvou bodů zde neexistuje a priori. Vzdálenost, obsah, objem, jsou zde spíše dynamické veličiny teorie, která předpovídá, s jakou pravděpodobností tyto veličiny nabývají jistých hodnot.

Skutečně se podařilo zkonstruovat kvantový operátor objemu a obsahu, a důsledky jsou nedozírné. Teorie předpovídá, že možné hodnoty obsahu a objemu jsou v měřítku Planckovy délky diskrétní. Tak se dostáváme od obecné teorie relativity, již se řídí pohyb galaxií, k výpovědi o nejmenších možných velikostech. Jako jiné kvantové teorie pole generují diskrétní kvanta (elementární částice), v kvantové teorii gravitace generuje prostor, který byl dříve pokládán za spojitý, svá vlastní „kvanta prostoru“ na abstraktní, hladké varietě bez metrické struktury. Hovoříme proto o tzv. **kvantové pění**. Tento výsledek může mít velký význam i pro jiné kvantové teorie pole, ačkoliv vychází z kvantování samotné obecné teorie relativity. Energie libovolných kvant je totiž nepřímo úměrná vlnové délce příslušného vlnového balíčku.

Nemohou-li být vlnové délky menší než určitá dolní mez, protože kratší délka jednoduše neexistuje, pak je energie omezena shora a kvanta s nekonečnou energií jsou předem vyloučena. Přestože problém odstranění těchto kvant byl většinou řešitelný i v jiných teoriích, vyžádal si matematicky ne zcela regulerní dodatečnou úpravu teorie – renormalizaci.

V dalších pěti obtížných letech Ashtekar se svými spolupracovníky Jerzym Lewandowskim, Johnem Baezem, Chrisem Ishamem, Thomasem Thiemannem a dalšími, společně vytvořili nástroje pro kvantovou geometrii, v níž důležitou roli sehrává **teorie uzlů** (knot theory). Hlavními pojmy jsou spinové sítě a grafy, jako spoje a průsečíky smyček, a spiny, které představují typ a počet těchto spojů. Ashtekarovi a jeho kolegům se podařilo odstranit nepřijemná nekonečna. Vzniklý matematický formalismus je natolik účinný, že jej lze použít nejen v obecné teorii relativity, ale také v teorii supergravitace. Podle Rovelliho se tak podařilo dosáhnout prvního úspěšného spojení obecné teorie relativity a kvantové teorie.



Jerzy Lewandowski (1948)



Thomas Thiemann (1967)

Nejobvyklejší a nepřímochařejší způsob přechodu od klasické teorie k teorii kvantové je **metoda kanonického kvantování**. Použitím této metody na mechaniku hmotných částic vzniká kvantová mechanika. Při takovém kvantování (nazývaném někdy „**prvotní**“) se hmotným částicím přiřazují vlny pravděpodobnosti tvořící pole. Při použití kanonické metody na fyzikální pole (popř. mechaniku kontinua) se naopak objevují částice jako kvanta excitací těchto soustav – ať již se jedná o emergentní částice (kvazičástice, jako např. fonony) existující jen na pozadí mechanického kontinua, nebo především o reálné částice (jako jsou fotony, elektrony apod.) existující na pozadí „vakua“ příslušných polí. Tato metoda se označuje jako **druhotné kvantování**.

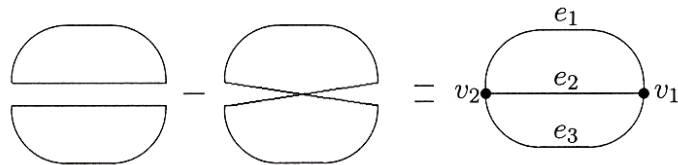
Při kvantování fyzikálního pole se zpravidla rovnice pole převedou na vlnovou rovnici, takže pole (v nějaké konečné oblasti prostoru) může být vyjádřeno jako **superpozice rovinných vln**; tím je pole popsáno diskrétní řadou proměnných – amplitud a frekvencí vln. Na základě těchto amplitud se definují kanonické proměnné pole – souřadnice q_A a hybnosti p_A , pomocí nichž se vyjádří celková energie jako suma nezávislých členů tvaru jednorozměrného harmonického oscilátoru odpovídajícího jednotlivým vlnám s příslušnými vlnovými vektory a polarizacemi (spiny). Tento přístup vede k **diskrétním** energetickým úrovním pole $E_n = (n + 1/2)hf$ obdobným způsobem, jak jsme tomu byli svědky ve 3 kapitole.

Použití této kanonické metody kvantování na elektromagnetické pole je všeobecně známé (kvantová elektrodynamika) a vede k představě volného elektromagnetického pole jako souboru *fotonů*, z nichž každý má energii hf a hybnost $\mathbf{n} \cdot hf/c$. Analogický postup kvantování pro slabé gravitační pole v rámci linearizované teorie, provedený v letech 1930-36, vede k existenci *gravitonů* jako kvant gravitačního

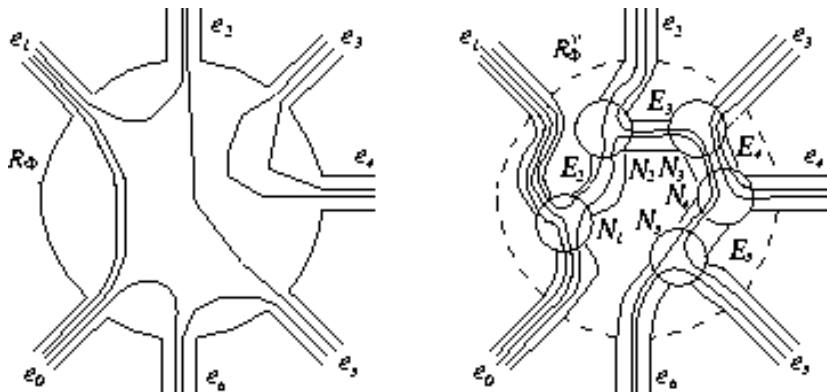
pole. Gravitony jsou částice s nulovou klidovou hmotností a *spinem 2*, které jsou příčně polarizovány (realizují se pouze maximální spinové hodnoty $+2$ a -2). Pro obecný případ nelineární tenzorové teorie pak bylo kvantování rozpracováno Diracem.

Bylo vyvinuto několik variant kanonického kvantování gravitačního pole. Tyto modifikace se liší jednak způsobem zavedení času (jako čas se bere buď přímo souřadnice x^0 , nebo čas vzhledem k určitém nerotujícím „normálním“ vztažným soustavám), jednak volbou a vztahy mezi souřadnicemi a hybnostmi.

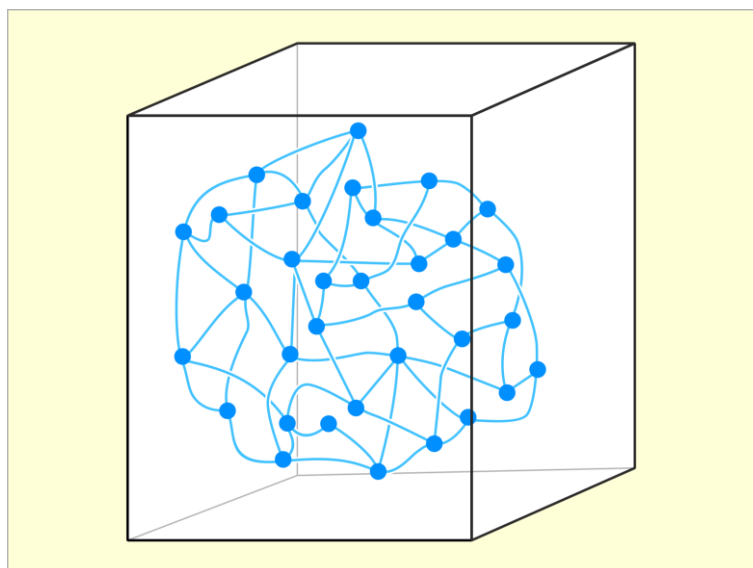
V duchu OTR kvantuje tato procedura zároveň s gravitačním polem i geometrii prostoru. Spinovou síť pak rozumíme síť, na které je definovaný stavový funkcionál. Obr. 99 znázorňuje nejjednodušší případ tvorby spinové sítě.

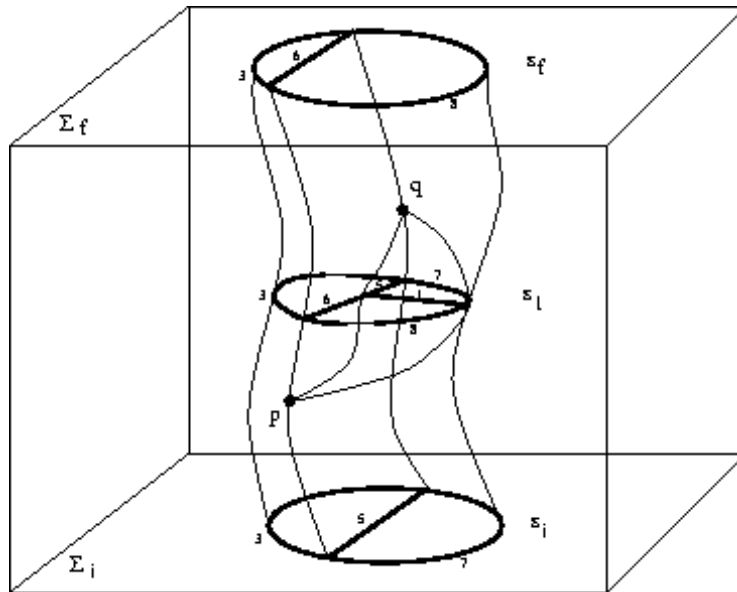


Obr. 99: Vytvoření sítě ze dvou smyček a osmičky. Výsledná síť má dva uzly v_i a tři hrany e_i



Obr. 100: Konstrukce virtuálních uzlů a virtuálních spojení mezi n -mocnými uzly, tvořících „barevnou“ spinovou síť. Rozdílné uzlové rozklady dávají odlišné ortogonální báze

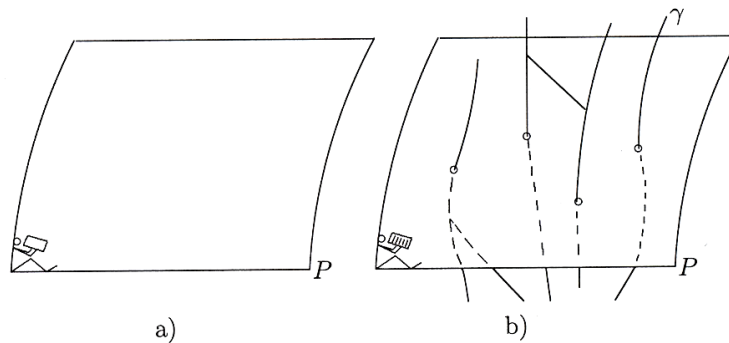




Obr. 101: Obsah plochy je ve smyčkové kvantové gravitaci určen spojením topologické kvantové teorie pole s Crane-Yetterovým difeomorfně invariantním modelem kvantové teorie pole.

Základní veličiny jsou v kvantové mechanice reprezentovány kvantovými operátory. Konstrukce operátoru délky je v rámci LQG také možná. Takové kvantování geometrie vede k tomu, že varieta Σ má význam pouze pomocné konstrukce, nikoliv fyzikálního prostoru.

Teprve tehdy, když známe stav gravitačního pole ve tvaru superpozice funkcí spinových sítí, nabude oblast G vlastní obsah plochy. Obr. 102 znázorňuje mechanismus vzniku plošného obsahu pro případ jednoho bazového stavového vektoru.



Obr. 102: a) Plocha P s operátorem plošného obsahu.

b) Operátor počítá průnik grafů γ s plochou P .

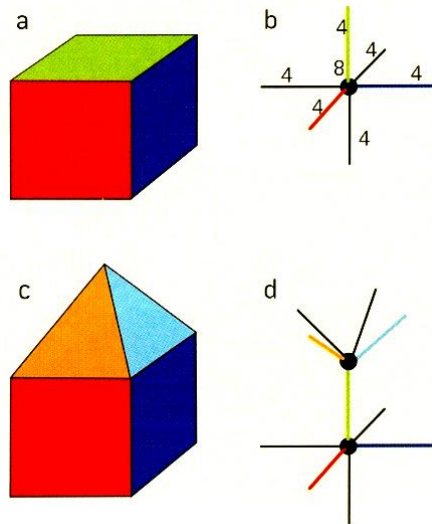
Ploše P ve varietě Σ je přiřazen operátor, který „umí počítat“. Když je stav gravitačního pole zadán funkcionalém na základě jednoho grafu, operátor sčítá příspěvky jednotlivých křivek, které protínají plochu P . Z teorie vyplývá, že příspěvky jsou úměrné

$$l_P^2 \sqrt{j_i \left(j_i + \frac{1}{2} \right)}, \quad (13.9)$$

kde j_i je 1/2 počtu jednotlivých smyček podél i -té křivky. V případě objemu oblasti R se skládá očekávaná hodnota z příspěvků uzlů sítě uvnitř R .

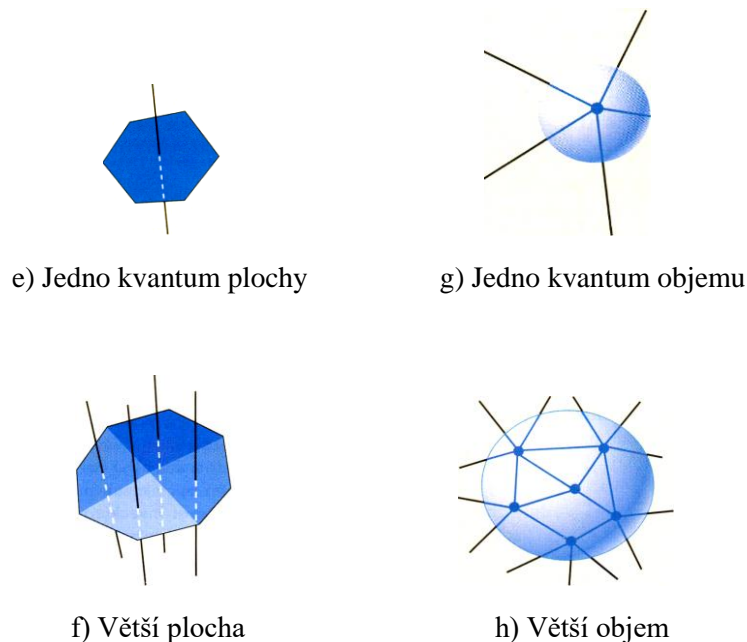
Nejdůležitějším výsledkem je, že geometrie je diskrétní v měřítku Planckovy délky a Planckova času – v teorii existují jakési **atomy prostoročasu**.

Diagramy zvané spinové sítě, se využívají ke znázornění kvantových stavů prostoru v nepatrném měřítku. Některé z těchto diagramů odpovídají objemům mnohostěnů. Například krychle (a) na obr. 103 sestává z objemu uzavřeného šesti čtvercovými stěnami. Příslušná spinová síť (b) obsahuje tečku neboli uzel, který představuje objem, a šest čar, které představují příslušných šest stěn. Úplná spinová síť má u uzlu číslo, které udává objem krychle, a číslo u každé čáry udává plochu odpovídající stěny (c). Na našem obrázku činí objem uzlu 8 krychlových Planckových délek a plocha každé z šesti stěn činí čtyři čtvereční Planckovy délky. Pravidla LQG omezují povolené objemy a plochy na specifická množství – na čarách a uzlech jsou povoleny jen určité kombinace čísel.



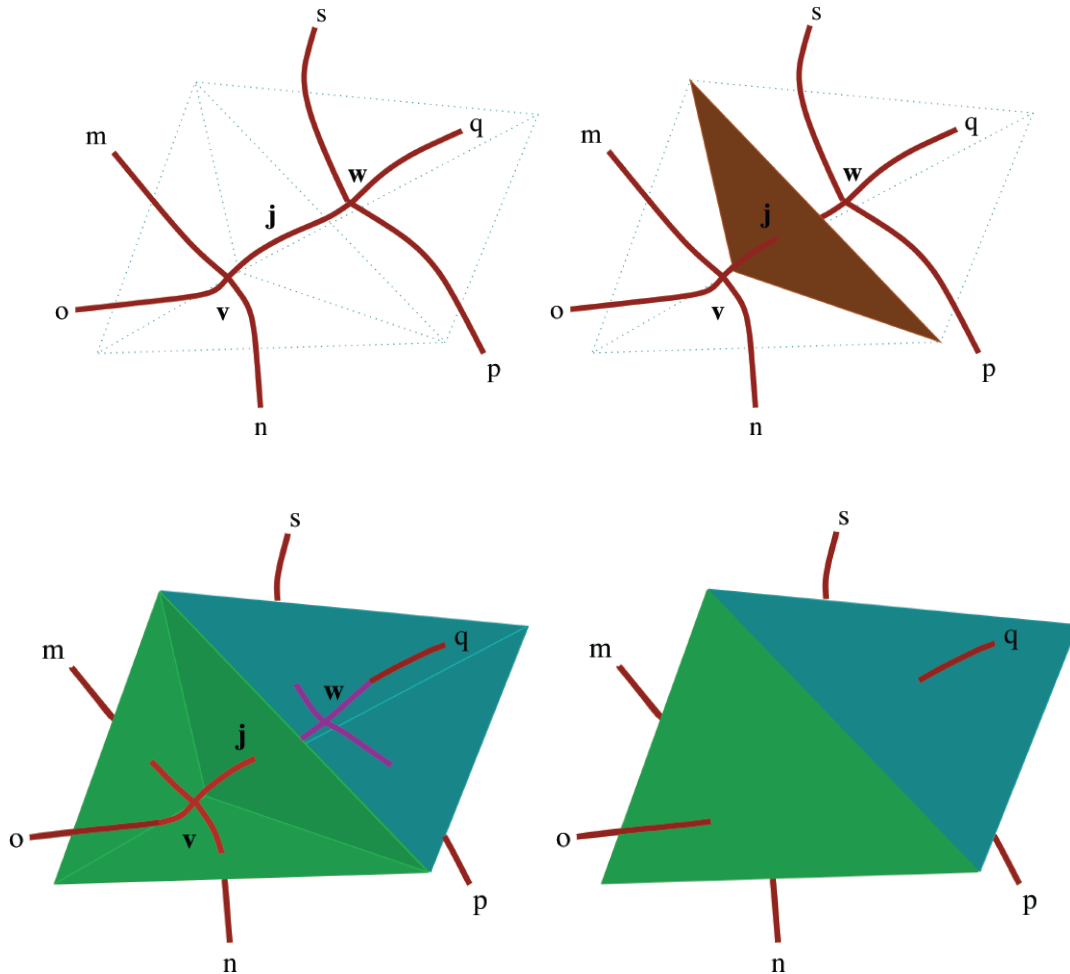
Obr. 103: Vznik objemu v kvantové geometrii

V případě jehlanu usazeného na horní stěně krychle by čára reprezentující tuto plochu ve spinové síti spojovala uzel krychle s uzlem jehlanu (d). Čáry odpovídající čtyřem volným stěnám jehlanu a pěti volným stěnám krychle by vycházely z příslušných uzlů.



Obr. 104: Vznik obsahu a objemu v kvantové geometrii

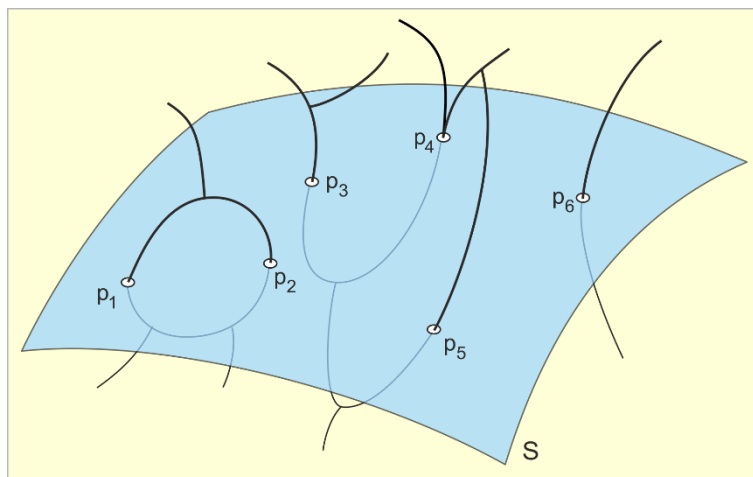
Obecně je ve spinové síti jedno kvantum plochy znázorněno jedinou čarou (e), zatímco plochu složenou z mnoha kvant představuje mnoho čar (j). Podobně je jediné kvantum objemu znázorněno jediným uzlem (g), zatímco většímu objemu odpovídá více uzlů (h).



Obr. 105: Kvantování obsahu

Spinová síť je tedy množina vrcholů (bodů) spolu se spojnicemi (hranami), které jsou označeny nějakou ireducibilní reprezentací grupy – v tomto případě $SU(2)$ – a ve vrcholech jsou spojeny pomocí nějakých singletů $SU(2)$. Tato „kostra“, vnořená do časoprostoru (avšak potenciálně existující nezávisle na něm), slouží jako model časoprostoru, který se tímto stává diskretním. Například dvourozměrný povrch nějaké plochy je koncentrován v průsečících této plochy s hranami spinové sítě, a každý průsečík zhruba řečeno přispívá celočíselným násobkem (přesněji $\sqrt{j(j+1)}$ - násobkem) renormalizované Planckovy plochy.

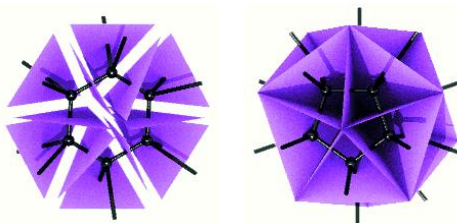
Obsah dvojrozměrné plochy S jakožto útvaru v třírozměrné varietě není předem definován. Fyzikální stav gravitačního pole je charakterizován spinovou sítí. Obsah plochy je určen stavem jako součet určitých výrazů, které jsou v tomto stavu přiřazeny hranám, přes všechny průsečíky hran sítě s danou plochou (na obrázku 106 jsou to průsečíky p_1, \dots, p_6). V jiném stavu mohou být síť, jí přiřazená čísla, počet průsečíků, a tedy i plošný obsah úplně jiné.



Obr. 106: Kvantování obsahu

Pokud by byla geometrie časoprostoru spojitá, mělo by být výsledkem měření objemu jakkoli malé či velké oblasti kladné reálné číslo, které by se mohlo zcela libovolně přibližovat nulovému objemu. Je-li však geometrie zrnitá (diskrétní), pak by se měl výsledek měření skládat jen z diskrétní sady čísel a nemůže nabýt menší hodnoty, než jakou má nejmenší možný objem. Tato otázka je podobná otázce, jakou energii mají elektrony, které obíhají kolem atomového jádra. Klasická mechanika předpokládá, že elektron může nabývat libovolných hodnot energie. Naproti tomu kvantová mechanika připouští výskyt jen určitých hodnot energie (energie mezi těmito hodnotami jsou zakázány) – viz obr. 96. Rozdíl je stejný jako mezi měřením něčeho, co spojitě plyne, jako voda v pojetí 19. století, a něčím, co se dá počítat, jako jsou molekuly v této vodě.

Protože podle teorie LQG je i prostor složen z podobných „atomů“, existuje jen omezený soubor čísel, která můžeme při měření objemu získat. Objem tak přichází v přesně vymezených kvantech, vyskytuje se jen ve specifických kvantovaných jednotkách plochy a objemu.



Obr. 107: Kvantování objemu

Jak ale tyto kvantové stavy plochy a objemu vlastně vypadají? LQG na tuto otázku nedává jednoduchou odpověď. Můžeme nakreslit grafy, které matematicky reprezentují kvantové stavy objemu a plochy. Abychom viděli, jak tyto diagramy fungují, představme si, že máme kus prostoru ve tvaru krychle na obrázku 103. V našem obrázku jsme znázornili takovou krychli jako tečku s šesti vyčnívajícími čarami, které představují šest stěn krychle. K tečce potřebujeme připsat číslo, abychom upřesnili množství objemu, a na každou čáru napíšeme číslo, kterým specifikueme velikost plochy, kterou daná čára představuje.

V dalším kroku předpokládejme, že na vrchní stěnu krychle postavíme čtyřboký jehlan, tedy útvar ve tvaru pyramidy. Tyto dva mnohostěny, sdílející společnou stěnu, budou vyznačeny jako dvě tečky (dva objemy) spojené jednou z čar (společnou stěnou obou útvarů). Krychle má pět dalších stěn (dalších 5 vycházejících čar) a jehlanu zbývají ještě čtyři další stěny (další 4 vycházející čáry). Je zřejmé, o co složitější diagram bychom dostali, kdybychom ve svém příkladu pracovali i s jinými mnohostěny, než jen s krychlemi a jehlany, přičemž každý objem by se stal bodem neboli uzlem a každá stěna povrchu mnohostěnu by byla znázorněna čarou, přičemž by tyto čáry spojovaly body

stejně, jako společné stěny spojují mnohostěny v prostoru. Matematici nazývají takové diagramy **uzlovými grafy**.

Matematika, popisující kvantové stavy objemu a plochy, (**teorie uzlových grafů**, s níž jsme se již setkali v kapitole 10 věnované topologii) poskytuje soubor pravidel, která říkají, jak mohou být uzly a hrany spojené a jaká čísla jim lze v diagramu připsávat. Každý kvantový stav odpovídá jednomu diagramu a každý stav, který se řídí příslušnými pravidly, odpovídá jednomu kvantovému stavu. Teorie uzlových grafů je pohodlným zkráceným zápisem pro všechny možné kvantové stavy prostoru.

Uzlové grafy, reprezentující spinové sítě, jsou fundamentálnějším pojmem než mnohostěny: každé uspořádání mnohostěnů může být znázorněno ve spinové síti, ale platné spinové sítě představují též kombinace objemů a ploch, které nemohou být zakresleny jako mnohostěny. Takové spinové sítě bychom mohli najít v prostoru zakřiveném silným gravitačním polem, nebo v rámci kvantových fluktuací geometrie prostoru v Planckově měřítku, o nichž budeme hovořit ihned v následující kapitole. Zvláště proto, že některé uzlové grafy jsou pospojovány podivným způsobem, který nemůže být snadno převeden do úhledného obrázku s mnohostěny. Kupříkladu v zakřiveném prostoru nám v žádném obrázku nebudou mnohostěny na sebe přesně navazovat, ale uzlový graf můžeme stále snadno nakreslit. Můžeme vzít uzlový graf a z něho spočítat, nakolik je prostor zakřiven. A protože právě zakřivení prostoru je tím, co vytváří gravitaci, formují uzlové grafy samotnou teorii gravitace.

Pro jednoduchost si často kreslíme uzlové grafy ve dvou rozměrech, ale je lepší si je představit v trojrozměrném prostoru, neboť právě ten znázorňují. Zde však na nás číhá koncepční past: hrany a uzly grafu nežijí v určitých místech prostoru. Každý graf je definován jen způsobem, jakým jsou jeho prvky pospojovány a jaký vztah mají k dobře definovaným hranicím, jako například k hranici B z obrázku 95. Spojitý trojrozměrný prostor, který v našich představách grafy vyplňují, jako samostatná entita *neexistuje*. Vše, co existuje, jsou spojnice a uzly grafu, ty *jsou prostorem* a způsob, jakým se spojují, definuje jeho geometrii.

Právě těmto grafům říkáme spinové sítě, protože velké množství z nich se vztahuje k veličině zvané spin. Znamý britský matematický fyzik Sir Roger Penrose z Oxfordské univerzity na počátku 60. let jako první vyslovil domněnku, že by spinové sítě mohly hrát roli v teoriích kvantové gravitace. V roce 1994 se ukázalo, že přesné výpočty jeho intuici potvrzují.

Jednotlivé uzly a hrany diagramů představují extrémně malé oblasti prostoru: uzel obvykle zaujímá krychli o jednom Planckově objemu, jejíž hranou je ploška o obsahu jedné čtvereční Planckovy délky. V zásadě však neexistuje žádné omezení pro velikost a složitost spinových sítí. Kdybychom mohli nakreslit podrobný obrázek kvantového stavu našeho vesmíru, tedy geometrii jeho prostoru, jak je zakřivená a deformovaná gravitací galaxií, černých děr a všeho ostatního, dostali bychom obrovskou spinovou síť nepředstavitelné složitosti, která by obsahovala asi 10^{185} uzlů.

Spinové sítě popisují geometrii prostoru. Ale co se vši hmotou a energií, která se v tomto prostoru nachází? Jak znázorníme částice a pole zaujímající polohy a oblasti v prostoru? Částice odpovídají určitým typům uzlů. Částice a pole pohybující se prostorem znázorňujeme těmito uzly, které se diskretními kroky přemísťují v grafech. Blíže se s touto problematikou seznámíme ve 25. kapitole.

Matematika vytvořená speciálně pro tento účel umožňuje nahlédnout za scénu téměř všech jevů ve vesmíru a může objasnit samotné základy naší reality. Pomocí smyčkové kvantové gravitace se Ashtekar přiblížil k naplnění Einsteinova snu a snad také k zodpovězení základních otázek fyziky, které se týkají záhad velkého třesku a černých děr.

Kvantová gravitace přináší další revoluční pohled na vesmír: prostoročas je kvantován podobně jako hmota. Otázka, proč se žádný objekt nemůže vtěsnat do polovičního objemu, než jaký má nejmenší buňka prostoru, z pohledu těchto „prostorových atomů“ ztrácí význam. Prostor a čas nejsou zcela fundamentálními entitami, ale jsou složeny ze základnějších struktur. Ashtekar přirovnává spinové sítě, matematicky popsané jako grafy, ke stavebnici z jednorozměrných vláken podobných

polymerům. Pokud bychom mohli přírodu pozorovat s největším možným rozlišením, prostor a čas by se rozpustil a vystoupila by spinová síť, přesněji řečeno kvantově mechanické superpozice všech možných konfigurací těchto entit. Mezi těmito grafy je „prázdná“. Spinové sítě neexistují v nějakém prostoru, ale samy prostor vytvářejí. Nejsou ničím jiným než abstraktně definovanými vztahy, které určují, jak se spojují hrany dohromady a jak se vzájemně protínají.

Na jediné stránce této knihy by se mělo protínat 10^{68} kvantových vláken. Koncové body těchto otevřených grafů představují fermiony (tedy kvarky a leptony), z nichž je složena veškerá hmota, a Higgsovy bosony, které hmotě dávají její hmotnost. Bosony, které zprostředkovávají silové interakce mezi fermiony, jako fotony, vektorové bosony W a Z, gluony a gravitony, jsou projevem určitých excitovaných stavů spinové sítě, jako jsou změny „barvy“ nebo váhy hran grafů.

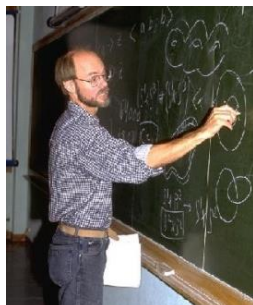
Podle Ashtekara něco představuje geometrii a něco jiného představuje pole. Hmota může existovat pouze tam, kde je geometrie excitována. Gravitony a další bosony nejsou fundamentálními entitami, ale pouze produktem spinových sítí. Naše obvyklá představa kauzality nemá ve spinových sítích žádný smysl. Dokonce i čas je důsledkem variací excitovaných stavů a spojnic ve spinových sítích. V jistém smyslu je tedy čas stejnou iluzí jako prostor. Celá říše reality pochází ze superpozic fluktuujícího pletiva spinových sítí na submikroskopické úrovni. My sami a vše co víme, jsme pouhými obrazci ve spinových sítích.

Další jednotící myšlenkou je zdůraznění významu kauzality. Nejenže prostorčasová geometrie OTR určuje kauzální vztahy, platí to i naopak – kauzální vztahy mohou určovat geometrii prostorčasu, neboť většinu informací potřebných k rekonstrukci geometrie lze odvodit ze znalosti šíření světla. V dnešní době většina odborníků pracujících v oboru kvantové gravitace věří, že sama kauzalita je fundamentální vlastnost, a to i tehdy, kdy už pojem klasického prostoru ztrácí smysl. Všechny zatím nejúspěšnější přístupy ke kvantové gravitaci proto kombinují 3 základní principy: prostor je emergentní, jeho primární struktura je diskretní a pro hlubší popis je klíčová kauzalita.

Se zatím nejúspěšnějším modelem tohoto typu přišli Renata Loll a Jan Ambjorn – nazvali jej **kauzální dynamickou triangulací**. Základní kauzální procesy jsou zde reprezentovány jednoduchými stavebními bloky, připomínajícími kostičky dětské stavebnice. Geometrie prostorčasu pak vzniká seskupováním velkého množství těchto nepatrných dílků, z nichž každý představuje jeden elementární kauzální děj. Existuje přitom jen pár jednoduchých pravidel, podle nichž lze stavební bloky vrstvit na sebe a také jednoduchý vzorec, kterým lze následně určit kvantověmechanickou pravděpodobnost vzniklého modelu kvantovaného prostorčasu. Autorům se podařilo prokázat, že uvedený požadově nezávislý model kvantové gravitace generuje klasický prostorčas se třemi prostorovými a jednou časovou dimenzí, který se vynoří z čistě kvantového světa s diskretní, avšak kauzální povahou. Ba co víc, podařilo se dokázat, že vypustíme-li předpoklad o mikroskopické platnosti kauzality, žádná klasická geometrie nevznikne.



Renate Loll (1962)



Jan Ambjorn (1964)



Thomas Thiemann (1968)

Podle obecné teorie relativity se geometrie prostoru mění v čase. Záhyby a křivky prostoru se mění podle toho, jak se hmota a energie pohybuje, a samotným prostorem mohou procházet vlny stejně jako po hladině jezera. V LQG jsou tyto děje znázorněny změnami v uzlových grafech. Vyvíjejí se v čase řadou určitých „pohybů“, při kterých se mění propojenost samotných grafů.

Když fyzici popisují jev v pojmech kvantové mechaniky, počítají pravděpodobnosti různých dějů. Fyzika LQG postupuje stejně, ať už jde o částice a pole pohybující se ve spinových sítích nebo o samotnou geometrii prostoru která se mění v čase. Thomas Thiemann z Perimeter Institute for Theoretical Physics ve Waterloo v Ontariu odvodil přesné kvantové pravděpodobnosti pro pohyby spinové sítě. Těmito pravděpodobnostmi je teorie zcela specifikována: máme k dispozici dobře definovaný postup výpočtu pravděpodobnosti jakéhokoli děje, ke kterému může dojít ve světě řídicím se pravidly této teorie.

Jak víme, Einsteinova speciální a obecná teorie relativity spojují prostor a čas do jediného celku, zvaného prostoročas. Spinové sítě, které v teorii LQG představují prostor, se představě prostoročasu přizpůsobují přeměnou na tzv. **spinovou pěnu**. Přidáním dalšího rozměru – času – hrany spinových sítí narostou do podoby dvojrozměrných povrchů, zatímco uzly se změní v hrany (viz obr. 107). Přechody, kde se spinové sítě mění, jsou nyní znázorněny uzly, kde se hrany stýkají v pění. Pěnový model časoprostoru navrhli poprvé Carlo Rovelli, Mike Reisenberger (Univerzita v Montevideu), John Barrett z Univerzity v Nottinghamu, Louis Crane z Kansaské státní univerzity, John Baez z Kalifornské univerzity a Fotini Makropoulou (Perimeter Theoretical Physics Institute).



Michael Reisenberger (1969)



John W. Barrett (1970)

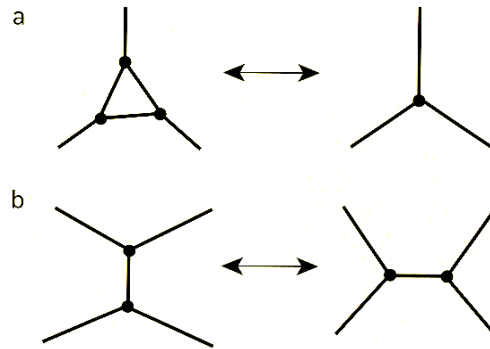


Louis Crane (1960)



Fotini G. Markopoulou-Kalamara (1971)

V časoprostorovém vnímání světa se momentka určitého času podobá řezu časoprostorem. Takovým řezem spinovou pěnou získáme spinovou síť – obr. 108. Protože je prostor definován jako diskrétní geometrie spinové sítě, je čas určen sledem vymezených pohybů, které představují síť, jak je ukázáno na obrázcích 109, 110. Tímto způsobem se čas také stává diskrétní veličinou.

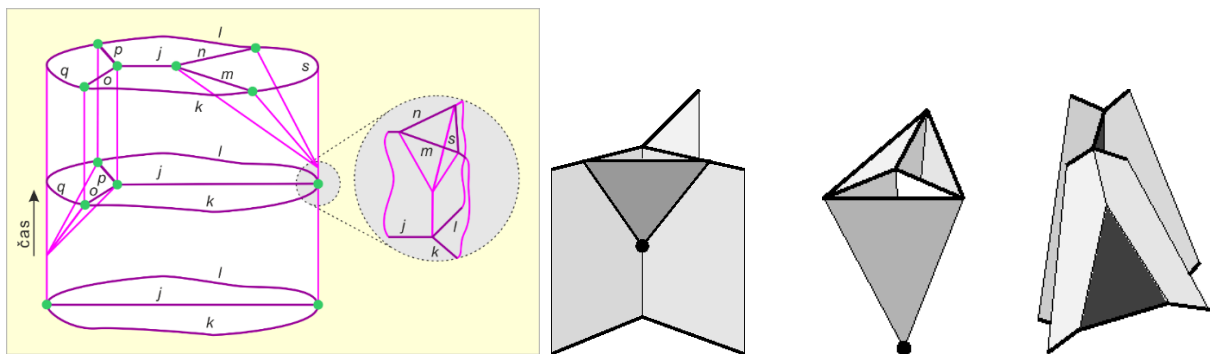


Obr. 108: Dynamika spinové sítě

Změny v podobě prostoru, které nastávají například při průchodu hmoty nebo energie a s tím spojeném vysílání gravitačních vln, jsou znázorněny diskrétními změnami uspořádání nebo pohyby spinové sítě.

V případě (a) na obr. 108 se propojená skupina tří objemových kvant slévá v jediné kvantum objemu; může nastat i opačný děj. V případě (b) se dva objemy v prostoru oddělí a nadále jsou spojeny jiným způsobem. V případě mnohostěnů by se dva mnohostěny nejprve spojily splynutím jedné stěny, aby se vzniklý útvar později znovu rozdělil, přičemž rovina štěpení by se nacházela jinde než rovina, ve které splynuly stěny původních dvou mnohostěnů. K takovým pohybům ve spinové síti dochází nejen při velkorozměrových změnách v geometrii prostoru, ale také při kvantových fluktuacích v Planckově měřítku – viz následující kapitola.

Provedeme-li v nějakém časovém okamžiku řez spinovou pěnou, získáme opět spinovou síť; řada řezů v různých okamžicích nám poskytne rámec filmu zachycujícího evoluci spinové sítě v čase (obr. 109). Všimněte si ale, že evoluce, která se na první pohled zdá být hladkou a spojitou, je ve skutečnosti nespojitá. Všechny spinové sítě, které zahrnují fialovou čáru, představují navlas stejné uspořádání prostoru. Délka fialové čáry nehraje roli – vše, co má pro geometrii význam, je způsob spojení čar (tzn. uzly). Právě to určuje, jak jsou kvanta objemu a plochy uspořádána a jak jsou velká.

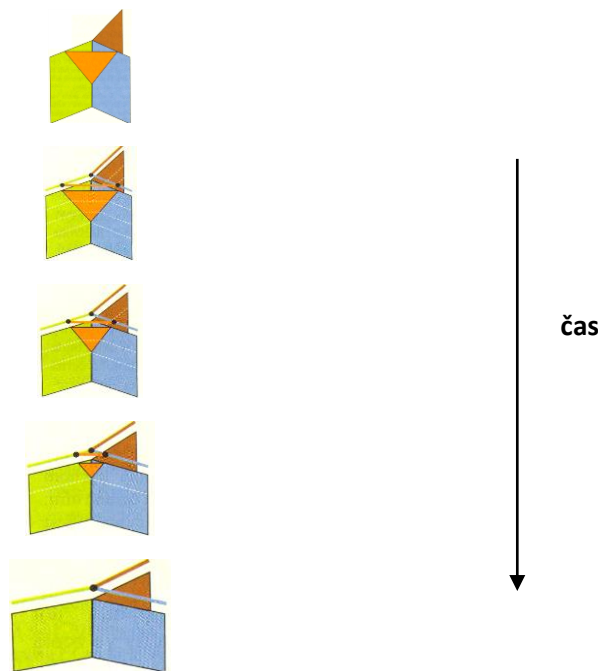


Obr. 109: Každá spojnice ve spinové síti je asociována s kvantovým číslem plochy, zvaným „spin“, udávaným v jednotkách souvisejících s Planckovou délkou. Spinová síť (dole) se třemi spojnicemi nesoucími spiny j, k, l se vyvíjí ve dvou krocích do spinové sítě nesoucí spiny $o, p, q, j, k, l, m, n, s$ (nahore).

Iničiační spinová síť má dva uzly, v nichž se potkávají 3 spojnice. Dále pak vertikální linie, jejichž uzly definují hrany spinové pěny. První vrchol – podobný vrcholu Feynmanova diagramu – leží v místě, kde se levá hrana rozvětjuje, v kterémžto bodě je formována intermediální spinová síť se spiny o, p, q, j, k, l . Hranu na pravém větvení v druhém interakčním uzlu jsme zvětšili.

Povrchy spinové pěny tvoří plochy opsané spojnicemi pohyblivými v čase. Toto rozšíření ukazuje, že k vrcholu jsou připojeny 4 hrany a 6 ploch s asociovanými spiny j, k, l, m, n, s . Spinová pěna jako taková, pak může být chápána coby nespojitý kvantový prostoročas.

Např. v diagramu na obr. 110 zůstává geometrie na prvních třech obrázcích konstantní, s třemi kvanty objemu a šesti kvanty povrchové plochy. Potom se geometrie nespojitě mění v jedno kvantum objemu a tři kvanta povrchové plochy, jak ukazují poslední dva snímky. V tomto pojetí se čas – definovaný spinovou pěnou – vyvíjí řadou náhlých diskrétních pohybů, a nikoli spojitým tokem. Ačkoli nám připodobnění k filmovým políčkům významně pomůže při vizualizaci celého jevu, mnohem přesnější cestou k chápání evoluce geometrie je představa diskrétních tiků hodin. Při jednom tiku je červené kvantum plochy přítomno, a v dalším tiku vlastně samo vymizení červeného kvantu tento „tik“ definuje. Doba, která uplyne mezi oběma „ticky“ je přibližně rovna jednomu Planckovu času, tedy 10^{-43} sekundy. Mezi oběma tiky však žádný čas *neexistuje*: není tam žádné „mezi“, žádný postupný vývoj, stejně jako není žádná další vodní molekula mezi dvěma sousedícími molekulami vody.



Obr. 110: Spinová pěna a kvanta času

Ani čas tedy neubíhá jako voda v řece, nýbrž jako tikot hodin, přičemž každý „tik“ trvá jednu Planckovu periodu: 10^{-43} sekundy. Nebo přesněji, čas v našem vesmíru odměřuje tikot nesčetných hodin – v tom smyslu, že v každém místě spinové pěny, kde dochází ke kvantovému „pohybu“, místní hodiny jednou „tiknou“.

Největší výzvou pro fyziku bylo objasnit, jak se z kvantového popisu vynořuje klasický prostoročas. V několika posledních letech bylo v tomto směru dosaženo velikého pokroku. Carlo Rovelli se svými spolupracovníky z centra pro teoretickou fyziku v Marseille před nedávnem dokázali, že smyčková kvantová gravitace generuje v nízkonoenergetické limitě newtonovskou gravitaci. Na rozdíl od Newtonovy teorie však tato teorie generuje rovněž i gravitony. Výpočty ve vysokoenergetické limitě pak ukazují, že černé díry ve skutečnosti neobsahují vůbec žádné prostoročasové singularity. Kolabující hmota namísto ukončení své světočáry v singularitě projde tzv. **prostoročasným odrazem**, na jehož konci pronikne do nově vytvořené prostoročasové oblasti (prostorově sériového vesmíru). Informace se tedy ani z pohledu LQG neztrácí – pouze přetečou do jiného vesmíru. Stejně metody byly použity rovněž ke studiu velice raného vesmíru. I v tomto případě je iniciační singularita eliminována a teorie předpovídá existenci vesmíru i před velkým třeskem (tehdy hovoříme o vesmírech *sériově propojených v čase*).

V roce 2006 objevila Fotini Makropoulou nový přístup k problému, jak vytvořit klasickou geometrii z fundamentálnější kvantové teorie. Její myšlenka vychází z představy, že částice musejí být jistým druhem emergentních excitací kvantové geometrie, které se šíří podobně, jako vlny v pevném či tekutém prostředí. Abychom však tímto způsobem zrekonstruovali celý standardní model, je nutno zmíněné emergentní částice vyjádřit jako čistě kvantové objekty šířící se prostoročasem, jehož kvantový charakter lze zanedbat. Za běžných okolností se při interakci částic s okolím rozmazává informace o jejich kvantovém stavu. Tomuto jevu, známému jako **dekoherence**, je velmi obtížné zabránit, což velmi dobře znají konstruktéři kvantových počítačů, jejichž funkčnost spočívá právě v udržení čistých kvantových stavů, ačkoli jsou v kontaktu s okolím. Díky spolupráci s těmito odborníky Makropoulou zjistila, že obdobné postupy je možné aplikovat i na problematiku vynořování částic z dynamického kvantovaného prostoročasu.

Problém zprvu vypadal obtížně, neboť kvantové geometrie předpovídané LQG jsou velmi komplikované. Stavby částic odpovídají uzlovým grafům ve třírozměrném prostoru, který vyjma topologie nemá žádnou pevnou geometrii – ta se odvozuje teprve na základě uvedených uzlových grafů. Teorie obsahuje spoustu dodatečných proměnných, které na první pohled s geometrií přímo nesouvisí. Důvodem je, že hrany, spojující různé vrcholy grafu, se v třírozměrném prostoru mohou proplétat, uzlit a propojovat bezpočtem různých způsobů. Na jaře 2005 publikoval australský fyzik Sundance O. Bilson-Thompson článek, popisující proplétání smyček, které odrážejí strukturu preonového modelu částic, o němž jsme hovořili ve druhém dílu. V tomto smyčkovém pojetí je preon chápán jako páska a různé druhy preonů odpovídají různým jejím přetočením. Pásky můžeme do sebe zaplést mnoha různými způsoby, jež odpovídají všem základním částicím standardního modelu – šesti druhům kvarků a šesti druhům leptonů.



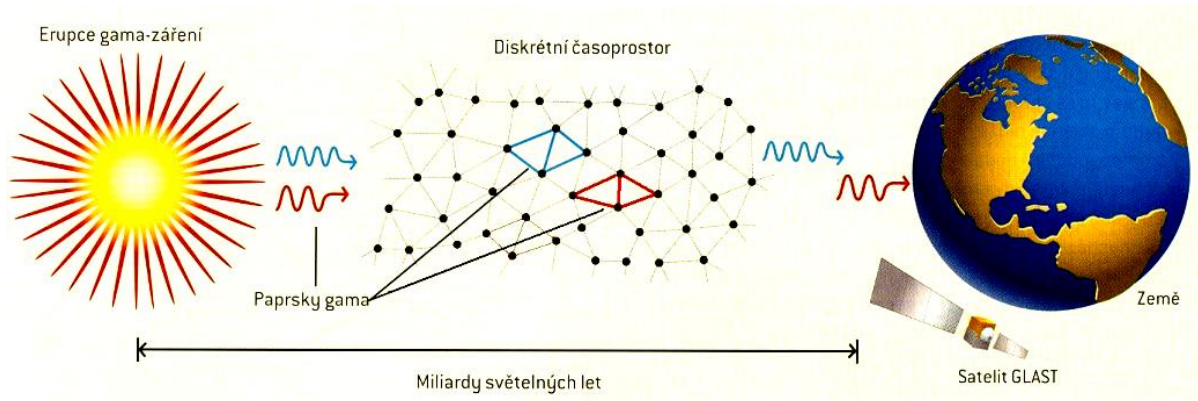
Sundance Osland Bilson-Thompson (1979)

Různé způsoby zaplétání a propojování hran grafu kvantového prostoročasu odpovídají různým druhům elementárních částic.

Bylo by ohromným úspěchem, pokud se podaří celou známou fyziku podrobně odvodit z kvantové geometrie, jejíž síla spočívá především v nezávislosti na metrice prostoročasu, neboť hmota a geometrie prostoročasu nemohou existovat nezávisle.

Vzorkování prostoru, které zavádí LQG vede k tomu, že prostor má kromě makroskopické (gravitační) křivosti též diskrétní mikrostrukturu poloměru l_h . Přesto, že prostoročas má v těchto měřítkách pěnivou mikrostrukturu, pro elektromagnetické záření s delší vlnovou délkou se v příslušném delším měřítku kvantové vzorkování metriky zprůměruje a zcela vyhladí, takže toto záření se bude v klasickém vakuu pohybovat přesně rychlostí světla $v = c$. Fotony vysokoenergetického záření gama s velmi krátkou vlnovou délkou by však mohly být na vzorkování metriky prostoročasu v jemném měřítku „citlivější“, než nízkoenergetické fotony. Takové vlnění by se mohlo pohybovat po mírně zvlněné geodetické dráze, fotony by se v jistém smyslu musely „prodírat“ nerovnostmi dráhy, způsobenými jemnými poruchami metriky a jejich efektivní rychlost by byla o něco menší, než c . Můžeme to přirovnat k pohybu automobilu s malými kolečky a s velkými koly po hrbolaté cestě: při pohánění kol stejnou obvodovou rychlostí pojedou automobil s malými kolečky o něco pomaleji než auto s velkým průměrem kol.

Tento jev nelze považovat za porušení či selhání speciální teorie relativity, která přesně platí v plochém prostoročase bez defektů metriky. Tyto rozdíly by se projevily až při velmi vysoké energii záření gama, v oblasti GeV a TeV. I zde by byly rozdíly v rychlosti velice malé, bez možnosti laboratorního změření. Mohly by být v budoucnu prokázány jedině časovým porovnáním detekce světla a záblesků tvrdého gama záření z katastrofických procesů ve vzdáleném vesmíru. Na kosmologických vzdálenostech miliard světelných let by se i tyto nepatrné rozdíly v rychlosti mohly „nakumulovat“ a projevit se měřitelnými efekty (problémem je ovšem odlišit tyto rozdíly od rozdílu emisních časů v samotných zdrojích).



Obr. 111: Radiace z dalekých kosmických explozí, zvaných erupce záření gama, nám nabízí způsob, kterak otestovat správnost teorie smyčkové kvantové gravitace. Erupce záření gama, odehrávající se ve vzdálenosti mnoha miliard světelných let, emitují během velice krátké doby ohromné množství fotonů tvrdého záření gama. Podle předpovědi teorie kvantové smyčkové gravitace zaujímá každý foton v každém okamžiku malou oblast spojnic ve spinové síti, jenž tvoří prostor, kterým se foton pohybuje (ve skutečnosti se jedná o ohromný počet čar, ale pro jednoduchost jsme jich zde znázornili jen 5). Diskrétní povaha prostoru působí, že vysokoenergetické fotony se pohybují nepatrně pomaleji než fotony s řádově nižší energií. Tento efekt, ač zcela nepatrný, se během nepředstavitelně dlouhé cesty fotonů od svého zdroje až k Zemi, neustále znásobuje. Pokud fotony dorazí k Zemi s malým leč měřitelným časovým rozdílem odpovídajícím rozdílu v jejich energii, bude to znamenat klíčovou podporu teorii smyčkové kvantové gravitace. Přístroje, uvedené do provozu po roce 2006, mají již pro takový experiment dostačující citlivost.

Krátce před desátou hodinou ranní, dne 14. 9. 2015, zachytily obří detektory gravitačních vln LIGO (Lasr Interferometer Gravitational-wave Observatory) vůbec první prokázaný průchod gravitační vlny. Téměř v tom samém okamžiku detekoval gama-teleskop Fermi obří záblesk záření gama. Jako jeho zdroj byla záhy identifikována srážka dvou černých děr o hmotnosti 29 a 36 Sluncí, ve vzdálenosti jedné miliardy světelných let od Země. Ačkoli celá událost trvala pouhých 200 milisekund, dorazily gravitační vlny o frekvenci několika desítek až stovek Hz od místa srážky k Zemi o celých 400 milisekund dříve než fotony gama o frekvenci desítek milionů GHz. Vzhledem k tomu, že oba signály cestovaly vesmírem miliardu let, a ke srážce tedy ve skutečnosti došlo v době, kdy na Zemi ještě neexistoval vícebuněčný život, zdá se tento rozdíl zcela nepatrný. Pokud se však pro něj v budoucnu nenajde jiné uspokojivé vysvětlení, mohlo by se jednat o první observační důkaz celulární struktury prostoročasu.

14. Úvod do stacionární teorie cytoprostoru

V předchozích dvou kapitolách jsme si představili dva navzájem si konkurující modely základní reality, založené na představě atomární struktury prostoročasu. Na první pohled nás na nich jistě upoutá, že základní stavební bloky, s nimiž tyto modely operují, nejsou fyzikálními alebrž matematickými objekty. V teorii strun jsou to C-Y variety, v LQG jsou to uzlové grafy, které matematici kdysi poprvé použili při řešení hádanky královeckých mostů, o nichž jsme hovořili v 10. kapitole. Znamená to snad, že na té nejelementárnější úrovni je podstata reality ryze matematická? Je snad matematika něčím více než pouhým umělým jazykem, který si vytvořili lidé pro přesnější vyjádření vztahů mezi abstraktními strukturami a objekty v myšlenkových modelech? Může snad něco, co bylo vytvořeno pouhou fantazií lidského mozku ve skutečnosti generovat fyzický svět?

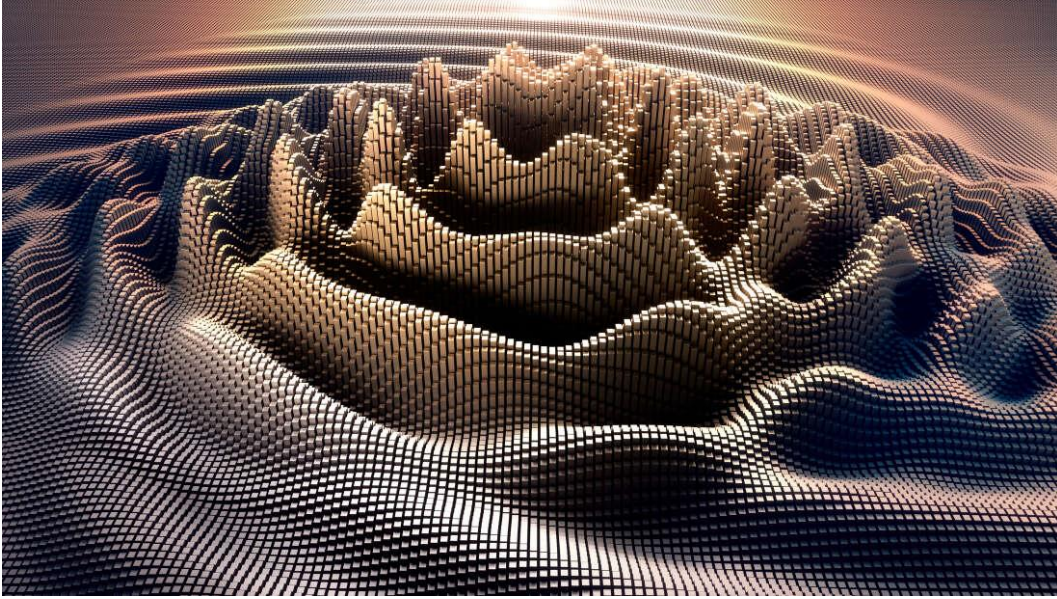
Ačkoliv se dnes řada odborníků přiklání právě k této možnosti, z filozofického hlediska jde o značně kontroverzní téma. V této a následujících kapitolách se proto společně vydáme po třetí z možných cest vedoucích ke kvantové gravitaci a úplné teorii všeho. Postupně vás seznámím se základními principy teorie cytoprostoru, jež na rozdíl od strun a LQG operuje s přeci jen o poznání fyzikálnější základní entitou – s časem. Postupně se ponoříme pod povrch toho, co jsme běžně zvyklí nazývat realitou a budeme postupovat stále hlouběji, abychom nakonec spatřili základní mikrosoučástky tikající v srdci samotného jsoucna, jak jsem vám slíbil v úvodu této knihy. Cenou za to bude jistě navýšení počtu matematických vztahů, které však i nadále nikde nepřekročí rámec standardní středoškolské fyziky. Odměnou čtenáři, který se rozhodne na této cestě vytrvat až do úplného konce, bude zcela nový a netušený pohled na svět kolem nás i na život samý.

14.1. Energie kvantového vakua

Při běžném pohledu se nám prostoročas jeví jako spojité hladké kontinuum, podobně, jako když se z vysoko letícího letadla díváme na povrch rozbouřeného oceánu. Vidíme pouze hladkou hladinu, jen mírně globálně zakřivenou do tvaru Zeměkoule. Seskočí-li pozorovatel padákem a postupně se blíží k hladině, vidí stále zřetelněji, že je rozvlněná. Když nakonec dopadne na hladinu, uvědomí si, jak daleko má hladina do ideálně rovné a hladké plochy. V metrových měřících silně fluktuuje místní zakřivení hladiny (vlny), v centimetrových a milimetrových měřících fluktuuje dokonce i topologická struktura hladiny – oddělují se kapky, vznikají bubliny pěny.

Podobně v našem časoprostorovém "kontinuu" čím menší mikrooblasti sledujeme, tím výrazněji se budou projevovat kvantové fluktuace geometrie, až nakonec v měřících Planckovy délky může silně fluktuovat i samotná topologie prostoru. Mohou se oddělovat nové „mikrovesmíry“, které vzápětí opět zanikají. U náhodně vzniklých dostatečně velkých fluktuací pak může dojít k jejich inflační expanzi a vzniku nového „makrovesmíru“, jak jsme si vysvětlili v pátém dílu.

Podle kvantové geometrodynamiky je tedy zdánlivě prázdné vakuum dějištěm nejbouřlivějších mikrojevů – prostoročas má jakousi "pěnovitou" neustále spontánně fluktuující mikrostrukturu. Testovací částice budou v takovémto prostředí nemilosrdně zmítány, jako náš parašutista na rozbouřeném moři.



Obr. 112: Znáznornění mikrofluktuací kvantového prostoročasu v dimenzionální redukci

Sledujeme-li např. magnetické pole v prostorové oblasti charakterizované rozměrem l_h , bude tam obsažena energie úměrná $B^2 \cdot l_h^3$ a čas potřebný ke změření pole bude l_h / c . Relace neurčitosti $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ pak dává $(\Delta B)^2 \cdot l_h^4 \geq \hbar \cdot c$. Máme-li buňku o straně l_h a tedy ploše $\sim l_h^2$, budou zde kvantové fluktuace intenzity pole řádově

$$\Delta B \approx \frac{\sqrt{\hbar \cdot c}}{l_h^2}. \quad (14.1.1)$$

Hustota energie \sim hmoty pole v typické buňce dosahuje fantastických hodnot

$$\rho = \frac{(\Delta B)^2}{c^2} = \frac{\hbar}{c \cdot l_h^4} \approx 5 \cdot 10^{96} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}. \quad (14.1.2)$$

Tuto hustotu nazýváme **Planckova-Wheelerova hustota hmoty**, a je považována za mezní hodnotu koncentrace hmoty elektromagnetického či gravitačního záření v prostoročase.

Charakteristická energie \sim hmota připadající na jednu buňku pak bude odpovídat Planckově hmotě $M_h = 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ kg}$, tj. řádově 10^{26} eV . To je o několik řádů více, než největší energie částic zaznamenané doposud v kosmickém záření a o 17 řádů více než klidové hmotnosti nejtěžších známých elementárních částic. Tyto obrovské hustoty jsou však evidentně v rozporu s velmi nízkou střední hustotou energie, kterou pozorujeme v současném vakuu.

Vezmeme-li však úvahu příspěvek gravitace k hustotě energie a hmoty, pak dvě typické sousední buňky o hmotnostech $m_1 \approx m_2 \approx M_h$, jejichž středy jsou od sebe vzdálené l_h , budou mít při vzájemné gravitační interakci vazbovou energii

$$E_{gr} = -\frac{G \cdot m_1 \cdot m_2}{r_{1,2}} \approx -c^2 \cdot \sqrt{\frac{\hbar \cdot c}{G}}. \quad (14.1.3)$$

Hmotový defekt dvou sousedních buněk

$$\Delta m_{gr} = \frac{E_{gr}}{c^2} = -\sqrt{\frac{\hbar \cdot c}{G}} = -M_h, \quad (14.1.4)$$

je tedy záporný a stejného řádu jako kladná elektromagnetická hmotnost obou struktur. Může tedy lokálně kompenzovat energii příslušných fluktuací.

Takto lokálně vykompenzované fluktuace již nevykazují gravitační přitažlivost s ostatními vzdálenějšími buňkami. Po takovéto celkové kompenzaci obrovských pikofluktuací může vakuum vypadat vskutku tak, jak jej pozorujeme.

Elementární částice, které však zřejmě nejsou zdaleka elementárními, jsou jakýmsi kolektivními excitacemi v moři zahrnujícím obrovské množství elementárních buněk, které se však všude jinde v průměru ruší, tvoříc v makroskopických měřítkách obvyklé vakuum.

Tím se podařilo odstranit jeden zapeklitý problém, který trápil fyziku již od 50. let minulého století, kdy byla formulována QED. Přesto, že tato teorie předpovídá elektromagnetické jevy ve fantastické shodě s experimentem, právě její předpověď hustoty energie vakua se lišila od experimentálně stanovené hustoty energie vakua o plných 140 řádů, čímž se jednoznačně stala tou vůbec nejhorší předpovědí v dějinách fyziky.

14.2. Když se zhmotní čas

V 80. letech, kdy se tyto představy rodily, však nikdo ještě neměl tušení, k jakým fantastickým objevům nás nakonec dovedou. V roce 1983 zveřejnili Steve Hawking a Jim Hartle převratnou myšlenku, která dostala název **No boundary theorem**. Tato teorie představovala další revoluci v našem dosavadním chápání času, neboť staví časovou souřadnici na stejnou úroveň společně se souřadnicemi prostorovými:

Připomeneme-li si nejprve geometrodynamický čas zavedný v první kapitole vztahem

$$t' = c \cdot t, \quad (14.2.1)$$

kde t je běžný čas měřený v sekundách a t' je geometrodynamický čas měřený v metrech, potom element prostoročasového intervalu je v Minkowského geometrii vyjádřen rovností

$$s^2 = x^2 + y^2 + z^2 - t'^2, \quad (14.2.2)$$

na níž na první pohled zaujme skutečnost, že v ní časový parametr vystupuje se zápornou druhou mocninou. To je ono podivné chování, které deformuje platnost Pythagorovy věty v Minkowského prostoročase, a nad nímž jsme se pozastavovali právě v první kapitole. Čtverec nad přeponou nyní již není roven součtu čtverců nad prostorovou a časovou odvěsnou, ale paradoxně jejich rozdíl. S časem tedy OTR nezachází stejným způsobem jako s prostorem.



James Burkett Hartle (1939)

V roce 1983 si však Steven Hawking a Jim Hartle povšimli, že tento problém lze elegantně vyřešit použitím triviální matematické transformace, a sice vynásobením geometrodynamického času imaginární jednotkou:

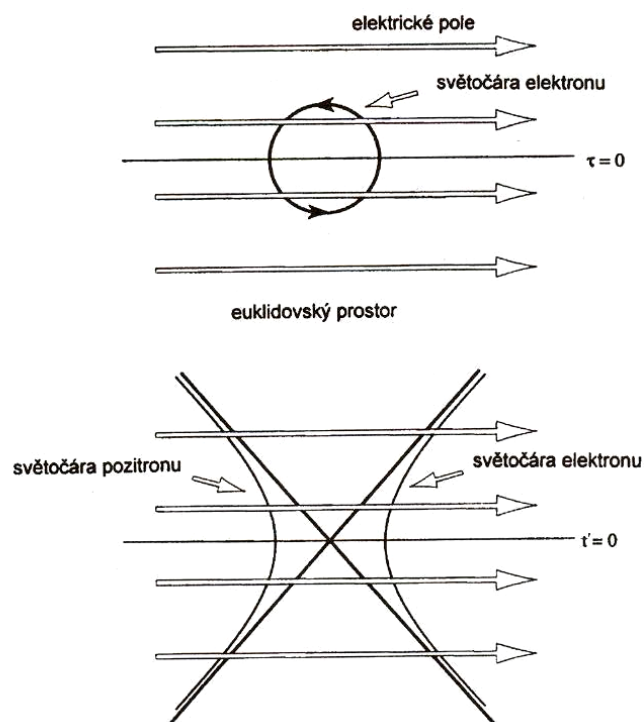
$$\tau = i \cdot t'. \quad (14.2.3)$$

Tato jednoduchá transformace má dosti dramatický účinek, neboť kvadrát imaginární jednotky je roven minus jedné, což časový parametr v Einsteinových rovnicích staví na roveň prostorových parametrů:

$$s^2 = x^2 + y^2 + z^2 + \tau^2 . \quad (14.2.4)$$

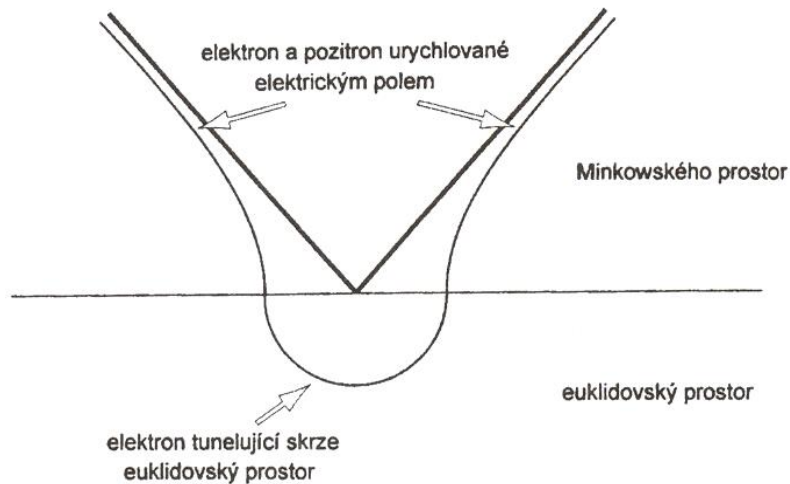
V Hawkingově čtyřrozměrném prostoročase s imaginární časovou osou se vesmír a všechny jeho části jeví jako zcela statické, nepodléhající žádným časoprostorovým změnám. Čas je prostě jen další souřadnicí statického čtyřrozměrného prostoru. Všechny okamžiky minulé, přítomné a budoucí, se zde jeví jen jako různé statické body prostoročasu existující nezávisle na své historii. Svoboda našich rozhodnutí, spolu s představou, že jimi můžeme ovlivňovat události budoucí, se v tomto scénáři jeví jako pouhá iluze – všechna naše rozhodnutí a jejich důsledky jsou již předem určeny pevně danou strukturou prostoročasového kontinua. Teprve zanedbání imaginární jednotky u časové souřadnice (přechod k běžnému pojetí času) vytváří iluzi jakéhosi driftu po časové ose, v důsledku, kterého dospíváme postupně do jednotlivých světobodů jinak statického prostoročasového kontinua, což způsobuje zdání prostorového pohybu a jeho změn.

Již dlouhou dobu je známo, že v silném elektrickém poli můžeme vytvořit dvojici pozitivně a negativně nabitých částic. Jeden způsob, kterak tuto skutečnost vysvětlit, je všimnout si, že v plochém eukleidovském prostoročase s imaginární časovou osou se částice náboje q , jako např. elektron, pohybuje v homogenním elektrickém poli E po kružnici. Tento pohyb můžeme analogicky prodloužit z imaginárního času τ do reálného času t' . Dostaneme pár pozitivně a negativně nabitých částic zrychleně se od sebe vzdalujících pod vlivem elektrického pole (viz obr. 113).



Obr. 113: Pohyb nabitých částic v elektrickém poli v reálném a imaginárním čase

Proces tvorby elektron – pozitronového páru je pak popsán rozstříhnutím obou diagramů na poloviny podél os $t' = 0$, resp. $\tau = 0$ a složením vrchní poloviny Minkowského diagramu s reálným časem a spodní poloviny eukleidovského řešení s imaginárním časem (viz obr. 114).



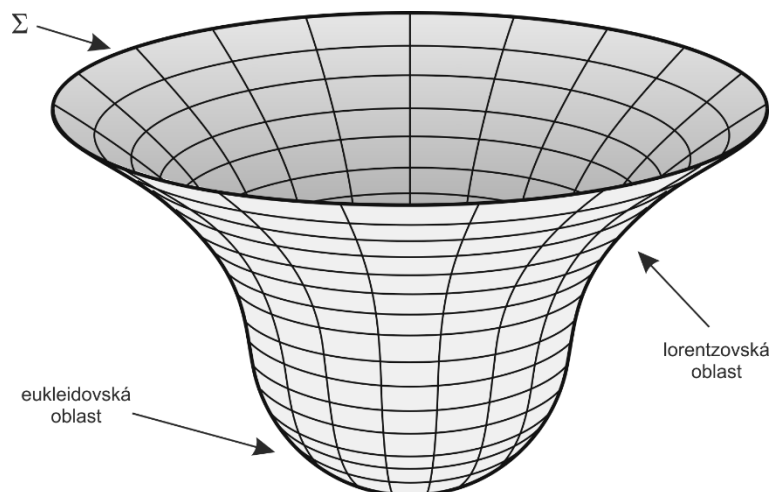
Obr. 114: Proces tvorby elektron-pozitronového páru v imaginárním čase

Tím obdržíme obrázek, v němž jsou pozitivně a negativně nabitě částice vskutku jen jednou jedinou částicí. Ta tuneluje skrze eukleidovský prostor z jedné Minkowského světočáry do druhé.

Tvorba párů v silném elektrickém poli byla pozorována experimentálně a její frekvence souhlasí s předpovědí Hawkingovy – Hartleovy teorie.

Zavedení imaginárního času do kvantové kosmologie vedlo ke skutečné revoluci v našem chápání procesu kvantového generování vesmíru v prvopočátcích existence reálného času. Podařilo se dokonce sestavit vlnovou funkci celého vesmíru a Schrödingerovu rovnici popisující její tvar v závislosti na imaginárním čase, podobně, jako v kvantové mechanice popisujeme reálně-časový vývoj vlnové funkce kvantových systémů.

Celá tato teorie přirozeně evokuje otázky po povaze vztahu mezi reálným časem každodenního života a imaginárním časem, jenž hraje zřejmě rozhodující úlohu za poněkud extrémních podmínek, jaké panují na submikroskopických rozměrech a za ohromných hustot energie \sim hmoty.



Obr. 115: Kreace Vesmíru nahlížená v imaginárním čase

Obdobnou situaci si lze představit, i co se týče počátečního stavu vesmíru. Náš obvyklý pojem času je v tomto kvantově – kosmologickém prostředí překročen, a stává se pouze dalším prostorovým rozměrem.

Ve skutečnosti fyzici tohoto triku změny času na prostor už dříve často účelově používali k vyřešení jistých problémů v běžné kvantové mechanice, ačkoliv si přitom nepředstavovali, že čas se doopravdy stává prostorem. Na konci výpočtu se jednoduše přesunuli zpět do rámce obvyklého výkladu, v němž existuje jeden rozměr času a tři (kvalitativně odlišné) prostorové rozměry.

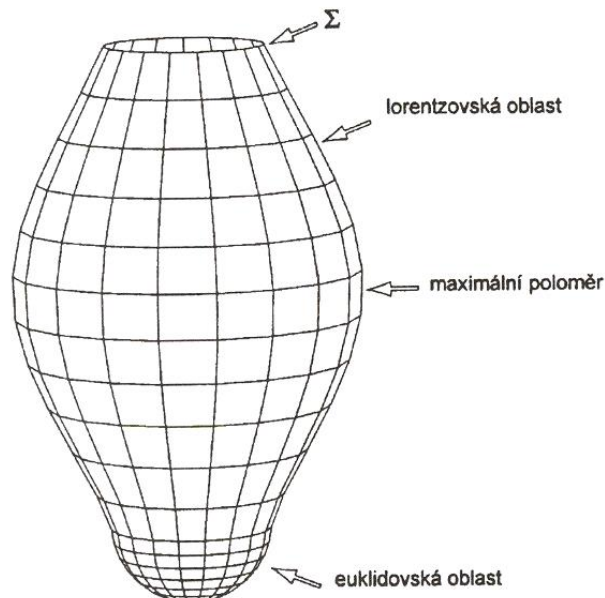
Radikální charakter Hawkingova – Hartleho kvantového přístupu k času spočívá v tom, že se s časem zachází tak, jako by se ve vrcholném kvantově gravitačním prostředí skutečně podobal prostoru. Začínáme-li se vzdalovat od počátku vesmíru, očekáváme, že kvantové efekty se začnou vzájemně ovlivňovat a rušit, jak se hřebeny vln setkávají s vlnovými údolími a že vesmír bude se stále narůstající pravděpodobností sledovat klasickou dráhu.

Postupujeme-li zpátky směrem k počátku vesmíru, význačná povaha času jako kvalitativně odlišného od prostoru se stále více rozplývá a čas se postupně stává nerozlišitelným od prostoru. Tato bezčasovost původního kvantového stavu byla Hartlem a Hawkingem navržena proto, že obchází singularitu v počátečním stavu vesmíru.

Návrh bezhraničnosti je výhradou, že vlnovou funkci vesmíru určuje průměr přechodů omezených na čtyřrozměrné prostory s jedinou konečnou hladkou hranicí podobnou kulové hranici, o níž jsme hovořili výše. Přechodová pravděpodobnost, kterou tento předpis poskytuje, má tvar, v němž nejsou žádné předchozí počáteční stavy. Podmínka bezhraničnosti je tudíž často popisována jako „stvoření z ničeho“.

Důsledkem této teorie je, že neexistuje žádný určitý okamžik nebo bod stvoření. Celkovým obrazem situace, jenž získáváme na základě tohoto typu kvantového počátku je, že když zpětně pohlížíme směrem k tomuto okamžiku, jež jsme nazývali nulou času, slábne samotná představa času a nakonec čas v obvyklém slova smyslu úplně přestává existovat.

Tento typ kvantového vesmíru vzniká právě tak, jak se zdají vznikat nekvantové kosmologie se singularitami, ale nepočíná velkým třeskem, kde jsou hodnoty fyzikálních veličin nekonečné a kde je třeba upřesnit další počáteční podmínky.



Obr. 116: Jeden z možných scénářů vývoje vesmíru nahlížený z imaginárního času

Ve světle předešlých úvah se tak ukazuje, že chápání času coby skalární veličiny neodpovídá zcela fyzikální realitě, neboť nejen délka časových intervalů ale rovněž směr, jímž se čas v daném okamžiku pohybuje, hrají důležitou roli při modelování fyzikálních procesů ve vesmíru.

V polovině 90. let minulého století jsem proto postuloval existenci tzv. **lineárního chronoru** coby vektoru času rotujícího uvnitř každé aktivní prostorové buňky úhlovou rychlostí ω . Předpokládáme-li, že tato rotace času indukuje v dané buňce vznik hmotné částice, můžeme se pokusit velikost této úhlové rychlosti odvodit.

Zavedu nejprve tzv. **velikost úhlové rychlosti** ω jednoduchým předpisem $\omega = v/r$, kde v je velikost obyčejné obvodové rychlosti bodu v rotující vztahné soustavě (např. obvodové rychlosti ventilku na kole bicyklu). Úhlová a obvodová rychlost jsou samozřejmě vektorové veličiny, pro naše účely však prozatím postačí pracovat s jejich absolutními hodnotami (velikostmi), což jsou samozřejmě skaláry. Výhodou úhlové rychlosti je její nezávislost na volbě radiální souřadnice (vzdálenosti od středu rotace) r . Různé body na rotujícím disku rotují se stejnou úhlovou rychlostí, ačkoliv jejich obvodové rychlosti se mění v závislosti na vzdálenosti od středu rotace.

Představíme-li si lineární chronor jako nehmotnou úsečku (strunu) ve třírozměrném eukleidovském prostoru E^3 , rotující úhlovou rychlostí ω , potom každým bodem své celkové trajektorie projde vektor času minimálně N -krát za sekundu, přičemž

$$N = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (14.2.5)$$

Položíme-li nyní

$$T = \pi \cdot t_h \quad (14.2.6)$$

neboli

$$N = (\pi \cdot t_h)^{-1}, \quad (14.2.7)$$

čas se tím zprostorňuje (vektor času bude v jediném okamžiku orientován do všech význačných směrů roviny, v níž rotuje). Pro velikost ω odtud plyne

$$\omega = \frac{2}{t_h} \quad (14.2.8)$$

a pro obvodovou rychlost

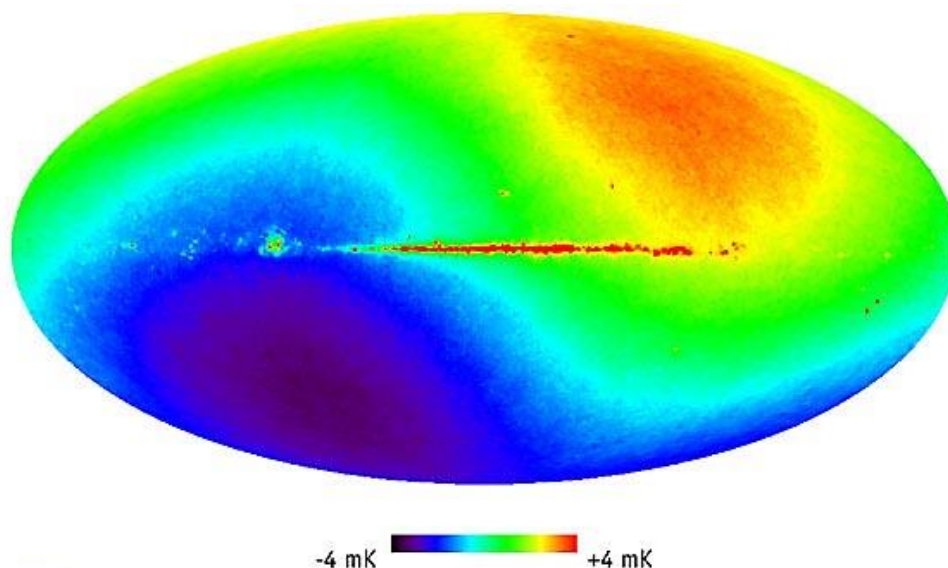
$$v = \omega \cdot r = \frac{l_h}{t_h} = c. \quad (14.2.9)$$

Nyní zbývá dokázat, že se uvnitř prostoročasové buňky čas nejen zprostorňuje, ale též **zhmotní**. Za tím účelem zavedeme pojem **aktivovaná buňka**, nebo krátce **kvantion**, pro takovou prostoročasovou buňku, v jejímž nitru se právě nalézá lineární chronor.

Důkaz provedeme v úplné extenzi Minkowského geometrie. Nejprve spojíme pozorovatele se soustavou pevnou v prostoru. To lze v praxi učinit nejpřesněji vztahením pozorovatele k mikrovlnnému reliktnímu záření vesmírného pozadí. Např. sluneční soustava se v současnosti pohybuje vůči prostoru rychlostí $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ve směru souhvězdí Iva.

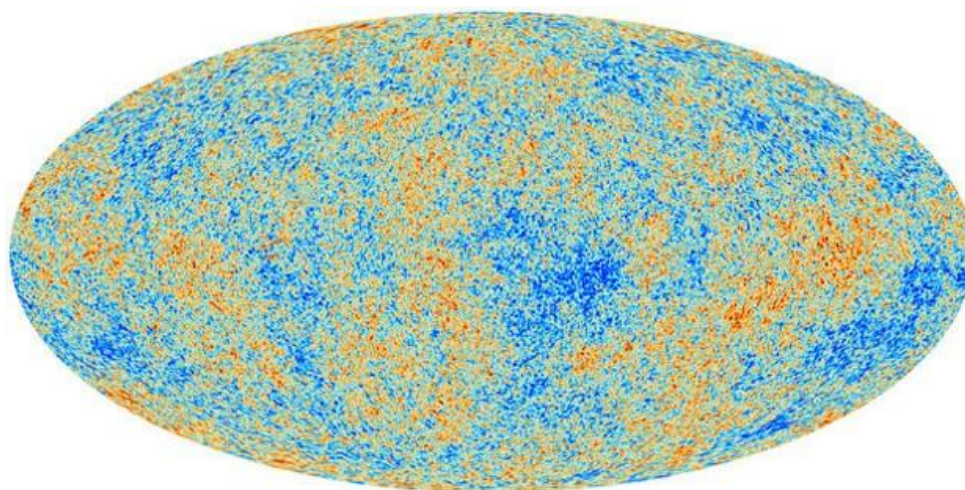
Tento pohyb vůči absolutnímu prostorovému pozadí je dobře viditelný na počítačově neupravených snímcích ze sondy Planck Explorer, která v roce 2012 přinesla dosud nejpřesnější snímky této kosmické radiace, jež je reliktem po horkém období vesmíru krátce po velkém třesku.

Modrá oblast na snímku je Dopplerovský modrý posuv reliktního záření o 4 mK směrem k vyšším teplotám (kratším vlnovým délkám) oproti průměrné hodnotě, způsobený relativním pohybem (přibližováním se) Sluneční soustavy vzhledem k této oblasti ve Vesmíru. Obdobně červená oblast na opačné straně vesmíru je Dopplerovský rudý posuv reliktního záření o 4 mK směrem k nižším teplotám (větším vlnovým délkám), způsobený vzdalováním se Sluneční soustavy od tohoto místa na obloze.



Obr. 117: Dopplerovský záznam pohybu Sluneční soustavy vzhledem k reliktnímu pozadí vesmíru

Horká linie uprostřed snímku představuje další rušivý element způsobený zářením hvězd v rovině naší vlastní Galaxie, která představuje tenký disk, skrz který hledíme do hlubokého vesmíru. Veškeré tyto efekty je potřeba nejprve odečíst, abychom nakonec získali čistý obraz reliktního vesmírného pozadí i s prvotními fluktuacemi, jež snad představují prvotní zárodky dnešních galaxií.



Obr. 118: Reliktní pozadí Vesmíru po odečtení dopplerovských a dalších rušivých vlivů

Hloubavému čtenáři jistě nyní přijde na mysl, že podobné úvahy jdou poněkud proti galileiovskému i einsteinovskému principu relativity, podle kterého nemůžeme žádnými prostředky nikdy lokálně zjistit náš absolutní inerciální pohyb či klid. Trik ovšem spočívá právě v onom slůvku „lokálně“. Vzpomeňme, že Galilei prováděl své experimenty v podpalubí lodi, Einstein se zase ve svých myšlenkových experimentech omezoval na vlakové vagóny, utržené kabiny výtahů, či kajuty kosmických lodí. Celý Vesmír však již v žádném případě nelze považovat za lokální soustavu, a pokud vesmír pozorujeme, stáváme se jeho integrální součástí.

Ke vzájemnému vztahu lorentzovské invariance a teorie cytoprostoru se ještě podrobněji vrátím ve 23. kapitole věnované právě nelokalitě.

Zaměří-li se nyní pozorovatel pevný v prostoru na jedinou aktivní prostorovou buňku, a bude sledovat koncový bod rotujícího lineárního chronoru, potom hmotnost tohoto bodu vůči němu lorentzovsky

vzroste na nekonečnásobek své klidové hodnoty. Aktivovaná buňka tedy pro tohoto pozorovatele získá konečnou energii.

Vypočteme nyní velikost této energie. Vlastní moment hybnosti částice může dosahovat nejmenších hodnot 0 a $\frac{\hbar}{2}$. V případě 0 se jedná o bosony, které můžeme z dalších úvah vyloučit, neboť nerespektují Pauliho vylučovací princip, a tudíž nemohou vytvářet vzájemné vazby. Jak ukážeme za chvíli (srov. (15.38)), můžeme moment hybnosti kvantionu aproximovat vztahem

$$\frac{\hbar}{2} \approx \frac{m_y \cdot l_h \cdot c \cdot z}{24}, \quad (14.2.10)$$

kde z je bezrozměrná konstanta číselně rovná páté mocnině rychlosti světla. Odtud již snadno přibližně vyjádříme hmotnost kvantionu:

$$m_y \approx \frac{6\hbar}{\pi \cdot l_h \cdot c \cdot z} \approx 4 \cdot 10^{-50} \text{ kg} \quad (14.2.11)$$

a jeho energii:

$$E_y = m_y \cdot c^2 \approx 4 \cdot 10^{-33} \text{ J}. \quad (14.2.12)$$

Ukázali jsme tedy, že energie E_y je nejmenším kvantem energie, jež může být obsaženo ve hmotné částici a že tato energie se dokonce řádově shoduje s velikostí Planckovy konstanty.

Předpokládejme, že jediná prostoročasová buňka obsahuje energii $E > E_y$. To by však znamenalo, že tato jediná buňka může v principu obsahovat i více než jednu hmotnou částici. Potom by však tato částice musela v prostoru zaujímat objem $V < l_h^3$, což je zjevný spor s kvantovou geometrodynamikou.

Uvažujme dále soustavu pozorovatele pevně spjatou s lineárním chronorem. Tuto soustavu označme písmenem **A**. Původní soustavu pevnou v prostoru označíme **B**. Čas v soustavě **A** pak poteče nekonečněkrát pomaleji ve srovnání s rychlostí toku času v soustavě **B**. Úhlová rychlost rotace lineárního chronoru v soustavě **A** je tedy

$$\omega = \infty. \quad (14.2.13)$$

To však znamená, že koncový bod lineárního chronoru vytváří vzhledem k soustavě **A** souvislou uzavřenou smyčku. Tedy i z hlediska soustavy **A** se čas zprostornil.

Zbývá opět dokázat, že se z pohledu této soustavy čas rovněž zhmotní tak, jako tomu bylo z pohledu soustavy **B**. Vektor \mathbf{r} je normálovým vektorem pohybu času a proto

$$r \equiv \|\mathbf{r}\| = \text{konst} = \pi \cdot l_h. \quad (14.2.14)$$

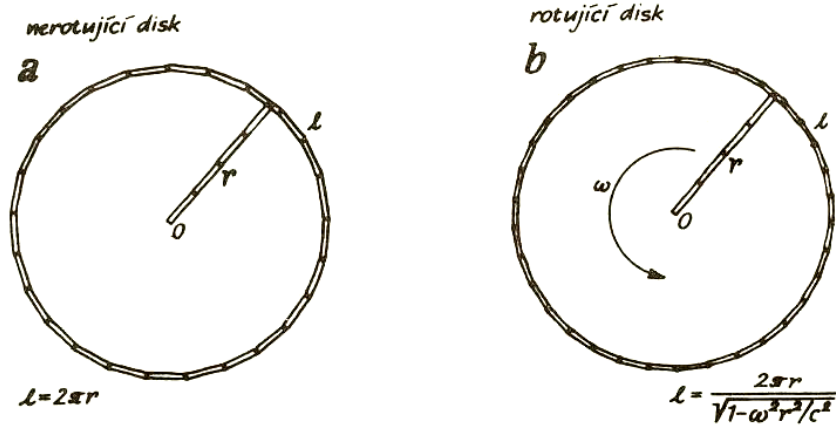
V Minkowského pseudoeukleidovském prostoročase, s nímž zde máme co do činění (neboť hmota je zprvu rovna ∞^{-1}), se v neinerciálních vztažných soustavách geometrie trojrozměrného prostoru stává neeukleidovskou. Demonstrujme to na našem případu rotující vztažné soustavy dle obr. 119.

S pomocí velikosti úhlové rychlosti nyní vyjádříme tzv. **velikost odstředivého zrychlení**:

$$a_o = \omega^2 r. \quad (14.2.15)$$

Matematický aparát potřebný k odvození tohoto vztahu poněkud přesahuje standardní středoškolský rámec, z kteréhož důvodu vás jej ušetřím a budete mi v tomto případě prostě muset věřit.

Mějme zprvu nerotující rovný kotouč, jehož střed tvoří počátek inerciální vztažné soustavy V . Pozorovatel, který pomocí dostatečně krátkých měřících tyčí měří rozměry tohoto kruhového disku, změří jeho poloměr r a obvod $l = 2\pi r$, plně v souladu s eukleidovskou geometrií (viz obr. 119a).



Obr. 119: Rotující vztažná soustava

Nyní disk roztočíme kolem jeho středu S úhlovou rychlostí ω vzhledem k soustavě V . Pozorovatel pevně spojený s rotujícím kotoučem, naměří pomocí radiálně přikládaných měřících tyčí stejný poloměr r disku, jako kdyby rotace nebylo.

Sleduje-li však nyní inerciální pozorovatel v soustavě V měřící tyče, které experimentátor na rotujícím disku přikládá k jeho obvodu za účelem změření délky obvodu l , pohybují se tyto tyče vůči soustavě V ve směru své délky rychlostí $v = \omega \cdot r$. Každá taková tyč pak bude zkrácena Lorentzovým faktorem

$$\gamma^{-1} = \sqrt{1 - \frac{\omega^2 \cdot r^2}{c^2}} \quad (14.2.16)$$

oproti své klidové délce (viz obr. 119b). Pozorovatel na rotujícím disku proto zjistí, že mezi poloměrem a obvodem kruhového disku platí vztah

$$l = \frac{2\pi \cdot r}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2 \cdot r^2}{c^2}}} \quad (14.2.17)$$

Poměr mezi délkou kružnice a jejím poloměrem je zde různý od 2π . Geometrie rotujícího disku je tedy neeukleidovská.

Vnější inerciální pozorovatel to vysvětlí kinematicky pomocí Lorentzových transformací délek, zatímco pozorovatel rotující spolu s diskem to bude považovat za důsledek setrvačných sil působících na všechna tělesa, neboť pro něj jsou všechny části disku v klidu.

Prohlásí, že tyto setrvačné síly odchyľují geometrii prostoru od Eukleidovy, přičemž míra této neeukleidovosti, tj. zakřivení prostoru, je určena velikostí těchto setrvačných sil.

Úhlová rychlost pozorovatele na rotujícím disku v jeho vlastní soustavě pak bude dána vztahem

$$\Omega = \frac{S}{t \cdot r} = \frac{2\pi}{t \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega^2 \cdot r^2}{c^2}}} \quad (14.2.18)$$

Uvnitř aktivní prostorové buňky navíc platí

$$t \equiv \|\mathbf{t}\| \equiv r = \frac{l_h}{2}, \quad (14.2.19)$$

což dá konečný výsledek

$$\Omega = \frac{8\pi \cdot c}{l_h \cdot \sqrt{4c^2 - \omega^2 \cdot l_h^2}}, \quad (14.2.20)$$

kde ω značí úhlovou rychlost, kterou naměří inerciální pozorovatel pevně spojený s prostorem.

Je zřejmé, že

$$\omega \rightarrow \frac{2c}{l_h} \Rightarrow \Omega \rightarrow \infty . \quad (14.2.21)$$

Položíme-li klidovou hmotnost lineárního chronoru

$$m_{t_0} = \infty^{-1} , \quad (14.2.22)$$

což vypadá jako velmi rozumný předpoklad, pak po dosazení do (14.2.15) máme

$$F = k \cdot \omega^2 \cdot r . \quad (14.2.23)$$

Nyní zbývá ještě určit velikost konstanty k , což by však ve světle předchozích úvah nemělo činit žádný problém. Konstanta k zřejmě vyjadřuje hledanou hmotnost chronoru, takže musí platit

$$k = \frac{E_y}{c^2} . \quad (14.2.24)$$

Odtud pro odstředivou sílu, která je zjevnou příčinou vnitřní tenze lineárního chronoru dostáváme hodnotu

$$F^o = k \cdot \omega^2 \cdot r = \frac{4E_y}{l_h} = \frac{24}{\pi c G} \approx 382 \text{ N} . \quad (14.2.25)$$

Ukázali jsme tedy, že rotace vektoru lineárního času iniciuje vznik rotující hmotné kružnice uvnitř prostorové buňky. Tento útvar budeme nadále nazývat **orbitálním chronorem**. V následujícím oddílu podrobně prozkoumáme, jaké efekty můžeme v souvislosti s pohybem orbitálního chronoru očekávat.

14.3. Balónek a kostička

Ve druhé polovině 90. let minulého století jsem tento model dále rozvíjel, a to zcela nezávisle na teorii strun i LQG. Přesto jsem v něm dospěl k dalším velmi podobným výsledkům, k jakým v téže době došla i strunová teorie. Kromě otevřených strun a uzavřených smyček, byly mezi léty 1996 – 1998 identifikovány též vícerozměrné struktury analogické membránám v teorii strun. Tyto struktury dostaly název **sférický chronor** a **kubický subchronor**. Matematika, jež k objevu těchto struktur vedla, je neobyčejně obtížná. Zahrnuje pokročilou tenzorovou analýzu a další partie, které dalece přesahují rámec vědění, o něž bych se s vámi hodlal podělit v této populární publikaci. Z toho důvodu se pokusím tuto dlouhou a náročnou cestu nastínit jen v hrubých rysech a za pomoci různých analogií známých z běžného života.

Každý jistě zná z dětství hračku, zvanou „Káča“. S podobnými hračkami si s oblibou hrají nejenom děti, ale rovněž my fyzikové – pouze s tím rozdílem, že je nenazýváme „Káči“, ale **setrvačníky**. Roztočíme-li takový setrvačnick třeba doma na stole, lze si povšimnout velmi podivného chování. Pokud by se setrvačnick neotáčel, téměř okamžitě by se skácel na bok vlivem působení gravitace a vlivem spontánního narušení symetrie, o kterém jsme hovořili v souvislosti s nemožností postavit jehlu na špičku. Jakmile ale setrvačnick rotuje, z nějakého důvodu nespadne. Kdykoliv se jeho těžiště vychýlí ze svislé osy, začne na setrvačnick působit podivná síla nikoliv ve směru působení gravitace, ale ve směru přesně kolmém na směr gravitace. Tato síla náhodnou výchylku setrvačnicku opět vykompenzuje.

Proto setrvačnick nepadá k zemi, ale místo toho začne jakoby „tančit“ – osa jeho rotace opisuje pomyslný kužel. Fyzikové říkají, že setrvačnick vykonává **precesní pohyb**. Důvodem precese je skutečnost, že pohyb setrvačnicku je ovládán tzv. **inerciálním tenzorem \mathbf{J}** , což je tenzor druhého řádu. Tenzory druhého řádu vznikají tzv. **tenzorovým násobením** z tenzorů prvního řádu, což jsou obyčejné vektory, jako třeba síla, nebo poloha. Z gravitační síly a polohy těžiště tak ve finále vznikne **cosi**, čemu matematikové říkají **axiální vektor**. Ten je však kolmý na oba dva původní vektory. Dalším axiálním vektorem, jenž zde významně vstupuje do hry, je moment hybnosti **\mathbf{B}** , což je vektorový součin hybnosti a polohového vektoru každého hmotného bodu v rotujícím systému. Podobně též vektor úhlové rychlosti **$\boldsymbol{\omega}$** , který vzniká vektorovým násobením rychlosti a polohy hmotného bodu v této soustavě. Čím víc se snažíme se setrvačnickem pohnout v nějakém směru, tím větší odpor klade tomuto našemu snažení tím, že uhne do směru kolmého na směr našeho silového působení. Tomuto jevu říkají fyzikové **gyroskopický efekt**. Gyroskopy se používají v letadlech, na lodích, kosmických sondách a satelitech, zkrátka všude tam, kde je potřeba stabilizovat nějaké zařízení vůči prostoru, zatímco se zbytek soustavy houpe, kýve, nebo otáčí. Dalším příkladem gyroskopu je třeba populární posilovací zařízení známé jako **powerball**.

Výpočet pohybu setrvačnicků je poměrně složitá procedura s komplikovanou matematikou. Setrvačnický rotují velmi odlišně v gravitačním silovém poli a odlišně ve stavu beztlíže. Pohlédneme-li na orbitální chronor matematikou rotujících setrvačnicků, podrobná analýza jeho pohybu v jinak prázdném prostoru ukáže, že druhá komponenta vektoru úhlové rychlosti rotace **$\boldsymbol{\omega}$** chronoru se bude periodicky měnit v čase jako

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= k \sin(\Omega t + \alpha), \\ \Omega_2 &= k \cos(\Omega t + \alpha), \\ \Omega_3 &= \text{konst.}\end{aligned}\tag{14.3.1}$$

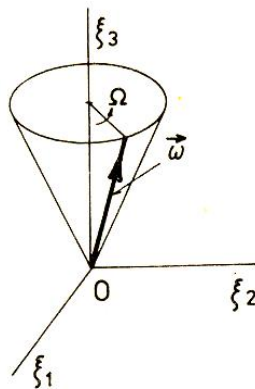
kde

$$\Omega_3 \frac{J_3 - J_1}{J_1} \equiv \Omega. \quad (14.3.2)$$

Konstanty k a α lze určit z počátečních podmínek pohybu, tj. obvykle udáním vektoru $\boldsymbol{\omega}_0 = (\Omega_1^0, \Omega_2^0, \Omega_3^0)$ v čase $t = 0$.

Předpokládejme, že všechny tři složky vektoru $\boldsymbol{\omega}_0$ jsou nenulové. Potom ani jedna ze složek vektoru $\boldsymbol{\omega} = (\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)$ nemůže být po celou dobu pohybu nulová. Položíme-li počátek vektoru $\boldsymbol{\omega}$ do počátku souřadného systému, tj. do hmotného středu chronoru, lze poměrně snadno sestavit tři parametrické rovnice popisující trajektorii koncového bodu vektoru $\boldsymbol{\omega}$ v soustavě souřadnic spjaté s chronorem.

Jak se ukazuje, popisují tyto rovnice kružnici o poloměru k , jež má střed na třetí souřadné ose ξ_3 vzdálené Ω_3 od počátku soustavy souřadnic. Vektor úhlové rychlosti $\boldsymbol{\omega}$ tedy opisuje v tělese plášť (tzv. **polhodiového**) kužele, a to **precesní rychlostí** Ω .



Obr. 120: Polhodiový kužel

Z provedeného rozboru pohybu vektoru $\boldsymbol{\omega}$ v chronoru rovněž plyne, že jeho velikost ω je s časem konstantní. Vzhledem k volbě soustavy souřadnic ve směru hlavních os inerciálního tenzoru orbitálního chronoru mají složky vektoru \mathbf{B} jednoduchý tvar

$$\begin{aligned} \beta_1 &= J_1 \Omega_1, \\ \beta_2 &= J_2 \Omega_2, \\ \beta_3 &= J_3 \Omega_3. \end{aligned} \quad (14.3.3)$$

V důsledku symetrie orbitálního chronoru ($J_1 = J_2$) odtud plyne rovnost

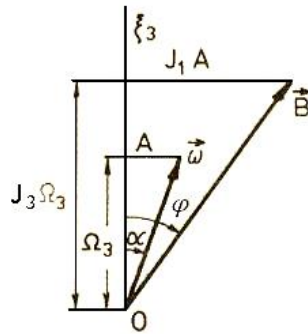
$$\frac{\beta_1}{\Omega_1} = \frac{\beta_2}{\Omega_2}. \quad (14.3.4)$$

Geometricky to znamená, že vektory \mathbf{B} a $\boldsymbol{\omega}$ leží ve společné rovině s osou ξ_3 . Na obrázku 121 jsou naznačeny polohy zmíněných vektorů. Zjevně platí rovnost

$$\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} = k \cdot \sqrt{\sin^2(\Omega t + \alpha) + \cos^2(\Omega t + \alpha)} \quad (14.3.5)$$

a navíc, jak vyplývá z obr. 121,

$$\frac{\tan \varphi}{\tan \alpha} = \frac{J_1}{J_3}. \quad (14.3.6)$$



Obr. 121: Konstrukce herpolhodiového kužele

Tento obrázek odpovídá případu $J_1 > J_3$. Pro $J_3 > J_1$ leží vektor \mathbf{B} blíže k ose ξ_3 než vektor ω . Konečně, pro sférický případ $J_1 = J_3$ zřejmě platí $\mathbf{B} \cdot \omega = 1$.

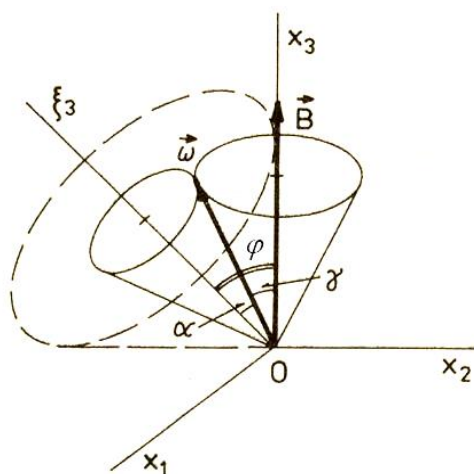
Vektor ω se otáčí kolem osy ξ_3 úhlovou rychlostí Ω . Protože však vektory ω a \mathbf{B} leží ve společné rovině s osou ξ_3 , musí rovněž vektor \mathbf{B} rotovat vůči soustavě pevné v chronoru úhlovou rychlostí Ω , a to po plášti virtuálního kužele, který má však obecně jiný vrcholový úhel nežli kužel polhodiový.

Jelikož výsledný moment vnějších sil působících na orbitální chronor je nulový, je vektor \mathbf{B} pevný v prostoru. Na obr. 122 je impulsmoment \mathbf{B} naznačen jako vektor ve směru třetí osy x_3 soustavy souřadnic pevné v prostoru. Vektor \mathbf{B} leží dle výše provedených úvah v plášti kužele pevného vůči orbitálnímu chronoru, s vrcholovým úhlem 2φ , jehož osou je osa ξ_3 soustavy souřadnic pevné v orbitálním chronoru.

Na obrázku jsou znázorněny další dva kužele. Kužel polhodiový a tzv. kužel **herpolhodiový** s vrcholovým úhlem $\gamma = \varphi - \alpha$ a s osou procházející vektorem \mathbf{B} . Protože, jak víme, osa ξ_3 a vektory ω a \mathbf{B} leží v jedné rovině, dotýkají se polhodiový a herpolhodiový kužel podél přímky, v níž leží vektor ω , tj. podél okamžité osy rotace orbitálního chronoru, která je v chronoru i prostoru pevná. Podél dotykové přímky obou kuželů tedy nemůže docházet k „prokluzu“.

Pohyb volného orbitálního chronoru tak lze názorně popsat odvalováním polhodiového kužele po herpolhodiovém, bez vzájemného prokluzování. Rychlost n -tého bodu orbitálního chronoru vůči jeho hmotnému středu udává vztah (viz obr. 122)

$$v_{S,n} = \|\omega \times r_{S,n}\| = r_{S,n} \cdot \omega \cdot \sin \alpha \quad (14.3.7)$$



Obr. 122: Odvalování polhodiového kužele po povrchu herpolhodiového kužele

Skutečnost, že námi zvolený bod n neleží na orbitálním chronoru nýbrž pouze na jeho rotační ose je samozřejmě irelevantní.

Vyjádříme-li rychlost bodu n jako rychlost rotace kolem osy x_3 pevné v prostoru, můžeme pro její velikost psát vyjádření

$$v = r_{S,n} \Omega_p \sin \varphi \quad (14.3.8)$$

Odtud dostáváme poměr velikosti precesní rychlosti Ω_p a úhlové rychlosti otáčení chronoru ω :

$$\frac{\Omega_p}{\omega} = \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi}. \quad (14.3.9)$$

Zadáním počáteční hodnoty ω_0 vektoru ω v soustavě souřadnic spjaté s chronorem je dán úhel α , neboť

$$\tan \alpha = \frac{A}{\Omega_3} = \frac{(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)^{\frac{1}{2}}}{\Omega_3} \quad (14.3.10)$$

a tím je určen i úhel φ a velikost precesní rychlosti Ω_p . Jelikož Ω_3 je třetí složka vektoru ω v soustavě souřadnic spjaté s chronorem, zřejmě platí

$$\Omega_3 = \omega \cdot \cos \alpha, \quad (14.3.11)$$

a tedy

$$\omega = \frac{\Omega_3}{\cos \alpha}. \quad (14.3.12)$$

Postupně tak dostáváme výsledky

$$\frac{\Omega_p \cdot \cos \alpha}{\Omega_3} = \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi}, \quad (14.3.13)$$

$$\frac{\Omega_p}{\Omega_3} = \frac{\tan \alpha}{\sin \varphi}, \quad (14.3.14)$$

$$\Omega_3 = \frac{J_1 \cdot \Omega}{J_3 - J_1} = \frac{\Omega_p \cdot \sin \varphi}{\tan \alpha}. \quad (14.3.15)$$

Protože, jak již víme, je

$$\tan \alpha = \frac{J_3 \cdot \tan \varphi}{J_1}, \quad (14.3.16)$$

platí rovnost

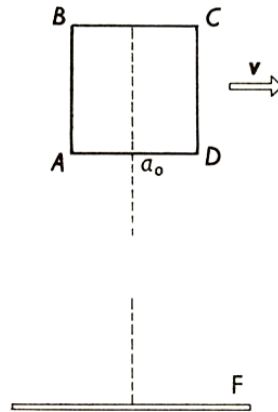
$$\frac{\Omega_p (J_3 - J_1)}{J_1 \cdot \Omega} = \frac{\tan \alpha}{\sin \varphi} = \frac{J_3 \cdot \tan \varphi}{J_1 \cdot \sin \varphi} = \frac{J_3}{J_1 \cdot \cos \varphi}, \quad (14.3.17)$$

odkud

$$\Omega_p = \frac{\Omega \cdot J_3}{(J_3 - J_1) \cdot \cos \varphi} = \frac{\Omega_3 \cdot J_3}{J_1 \cdot \cos \varphi}. \quad (14.3.18)$$

Otázkou zůstává, jaká je mezní velikost úhlu φ , která je ještě v souladu s kvantovou povahou prostoročasu. Abychom si odpověděli, provedeme nyní relativistický kvantový rozbor následujícího myšlenkového experimentu:

Těleso, jež má ve své soustavě tvar krychle a pohybuje se rychlostí v v naznačeném směru, fotografujeme z větší vzdálenosti v okamžiku, kdy optická osa fotografického přístroje prochází středem krychle a je kolmá k vektoru v její rychlosti (viz obr. 123).



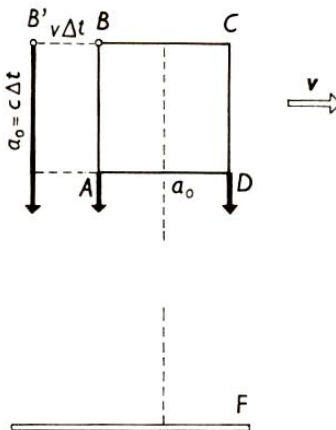
Obr. 123: K odvození Terrellova-Penroseova efektu

Naším úkolem bude určit, jak by vypadal obraz krychle na fotografickém snímku, jestliže expozice trvala zanedbatelně krátký okamžik.

Světlo, které dopadne v daném okamžiku na fotografickou desku, bylo emitováno z povrchu krychle v různých časech, neboť jednotlivé body krychle jsou od fotografické desky vzdáleny různě. V okamžiku, kdy na fotografickou desku F dopadne světlo z hrany AD, dopadne na ni též světlo z bodu B', ve kterém se nalézal bod B o dobu

$$\Delta t = \frac{a_0}{c} \quad (14.3.19)$$

dříve (viz obr. 124).



Obr. 124: K odvození Terrellova-Penroseova efektu

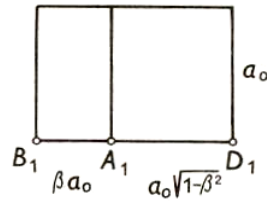
Pro vzdálenost B' a B zřejmě platí

$$|B'B| = v \cdot \Delta t = a_0 \cdot \frac{v}{c}. \quad (14.3.20)$$

Hrana AD o vlastní délce a_0 se v důsledku Lorentzovy transformace délky bude jevit jako úsečka délky

$$a'_0 = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (14.3.21)$$

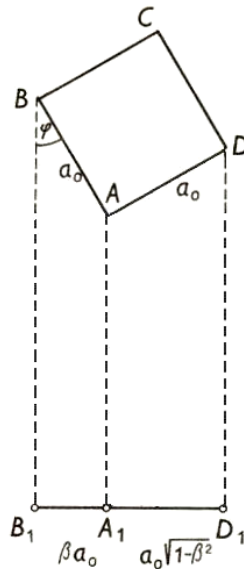
Celkový vzhled krychle při jejím fotografování za daných podmínek tedy bude



Obr. 125: K odvození Terrellova-Penroseova efektu

což lze interpretovat jako průmět původní nehybné krychle pootočené o úhel φ , pro který platí

$$\sin \varphi = \frac{v}{c}. \quad (14.3.22)$$



Obr. 126: Terrellova-Penroseova rotace

Průmět hrany AB pootočené krychle je totiž

$$|A_1B_1| = a_0 \cdot \sin \varphi = a_0 \cdot \frac{v}{c}, \quad (14.3.23)$$

a průmět hrany AD je

$$|A_1D_1| = a_0 \cdot \cos \varphi = a_0 \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (14.3.24)$$

Vzhledem k Heisenbergově relaci neurčitosti

$$\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar \quad (14.3.25)$$

se kvantion lokalizovaný v jedné prostorové buňce, tj. na prostoru o straně $\Delta x = l_h$, pohybuje rychlostí extrémně blízkou rychlosti c , což jej m.j. posouvá do bodu **B** Zoulovy pohybové tabulky (viz tab. 12), jak si vysvětlíme v následujících kapitolách. Pro jeho hybnost pak musí platit nerovnost

$$\Delta p = \frac{m_y \cdot c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \geq \frac{\hbar}{l_h}, \quad (14.3.26)$$

kde rovnost nastane při dosažení tzv. **mezní rychlosti**. Provedeme-li substituci

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = c^n, \quad (14.3.27)$$

můžeme (14.3.26) přepsat na

$$m_y \cdot c^{n+1} \approx \frac{\hbar}{l_h}, \quad (14.3.28)$$

odkud

$$c^{n+1} \approx \frac{\hbar}{l_h m_y} \approx c^6. \quad (14.3.29)$$

Srovnáním (14.3.27) a (14.3.29) odtud dostáváme mezní hodnotu Lorentzova faktoru, která je ještě v souladu s kvantovou mechanikou:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \approx c^5. \quad (14.3.30)$$

Pozornému čtenáři jistě neuniklo, že konstanta na pravé straně je nyní bezrozměrná, a i když její velikost je velmi blízká c^5 , nejsme oprávněni ji označovat jako rychlost. Zavedeme tudíž alternativní bezrozměrné označení $z = 299792458^5$.

Dodáváme-li kvantionům energii, bude docházet k **dilataci času** a s ní související **kontrakci prostorových souřadnic** ve směru vektoru rychlosti.

Z kvantové povahy prostoru pak plyne, že rychlosti světla nelze v žádném případě dosáhnout, lze se jí pouze přiblížit až na určitou hodnotu η , kterou bude nyní naším úkolem určit. Za tímto účelem přepíšeme poslední rovnici na tvar

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{(c-\eta)^2}{c^2}}} = z, \quad (14.3.31)$$

odkud plyne pro velikost mezní prostoročasové rychlosti

$$v_{\max} = c - \eta = \left(\frac{z^2 - 1}{z^2} c^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (14.3.32)$$

Umocněním rovnice získáme kvadratickou rovnici pro neznámou η

$$v_{\max}^2 = c^2 - \frac{c^2}{z^2} = (c - \eta)^2 \quad (14.3.33)$$

která má řešení

$$\eta = \frac{c}{2z^2} \quad (14.3.34)$$

(neboť člen $\frac{c^2}{4z^4}$ je naprosto zanedbatelný a lze jej tudíž položit rovným nule).

Poznámka: pozoruhodným potvrzením tohoto výsledku je i netriviální skutečnost, že relativistická energie kvantionu, urychleného na výše vypočtenou mezní rychlost v_{\max} , odpovídá Plackově energii, tj. mezní energii částic, kterou jsme již dříve vypočetli na základě úvah o vztahu mezi vlnovou délkou a gravitačním poloměrem nehmotných kvant. Toto neobyčejně krásné, nezávislé potvrzení logiky celé výše provedené konstrukce ukazuje, že se naše úvahy ubírají správným směrem a jejich výsledky dobře zapadají do mozaiky obecnějšího fyzikálního rámce.

Protože jsme právě dokázali, že pro mezní hodnotu Lorentzova faktoru γ platí vztah

$$\gamma_m^{-1} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = z^{-1}, \quad (14.3.35)$$

musí, srovnáním s (14.3.24) platit rovněž

$$\cos \varphi_m = z^{-1}, \quad (14.3.36)$$

čímž je vyjádřen hledaný mezní úhel φ_m .

Dosadíme-li tento úhel do vztahu pro velikost precesní rychlosti orbitálního chronoru, získáme hodnotu

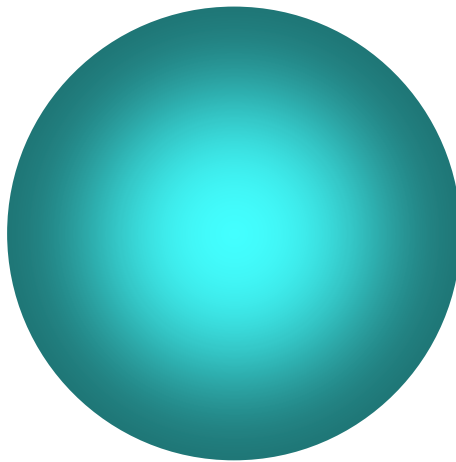
$$\Omega_p = \frac{2cz}{\frac{l_h}{2}}, \quad (14.3.37)$$

což pro velikost obvodové rychlosti precesního pohybu dává

$$v_p = 2cz. \quad (14.3.38)$$

Tím je hotova konstrukce nového typu chronoru, tzv. **sférického chronoru** s dimenzí $D = 3$. Vidíme nyní, že uvnitř prostorové buňky ve skutečnosti rotuje čas kolem navzájem ortogonálních os, čímž se zprostorní ve 3D prostoru a vytvoří sférický objekt.

Hmotná povaha sférického chronoru se dokáže analogicky, jako tomu bylo v případě chronoru orbitálního.



Obr. 127: Sférický chronor

Přesto, že nám tyto poloklasické úvahy ukazují nové směry, jimiž je třeba se v našem bádání ubírat, nemohou vést ve skutečnosti ke zcela přesným výsledkům, neboť zákony, jimiž se řídí mikrosvět, jsou dosti odlišné od zákonů klasické relativistické fyziky. Pokud celou záležitost neřešíme důsledně použitím kvantové mechaniky, zavede nás tento postup brzy na zcestí. Důsledné kvantověmechanické řešení dosti výrazně přemění původní dokonalý a jednoduchý sférický tvar chronoru na cosi podstatně složitějšího.

Výsledkem měření kvadrátu impulsmomentu v kvantové teorii může být dle Schrödingerovy rovnice pouze některá z hodnot $\hbar^2 l(l + 1)$, kde $l \in \mathbb{N}_0$. Výsledkem měření libovolné komponenty impulsmomentu může být pouze celočíselný násobek \hbar .

Jestliže při měření kvadrátu impulsmomentu byla nalezena hodnota $\hbar^2 l(l+1)$, potom výsledkem simultánního měření jeho jedné komponenty může být pouze některá z $(2l+1)$ hodnot $\hbar \cdot m$, kde $m = l, l-1, \dots, -l$. Tento fakt souvisí s tzv. **prostorovým kvantováním**. Impulsmoment \mathbf{B} pro nějž platí

$$\|\mathbf{B}\| = \hbar \cdot \sqrt{l(l+1)}, \quad (14.3.39)$$

může s daným směrem \mathbf{n} svírat pouze takové úhly Θ_m , aby

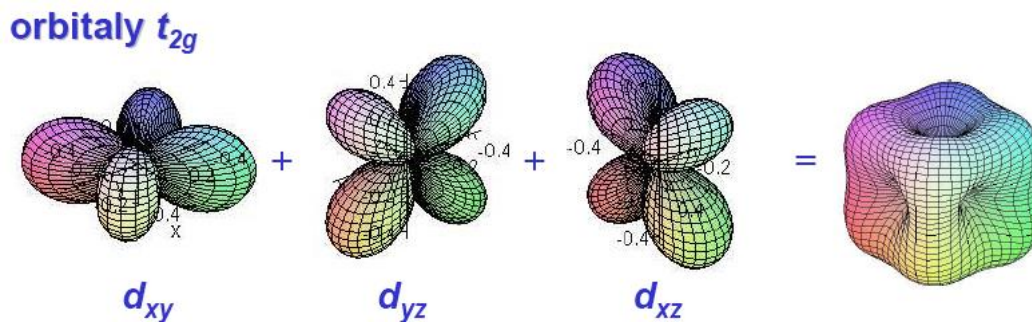
$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{B} = \hbar \cdot m; \quad m = -l, \dots, l, \quad (14.3.40)$$

tj.

$$\cos \Theta_m = \frac{m}{\sqrt{l(l+1)}}. \quad (14.3.41)$$

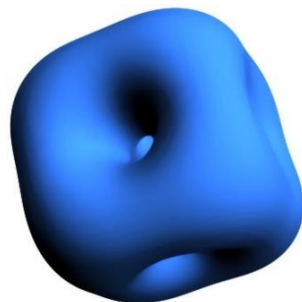
Vektor \mathbf{B} rotuje kolem vektoru \mathbf{n} opisujíc kuželovou plochu s vrcholovým úhlem 2Θ . Z tohoto důvodu je střední hodnota projekce impulsmomentu do libovolného směru kolmého k \mathbf{n} nulová.

Pro kvantion ($l = 1, m = 1$) má vrcholový úhel velikost $2\Theta = \pi$. Význačné směry spolu proto svírají úhly $\Theta = \pi/2$ – jsou vzájemně ortogonální. Podrobný kvantově mechanický rozbor odhalil složité struktury ne nepodobné atomovým a molekulovým orbitalům, které jsme si ukázali v kapitole o spinu, pouze o 25 řádů menší – existující v samotných buňkách prostoročasu.



Obr. 128: Komponenty kubického subchronoru

Superpozicí těchto struktur vzniká útvar (prostorová funkce) vykazující zjevnou hexaedrickou symetrii. Proto jsem jej nazval **kubickým subchronorem**.



Obr. 129: Kubický subchronor

Tento výsledek nám ve skutečnosti dává zcela zásadní informaci o tvaru buněk prostorové spinové pěny. Nyní tedy vidíme, že se jedná o kubickou mřížku.

14.4. Nedělitelná zrnka látky

Na elementární částice fyzikové dlouho pohlíželi jako na nekonečně malé body v prostoru. Alespoň takový byl přístup kvantové teorie pole. Tento pohled však nemohl být správný, neboť elementární částice nesou řadu různých vlastností (spin, paritu, slabý a silný izospin, barvu, vůni, elektrický náboj, ...). Bylo by absurdní se domnívat, že pouhý jediný geometrický bod může nést tak bohatou strukturu a rozmanitost forem. Řada fyziků proto věřila, že pokud bychom byli schopni zkoumat částice na nesmírně malé škále, spatřili bychom jejich skutečnou podstatu. V posledních desetiletích získáváme stále více nepřímých důkazů, že tato podstata uvnitř částic není sice o moc větší než Planckova délka, nicméně není bodová – má konečné rozměry.

Problém s kvantovou teorií pole tkvěl v představě, že prostor a prostoročas je nekonečně dělitelný. Ať jej krájíme na sebejemnější kousky, každý můžeme vždy rozkrojit ještě jednou. Matematika se postupem času naučila s nekonečně dělitelným prostorem pracovat – nazývá ho **kontinuum**. V kontinuu existuje nekonečná regrese menších a menších oblastí a události se mohou odehrávat na každé úrovni.

Viděli jsme však, že v kvantové teorii pole pojem nekonečně malých objektů tropí pořádnou paseku – veškerá pole zde divoce fluktuují, a to dokonce i v prázdném prostoru a při absolutní nule termodynamické teploty. K těmto fluktuacím dochází na všech škálách – od nejdelších vlnových délek o velikosti vesmíru, až po matematický bod. Toto chvění kvantových polí může do každého sebemenšího objemu prostoru ukládat nekonečné množství informací – máme tak před sebou recept na matematickou katastrofu.

Tento nekonečný počet informací v libovolně malém objemu se ve Feynmanových diagramech projevuje nekonečnou regresí malých, a ještě menších poddiagramů, jejichž propagátory vyrůstají z původních diagramů jako větve ze stromu. Tyto větévky zjevně nikde nekončí, abychom však našli skutečné řešení rovnic kvantové teorie pole, musíme podle Feynmanových pravidel všechny tyto příspěvky sečíst.

Nekonečný potenciál spočívající v neomezeném přidávání stále menších struktur do Feynmanových diagramů je jedním ze znepokojivých následků prostoročasového kontinua kvantové teorie pole a hlavním důvodem, proč je kvantová teorie pole matematicky nebezpečným terénem. Tato konstrukce je ve skutečnosti natolik chatrná, že při sečtení všech nekonečně mnoha příspěvků kvantových fluktuací k Feynmanovým diagramům, vychází často nesmysly.

Jak bylo řečeno v šesté kapitole, podařilo se tyto potíže kvantové teorie pole odstranit až ve standardním modelu, matematickým trikem, zvaným renormalizace. Ani tato (poznamenejme, že matematicky stále značně kontroverzní) metoda však není k ničemu ve chvíli, kdy se snažíme vybudovat kvantovou teorii gravitačního pole. Podle kvantové teorie pole totiž v mikroměřítkách dokonce i samotná geometrie a topologie prostoročasu divoce fluktuuje. Hypotetické Feynmanovy diagramy kvantové gravitace tak musejí tyto fluktuace zahrnovat a při postupném zjemňování měřítka pod Planckovu délku se velmi rychle vymykají kontrole.

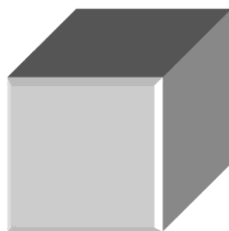
Jakmile fyzici přijali paradigma, že prostor není ve skutečnosti kontinuem, že při krájení prostoru na stále menší díly v určitém okamžiku narazíme na dále nedělitelnou buňku, ukázala se kvantová gravitace zvládnutelnou. V okamžiku, kdy struktura Feynmanových diagramů dosáhne určité míry zjemnění, přestaneme počítat. Omezení toho, jak malé věci mohou být, říkají fyzici **cutoff** (oříznutí, useknutí). V praxi to znamená, že předpokládáme existenci nejmenších, dále nedělitelných voxelů prostoru. Feynmanovy diagramy, včetně těch, jež zahrnují gravitony, dávají vskutku perfektní smysl až do chvíle, kdy do nich začneme vnášet struktury menší, než je Planckův objem.

V předchozí kapitole jsme si ukázali, že základní struktury tvořící stavební kameny vesmíru, sestávají z mikroskopických hexaedrů o hraně právě jedné Planckovy délky. Pro takovéto struktury používá matematika termín **Youngova stereomina** (krátce Y-stereomina). Jejich dvourozměrnými analogy jsou tzv. **polyomina**. V této kapitole se seznámíme s metodou tzv. **grupových plastifikací polyomin** a demonstrujeme si její praktické využití ve fyzice elementárních částic.



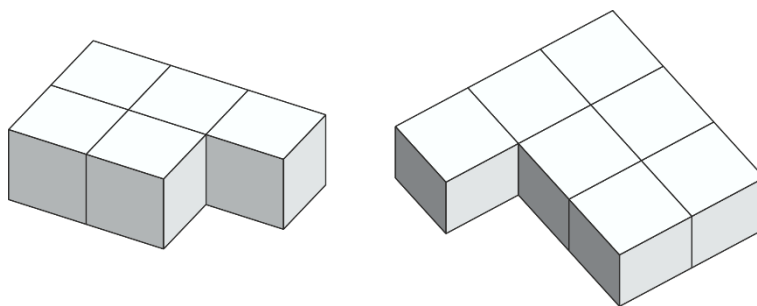
Laurence Chisholm Young (1905 – 2000)

Naším cílem bude ukázat, že standardní model, redukující veškerou přírodu na pouhých 6 druhů kvarků a 6 druhů leptonů ještě nemusí být nejnižším patrem na stromě možných redukcí ve světě elementárních částic. Základní částici veškerého jsoucna – kvantionu – jejíž vnější strukturu jsme odvodili v předchozí kapitole, přiřadíme **plastifikované monomino** čili **1-stereomino** – viz obr. 130:



Obr. 130: Kvantion jako monomino

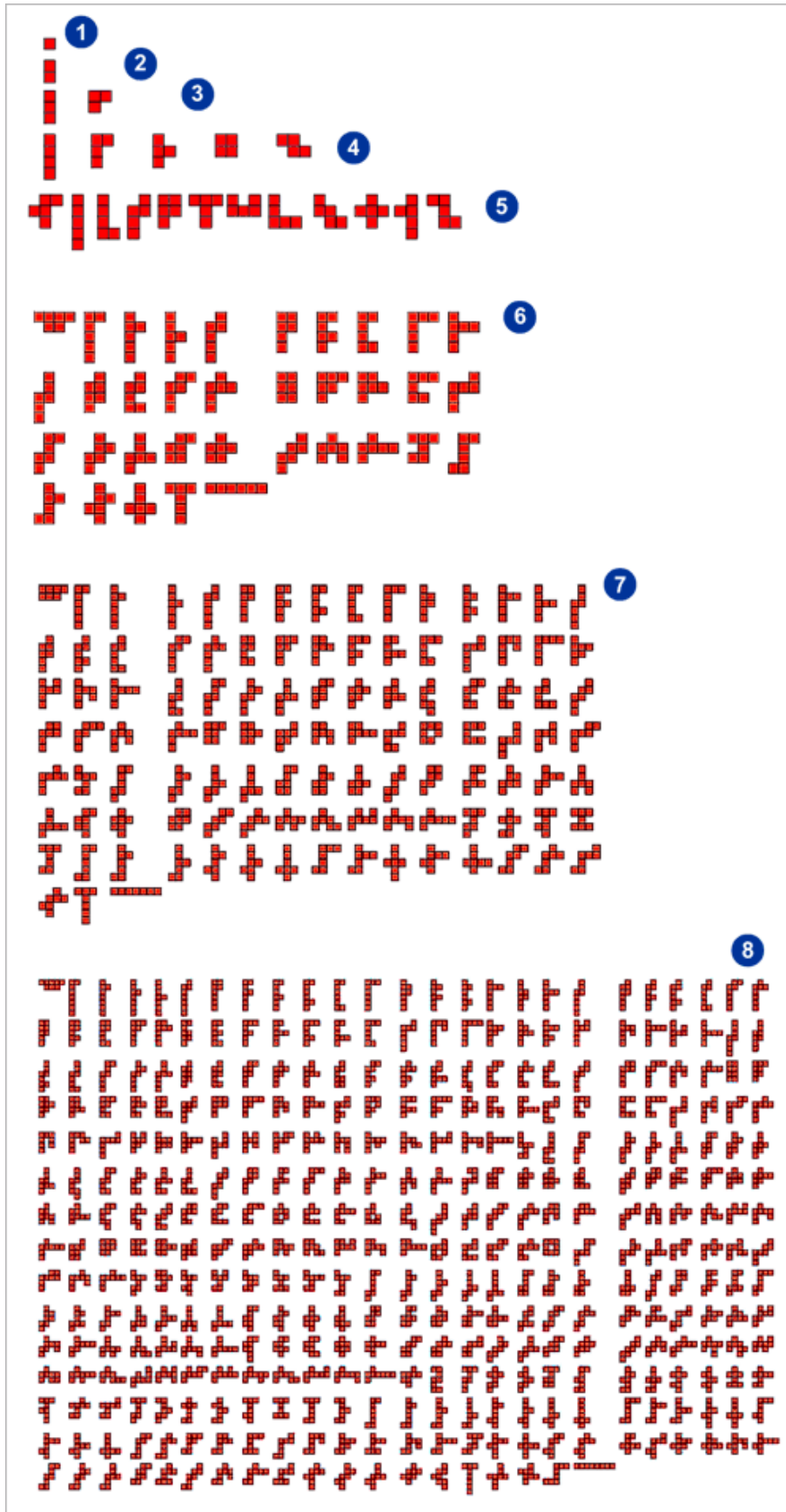
Jako další příklad zde uvádím několik plastifikovaných polyomin neboli krátce ***n*-stereomin**.



Obr. 131: Stereomina

Ta by již mohla odpovídat určitým složeným částicím energie \sim hmoty. Na obr. 132 jsou znázorněna všechna existující *n*-omina pro $n = 1, 2, \dots, 8$, neboli monomina, domina, \dots , oktomina.

Přitom polyomina lišící se pouze transformací rotace či reflexe, či jejich vzájemnou kombinací, zde považujeme za jeden a též prvek množiny *n*-omin.

Obr. 132: n -omina pro $n = 1, \dots, 8$.

Počet Y-polyomin pro dané n může být vyjádřen vztahem

$$e(n) = \frac{1}{2} \left(\frac{n(n+1)}{2} + \left\lfloor \frac{n+2}{2} \right\rfloor + \operatorname{sgn}(n-8) \cdot \lfloor \sqrt{n} \rfloor - \sum_{k=1}^n \left\lfloor \frac{n}{k} \right\rfloor \right), \quad (14.4.1)$$

kde $\lfloor x \rfloor$ značí maximální celé číslo menší než x (např. $\lfloor 8,12 \rfloor = 8$; $\lfloor 8 \rfloor = 7$).

Již na konci 60. let minulého století vyslovil Murray Gell-Mann hypotézu, podle níž by se mohly kvarky sestávat z ještě elementárnějších struktur, které nazval **preony**. V předchozích kapitolách jsme uvedli předpoklad, že preony jsou elementárními částicemi, které jsou základní stavební entitou, z níž jsou vytvořeny všechny ostatní částice, tj. kvarky a leptony. Vzdálenost, na které spolu kvantiony v preonech interagují – Planckova délka – má přitom z teoretického hlediska pozoruhodný význam.

Na gravitaci jsme zvyklí nahlížet jako na extrémně slabou sílu, která se na kvantové úrovni nijak neprojevuje. Např. dva elektrony na sebe působí 10^{42} -krát větší odpoudivou elektrostatickou silou, než je jejich vzájemná gravitační přitažlivost. Jakmile se však k sobě přiblíží na vzdálenost Planckovy délky, stává se gravitace dokonce dominantní silou, která převáží všechny ostatní a drží částice pohromadě. Čím je to způsobeno?

Při pohledu na graf vazebních konstant jednotlivých čtyř interakcí (viz obr. 133) vyvstávají okamžitě dvě otázky: Setkají se všechny tři konstanty při jedné jediné energii? A co se bude dít při vyšších energiích? Pokud by elektrický náboj dále rostl, znamenalo by to, že v počátečních fázích Velkého třesku měly částice enormní elektrický náboj, snad dokonce nekonečný. To by ale vedlo k mnoha problémům.

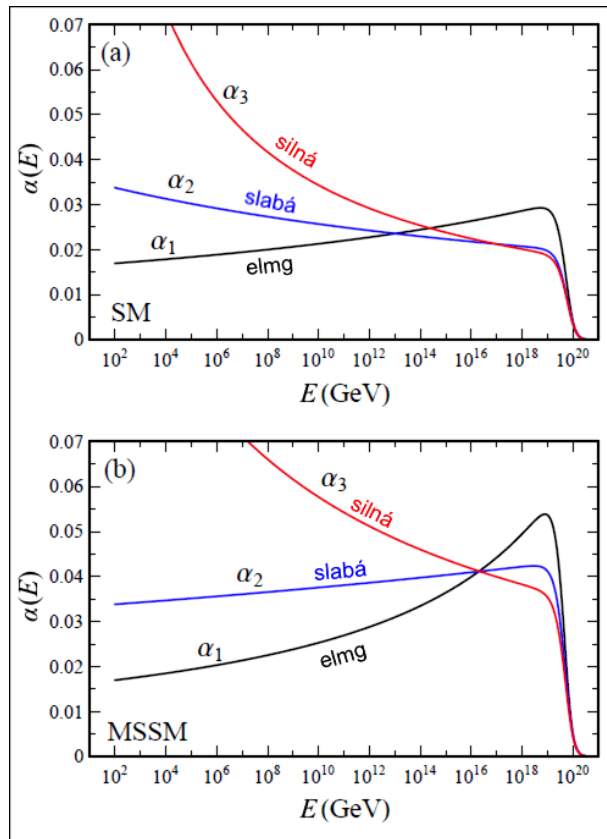
Již v roce 2006 publikovali Sean Robinson a Frank Wilczek možné řešení. Pokud se do výpočtů zahrne kvantová gravitace, pak při extrémně vysokých energiích (nad 10^{18} GeV) začnou náboje všech tří interakcí prudce klesat, a proto měly v nejrannějších fázích vesmíru všechny tři kvantové interakce velmi malé vazební konstanty. Předložené výpočty byly mnoha vědci kritizovány a byly v nich nalezeny zásadní chyby. Na sklonku roku 2010 byly publikovány dva nové články na obdobné téma. První shrnuje výpočty Davida Tomse z Univerzity v Newcastlu a druhý výpočty čínsko-japonské skupiny vědců (Hong-Jian He, Xu-Feng Wang, Zhong-Zhi Xianyu). V obou článcích je opět prováděn výpočet závislosti vazebních konstant na energii. V úvahu je brán vliv supersymetrie a supergravitace. Oba články prokazují, že základní myšlenka Robinsona a Wilczeka byla správná a korektní výpočty skutečně vedou na prudký pokles vazebních konstant nad Planckovou energií 10^{18} GeV. Všechny tři vazební konstanty (náboje) se stanou pro vyšší hodnoty energie nulovými. V planckovských měřítkách podle těchto výpočtů elektron o svůj náboj přijde a gravitace se proto stává dominantní silou.



Sean Patrick Robinson (1977)



David John Toms (1966)



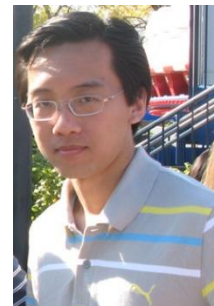
Obr. 133: Výsledky výpočtů čínsko-japonské skupiny. Nad Planckovou energií hodnoty všech tří vazebních konstant prudce klesají. Stínění elektrického náboje (jeho růst s energií) se změní v antistínění. Za to je zodpovědná celá řada exotických Feynmanových diagramů, které nejsou běžné v nízkoenergetické limitě. Na horním obrázku je výpočet v rámci standardního modelu (SM). Pokud se do výpočtu zahrne i supersymetrie (MSSM – Minimální supersymetrický model – viz dolní graf), protnou se dokonce všechny tři průběhy vazebních konstant v jediném bodě.



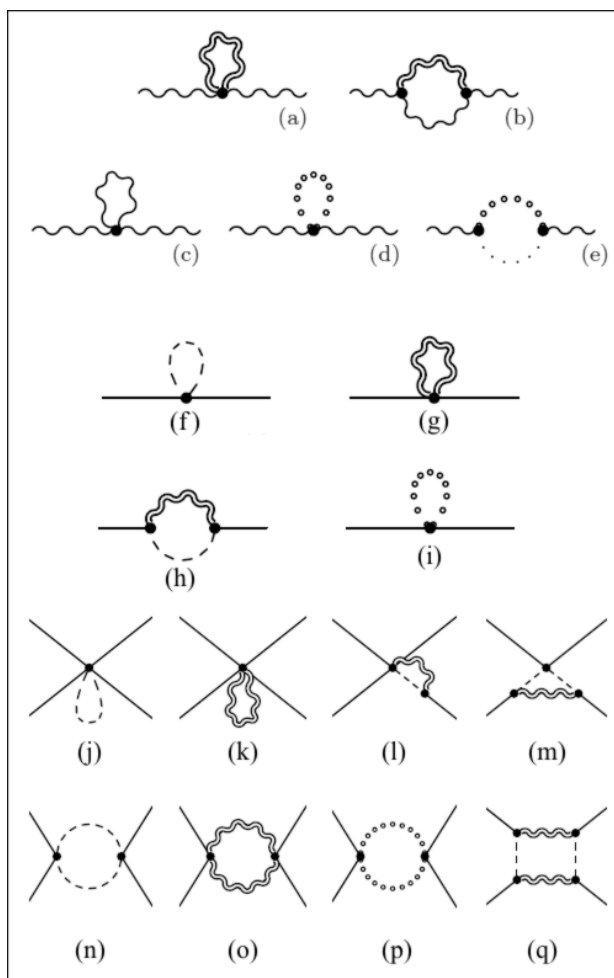
Hong-Jian He (1979)



Zhong-Zhi Xianyu (1988)



Xu-Feng Wang (1988)



Obr. 134: Exotické Feynmanovy diagramy, které se uplatňují při vysokých energiích. Vlnovkou jsou značeny fotony, dvojitou vlnovkou gravitony, plnou čarou skalární pole, čárkovaně fluktuační pole, kolečky pole gravitina a tečkovaně pole fotina.

Samotná gravitace, alespoň tak, jak ji popisuje OTR, ovšem k vysvětlení struktury částic nestačí. Pokud by působila pouze gravitace, kvantiony by se jednoduše lepily jeden na druhý a částice by rostly nade všechny meze. Gravitační na kvantové úrovni jeví určité stavy nasycení, které můžeme popsat obdobným způsobem, jak to učinil Gell-Mann v rámci kvantové chromodynamiky. Preony v tomto modelu nesou 4 význačné charakteristiky, jež mohou nabývat hodnot uvedených v následující tabulce:

Tab. 7: Náboje kvantionové interakce

Chuť	A (acid)	B (bitter)
Teplota	-1; -2/3; -1/3; 0	0; 1/3; 2/3; 1
El. náboj	-2/3	1/3
Barva	1/3(R, G, B)	1/3(R, G, B)

Existenci stavů nasycení pak můžeme velmi jednoduše vysvětlit tím, že kromě vždy a za všech okolností přitažlivé gravitace, budeme uvažovat další – pátou – interakci, nesoucí náboje zvané **teplota** a **chuť**, která má pro změnu odpudivý charakter a se vzdáleností ubývá natolik rychle, že ji již v měřítkách, do kterých nám umožňují nahlédnout moderní urychlovače částic (10^{-20} m) samostatně

nedetekujeme. Je to velmi podobný princip, jakým drží pohromadě atomová jádra – pouze je třeba v představách nahradit silnou interakci kvantovou gravitací a odpudivou elektromagnetickou interakci pátou – **kvantiovou interakcí**. Pokud bychom chtěli slepit silnou interakci třeba jádro o 300 nukleonech, nepodaří se nám to – nebude to držet pohromadě ani kratičký zlomek sekundy. Podobně dopadneme, pokusíme-li se spojit kvantiovou interakcí dvě struktury, přesahující svou velikostí řádově Planckovu délku.

Podotýkám, že kvantové číslo T zvané **teplota** nemá žádný vztah k fyzikální veličině T zvané termodynamická teplota, kvantové číslo zvané **chut'** nemá nic společného s běžným významem tohoto slova – tyto názvy jsem zavedl na přelomu tisíciletí částečně z důvodu, abych tím vzdal hold Gell-Mannovi, který o čtyřicet let dříve celou myšlenku odstartoval, když zavedl novou třídu kvantových nábojů s poetickými názvy barva a vůně, jednak také proto, abych doplnil škálu Gell-Mannových smyslových vjemů na úplný systém, což mi přišlo jako vhodné symbolické završení celého modelu elementárních částic. Vůně, které vnímáme čichem a barvy, které vnímáme svým zrakem, jsem tak doplnil o teploty, které běžně vnímáme hmatem a jako třešničku na dortu jsem ještě přidal alespoň 2 chuti. Teplota a barva jsou určeny kombinací orientace vektorů cytonové parity (o níž budeme hovořit hned v následující kapitole) jednotlivých kvantiovů uvnitř preonů. Kombinací chuti a teploty vznikají vůně.

Jak ukazuje následující tabulka, preony se seskupují buď do dvojic s různou teplotou svých členů, tvoříc tak 6 druhů vůní kvarků, nebo do trojic s různou teplotou svých členů, tvoříc 6 druhů vůní leptonů s celkovou teplotou $T = 0$.

Protože může existovat i více než jedna kombinace různých teplot dávající tutéž sumu, může existovat vícero možností kterak nakombinovat z preonů jeden a tentýž kvark či lepton. Kvarky a leptony se seskupují do dvojic (tzv. **generací**), jež se vzájemně odlišují svojí hmotností. Proto zpravidla hovoříme o lehkých, středně těžkých a těžkých kvarcích či leptonech.

Tabulka 8 ukazuje, že to není pouhá náhoda, neboť částice tvořící tyto generace mají vždy tutéž celkovou teplotu a liší se od sebe pouze chutí.

Tab. 8: Komponenty kvarků a leptonů

Třída	Vůně kvarků	Značka	Vůně leptonů	Značka
Lehké	$A^{-2/3} B^1$ $A^{-1/3} B^{2/3}$ $A^0 B^{1/3}$	d	$A^{-1/3} A^0 B^{1/3}$	e
	$B^{1/3} B^0$	u	$B^{1/3} B^0 A^{-1/3}$	ν_e
Středně těžké	$A^{-1/3} B^1$ $A^0 B^{2/3}$	s	$A^{-2/3} A^0 B^{2/3}$	μ
	$B^{2/3} B^0$	c	$B^{2/3} B^0 A^{-2/3}$	ν_μ
Těžké	$A^0 B^1$	b	$A^{-2/3} A^{-1/3} B^1$ $A^{-1} A^0 B^1$	τ
	$B^{2/3} B^{1/3}$ $B^1 B^0$	t	$B^{2/3} B^{1/3} A^{-1}$ $B^1 B^0 A^{-1}$	ν_τ

Tabulka 9 je přehledem základních kvantových charakteristik kvarků plynoucích z jejich vnitřní preonové struktury.

Tab. 9: Úplný systém kvantových nábojů kvarků a leptonů

		Vůně					
Kvantová čísla	Symbol	d	u	s	c	b	t
Chuť	t	AB	BB	AB	BB	AB	BB
Teplota	T	1/3	1/3	2/3	2/3	1	1
Baryonové číslo	B	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
Elektrický náboj	Q	-1/3	2/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
Helicita	J	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Dolní projekce izospinu	I_z^-	-1	0	0	0	0	0
Horní projekce izospinu	I_z^+	0	1	0	0	0	0
Podivnost	σ	0	0	-1	0	0	0
Půvab	γ	0	0	0	1	0	0
Krása	β	0	0	0	0	-1	0
Pravda	τ	0	0	0	0	0	1

Pro elektrický náboj každého kvarku pak platí následující vztah:

$$Q = \frac{B + I_z + \sigma + \gamma + \beta + \tau}{2}. \quad (14.4.2)$$

Je na první pohled zřejmé, že pokud budou spiny vázány na preonové chuti, podobně jako náboje, není možno vytvořit fermionové stavy zároveň u kvarků (sudé kombinace chuti) i leptonů (liché kombinace chuti).

Na druhé straně, jsou-li spinové stavy určeny teplotou, pak stačí jednoduše přiřadit kladným teplotám spin 1, záporným teplotám spin 0 a nulové teplotě spin 1/2. U všech kvarků i leptonů pak existuje alespoň jeden fermionový stav (viz tabulka 10).

Otázkou však zůstává, jakou úlohu zde hraje oněch 6 zbývajících bosonových stavů, jimž snad kromě stavu ($B^{2/3}B^{1/3}A^{-1}$), jenž by mohl efektivně vystupovat jako graviton G a stavu ($A^{-2/3}A^{-1/3}B^1$), který by mohl reprezentovat nabitě vektorové bosony W^\pm , nelze připsat žádnou z dnes známých elementárních částic.

Očekávaným kandidátem z rodiny nabitých bosonů (neutrální bosony jsou tvořeny páry kvark – antikvark, lepton – antilepton a nepředstavují tedy z tohoto hlediska žádný problém) jsou přirozeně samotní prostředníci kvantové interakce přenášející teplotu a chuť.

Nyní můžeme jednoznačně přiřadit jednotlivým kvarkům a leptonům ale i některým bosonům jejich vnitřní preonovou strukturu:

Tab. 10: Úplný systém elementárních částic

Kvarky		Leptony		Bosony	
Značka	Konfigurace	Značka	Konfigurace	Značka	Konfigurace
d	$A^0 B^{1/3}$	e	$A^{-1/3} A^0 B^{1/3}$	A_1^-	$A^{-2/3} B^1$
u	$B^{1/3} B^0$	ν_e	$B^{1/3} B^0 A^{-1/3}$	A_2^-	$A^{-1/3} B^{2/3}$
s	$A^0 B^{2/3}$	μ	$A^{-2/3} A^0 B^{2/3}$	A_3^-	$A^{-1/3} B^1$
c	$B^{2/3} B^0$	ν_μ	$B^{2/3} B^0 A^{-2/3}$	A_0^+	$B^{2/3} B^{1/3}$
b	$A^0 B^1$	τ	$A^{-1} A^0 B^1$	W	$A^{-2/3} A^{-1/3} B^1$
t	$B^1 B^0$	ν_τ	$B^1 B^0 A^{-1}$	G	$B^{2/3} B^{1/3} A^{-1}$

Zabývejme se dále otázkou, jak jsou jednotlivé preony vnitřně uspořádány z kvantonů, tj. z plastifikovaných monomin. Ukazuje se, že nejjednodušší způsob, kterak by mohla příroda dosáhnout plně funkčního systému elementárních částic je následující: Budeme pracovat pouze s Y-stereominy stupně $n = 3$ a $n = 4$.

Spojme navzájem geometrické středy dvou sousedních buněk daného stereomina vektory $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \dots, \mathbf{n}_{n-1}$. Vyškrtneme-li z tohoto systému všechny lineárně závislé vektory, obdržíme bázi prostoru V , přičemž počet bázevých vektorů označíme

$$D \equiv \dim V. \quad (14.4.3)$$

Všechny kyselé preonové stavy s teplotou $T = 0$ pak lze modelovat na množině Y-stereomin stupně $n = 3$, v prostoru V dimenze $D = 1$. Při teplotách $T < 0$ je $n = 4$, $D = 2$.


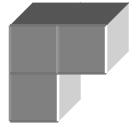
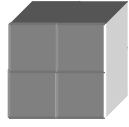
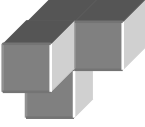

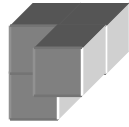
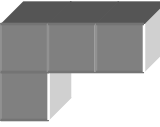
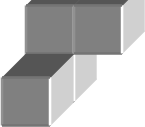
Hořkým preonovým stavům přiřazujeme tatáž n jako stavům kyselým při téže $|T|$, avšak dimenze D je vždy o jednotku vyšší. Výběrovým kritériem je v tomto případě požadavek, aby se takto vzniklý útvar při $SO(3)$ -rotacích o diskretní úhly velikosti $\pi/2$ jevil vždy opět jako Y-polyomino.

Co se týče jednoznačnosti přiřazení konkrétního stereomina k dané teplotě preonu pro $T \neq 0$, panovala zprvu určitá nejistota. Absolutní hodnota teploty různých preonů by např. mohla odrážet stupeň symetrie příslušných stereomin vzhledem k možným volbám orientace spinu jednotlivých kvantonů tvořících daný preon.

Vydeme-li z teploty $T = 0$, kde je stupeň symetrie nejvyšší (počet neekvivalentních kombinací spinů kvantonů generujících jednu a tutéž částici je zde nejnižší ze všech), pak lze předpokládat, že platí obecné pravidlo, podle něhož by měl být stupeň symetrie S nepřímo úměrný absolutní hodnotě teploty T .

Hledaný tvar jednotlivých preonů by tedy mohl vypadat např. takto:

Tab. 11: Struktura preonů

$ T $	A	B
0		
1/3		
2/3		
1		

To, zda je $T > 0$ či $T < 0$ pak závisí jednoduše na tom, jsou-li spiny jednotlivých kvantonů v preonech orientovány paralelně ($J = 1$), nebo antiparalelně ($J = 0$).

To je určeno dalším výběrovým pravidlem, jež je důsledkem Pauliho vylučovacího principu, který striktně vyžaduje rozlišitelnost jednotlivých kvantonů uvnitř preonu. Z něho plyne požadavek, aby žádné dvě sousedící buňky neobsahovaly kvantony se souhlasně orientovanými spiny.

Vzhledem k tomu, že helicita kvantonu může nabývat pouze dvou hodnot ($\pm 1/2$), platí toto pravidlo pouze pro částice, jejichž stupně volnosti jsou omezeny dimenzí $D \leq 2$. Pro $D > 2$ jsou kvantony vzájemně rozlišitelné i tehdy, sousedí-li spolu dva kvantony se souhlasně orientovanými spiny.

Tato kritéria lze splnit pouze za výše popsaného předpokladu o vzájemném vztahu dimenze D , stupně n , chuti t a teplotě T jednotlivých preonů, jak jej znázorňuje tab. 11.

Přemýšlivý čtenář se nyní jistě pozastaví nad tím, že natolik těžké částice, jako je např. top kvark (173 GeV) a extrémně lehké částice, jako např. elektronové neutrino (méně, než 0,2 eV) mohou být vytvořeny z velmi podobného množství základního materiálu – preonů.

Důvod se pokusím ihned nastínit: Čím menší prostor je částicím vymezen, tím větší je neurčitost jejich hybnosti a tím vyšší je v jistém smyslu jejich energie. To bývalo také častým argumentem proti možné existenci dalších částic (preonů) uvnitř kvarků a leptonů. I kdyby měly tyto hypotetické preony nulovou klidovou hmotnost, díky principu neurčitosti by na velmi stísněném prostoru musely vytvořit mnohem těžší kvarky a leptony, než jaké ve skutečnosti pozorujeme.

Tato nadbytečná energie však může být vykompenzována právě vazebnou energií gravitační interakce na Planckově škále, jak jsme si to ukázali ve 13. kapitole. Právě kvantonová interakce daná teplotou

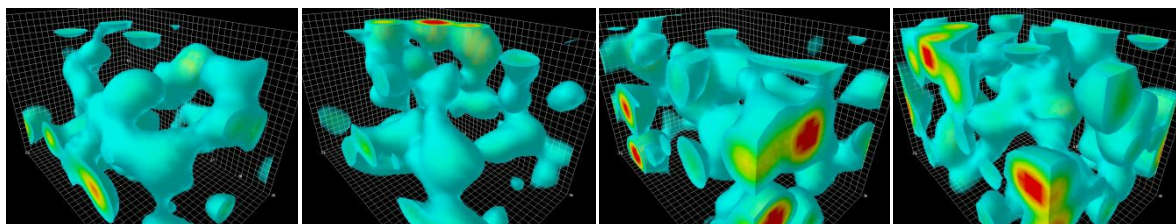
a chutí jednotlivých vázaných celků – preonů – pak určuje míru této kompenzace, a tedy hmotnosti jednotlivých kvantových jader (preonů).

Hmotnosti samotných leptonů a kvarků jsou pak dány jednak hmotností jejich kvantových jader, a jednak hmotností oblaku virtuálních částic (gluonů, vektorových bosonů a fotonů), tvořícího se v jejich okolí. Hmotnosti těchto oblaků ovlivňuje především jejich interakce s Higgsovým polem a jsou tedy vysvětlitelné již v rámci standardního modelu („vysvětlitelné“ však ještě nutně neznamena „vypočitatelné“).

U elektromagnetické interakce je energie vazby podstatně menší než klidová energie vázaných částic (například elektronu a protonu v atomu vodíku). U silné interakce je tomu naopak. Energie vazby tří kvarků v protonu je podstatně větší než hmotnosti jednotlivých kvarků. Se vzdáleností kvarků navíc jejich vzájemné silové působení neubývá, jak tomu je u elektromagnetické interakce, ale naopak roste. To vede k uvěznění kvarků do oblasti o rozměrech 10^{-15} m. Všechna tato fakta společně způsobují, že standardní poruchová teorie u silné interakce selhává.

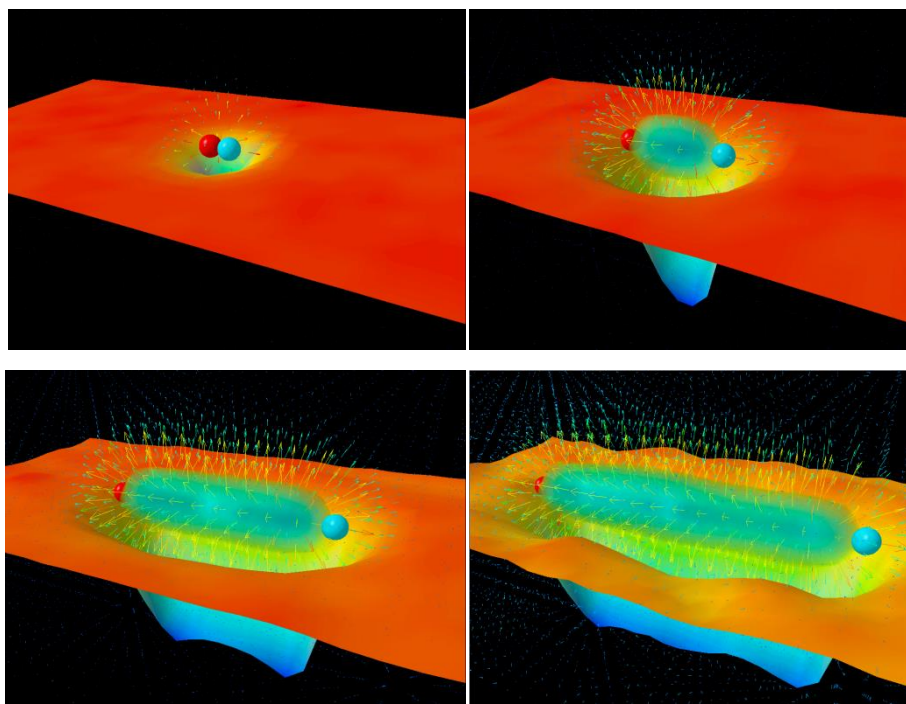
Jedinou známou alternativou, jak získávat současnými výpočetními prostředky předpovědi z kvantové chromodynamiky, je řešení problému neporuchovým přístupem s pomocí diskretní prostorové mřížky, to jest vlastně diskretizací prostoru, ve kterém výpočty provádíme a v jehož buňkách jsou lokalizovány kvarky a gluonová pole. Tím, že vzdálenost dvou částic má dolní mez danou vzdáleností vrcholů mřížky, jsou v modelu automaticky oříznuty hybnosti s hodnotou vyšší, než odpovídá rovnosti v Heisenbergových relacích neurčitosti. Metoda tak automaticky odstraňuje nekonečné hodnoty vycházející v kvantové chromodynamice. Tento přístup se nazývá **mřížková chromodynamika (LQCD – Lattice Quantum ChromoDynamics)** a jeho přímými předchůdci jsou **Hubbardův model** a **t-J model**. Metodu navrhli nezávisle Keneth Wilson a Alexandr Poljakov roku 1974. Její hlavní myšlenkou je Yangovou – Millsovu kvantovou teorii pole dobře definovat a učinit ji nezávislou na jakémkoli poruchovém rozvoji konstruováním teorie v nikoliv spojitém prostoročase, ale na diskretní mřížce o konečném počtu bodů. Hladký časoprostor uvnitř nukleonu se nahrazuje sítí jednotlivých izolovaných bodů, což umožňuje eliminovat problémy s nekonečny, které jinak dělají kvantové teorie pole problematickými.

V sérii obrázků 135 vidíme typickou časoprostorovou strukturu gluonového pole. Výpočetní oblast má rozměry $2,4 \times 2,4 \times 3,6$ fm. Znázorněna je hustota energie gluonového pole. Autorem je F. Wilczek – nositel Nobelovy ceny za teorii silné interakce z roku 2004.



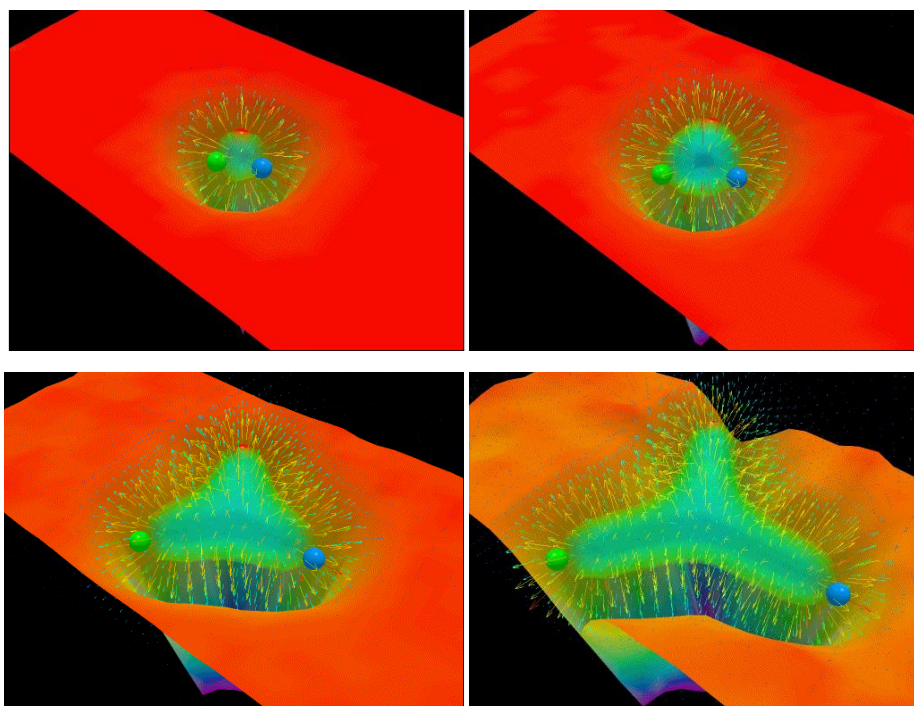
Obr. 135: Simulace gluonového pole v LQCD

V sérii obrázků 136 je znázorněna vazba kvarku a antikvarku v mezonu, tzv. **gluonová nit**. Vzdálenost kvarků se mění od 0,125 fm do 2,25 fm (1,3-násobek průměru protonu). Povšimněme si, že průměr gluonové niti se nemění. Prohnutá plocha představuje hustotu energie v rovině procházející středy páru kvark-antikvark. Vektorové pole zobrazuje gradient hustoty energie.



Obr. 136: Simulace mezonu

V sérii 137 je stejným způsobem znázorněna vazba tří kvarků v baryonu.



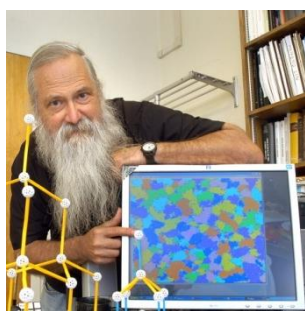
Obr. 137: Simulace baryonu

Kvarky a leptony jsou lokalizovány ve vrcholech prostorové mříže a mohou se přemísťovat jen podél spojnic, kde působí Yangova – Millsova pole (gluony). Např. i Feynmanova metoda integrálů přes trajektorie vede ve spojitém prostoru k nekonečněrozměrným integrálům, s nimiž nedokážeme dobře

zacházet. V mřížkové kalibrační teorii se však Feynmanovy integrály stávají konečně rozměrnými a dobře definovanými díky diskrétní povaze prostoru, v němž operujeme.

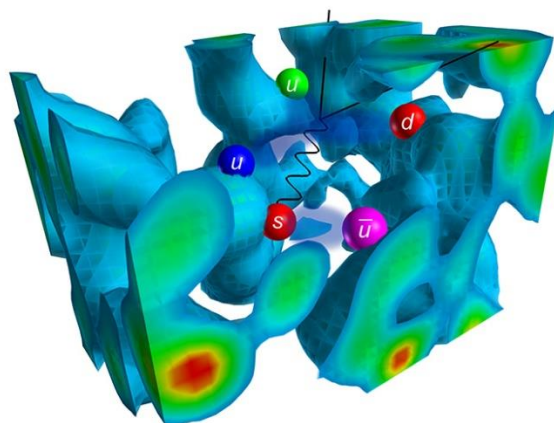
Pro částice lokalizované na mřížce může maximální hybnost nabývat hodnotu $p \sim \hbar/a$, kde a je mřížková konstanta (vzdálenost vrcholů), jak plyne z Heisenbergových relací neurčitosti. V mřížkových modelech jsou tak přirozeným způsobem oříznuty nekonečné hodnoty, které se vyskytují v kvantové chromodynamice na časoprostorovém kontinuu a obtížně se odstraňují pomocí renormalizace. I přes podstatné zjednodušení se pohybují LQCD výpočty na samé hranici možností dnešních superpočítačů.

Ačkoli si Wilson a Poljakov vypůjčili tento nápad z fyziky kondenzovaných látek a mnohé techniky vyvinuté fyziky kondenzovaných látek dávaly jistý vhled do mřížkové kalibrační teorie, vesměs se zakládaly na různých aproximačních schématech, jejichž oprávněnost v daném dílčím případě byla víceméně sporná. Výjimku tvoří výpočetní metody založené na algoritmu Monte Carlo. První výpočty tohoto druhu v mřížkové kalibrační teorii učinil roku 1979 Michael Creutz v Brookhavenu. Moderní multiprocessorové superpočítače schopné pracovat rychlostí stovek petaflops dávají výsledky v dobré shodě s experimentální skutečností.



Michael John Creutz (1944)

Pomocí LQCD byl zkoumán fázový přechod mezi uvězněnými kvarky a kvark-gluonovým plazmatem. Právě z výpočtů pomocí LQCD vyplynulo, že tento přechod probíhá při energii 170 GeV na částici. Tomu odpovídá teplota řádově $2 \cdot 10^{12}$ K, tedy cca stotisíckrát vyšší teplota, než je v nitru Slunce. Obdobných podmínek se podařilo dosáhnout po šesti letech experimentů v roce 2000 na urychlovači SPS ve středisku CERN, kde bylo skutečně objeveno kvark-gluonové plazma. LQCD se dnes využívá při simulaci uvěznění kvarků, v teorii strun, při hledání axionů i v mnoha dalších aplikacích.



Obr. 138: LQCD počítačová simulace nitra hyperonu. Červená, zelená a modrá kulička znázorňují kvarky v hyperonu. Ostatní oblasti jsou gluonová pole (97 % hmotnosti hyperonu). Modrý a žlutý objekt znázorňují excitaci gluonového pole – pár kvark-antikvark

Pokud by kvarky existovaly samostatně, což je ovšem za normálních okolností nemožné, příspěvek jejich individuálních hmotností k celkové hmotnosti nukleonu by činil pouhé jedno procento. A to je překvapivě málo.

Nabízí se tedy otázka, co tvoří oněch zbývajících 99 procent hmotnosti. Nebo jinými slovy, co je podstatou běžné hmoty. Odpověď nejen na tyto otázky hledal mezinárodní výzkumný tým pod vedením Stephana Dürra z Institutu Johna von Neumanna v německém Jülichu. Jeho primárním úkolem ale bylo provést teoretický výpočet hmotnosti protonu. Podle teorie kvantové chromodynamiky (QCD) je oněch 99 procent hmotnosti uloženo v gluonovém oblaku vyplňujícím nitro nukleonu. Podobně jako i jiné virtuální částice, gluony neustále vznikají a zanikají jakoby z ničeho, a to díky kvantovým fluktuacím. Ale jak vidno, jejich „existenci“ nelze při výpočtech hmotností nukleonů opomenout, neboť tvoří podstatnou součást nukleonu.

S virtuálními gluony fyzici sice při kalkulacích hmotností nukleonů běžně počítali, avšak stále opomíjeli jiné důležité složky vakua, a sice virtuální páry kvarků a antikvarků. I ty se, stejně jako gluony a ostatní virtuální částice, ustavičně vynořují z kvantového vakua, aby vzápětí opět mizely v nicotě. Jejich vliv celou věc ještě víc komplikuje, nukleony se již vůbec nejeví jako jednoduché částice složené ze tří kvarků jako na začátku našich úvah, ale jsou složitým propletením všech možných stavů, které je nutné do výpočtů zahrnout.

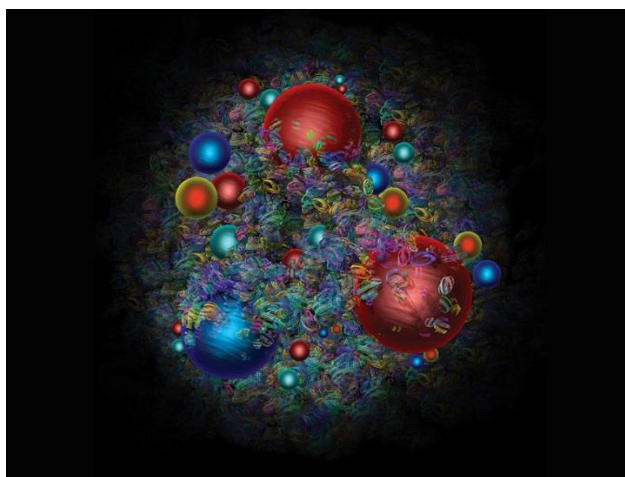


Stephan Dürr (1974)

Dürrova skupina se potýkala s neobyčejně složitým úkolem, neboť výpočty s virtuálními kvarky představují práci s více než 10 triliardami čísel. Na Zemi v té době neexistoval počítač, který by byl schopen pojmut do své paměti tak obrovské množství dat, a proto vědci museli k výpočtu použít hned celou počítačovou (paralelní) síť o výkonu 200 teraflops.

Tak ohromná výpočetní kapacita byla zapotřebí k tomu, aby simulovala (nikoli ovšem v reálném čase) procesy, odehrávající se v tak malém kousku prostoru, který by se vtěsnil do nitra jediného protonu.

Nakonec bylo jejich úsilí korunováno zaslouženým úspěchem – jimi vypočtená hmotnost protonu se od experimentálně zjištěných hodnot lišila o pouhých 2 %. To má sice stále daleko k přesnosti výpočtů dosahované v kvantové elektrodynamice (ve výpočtech dosud provedených až do 3. řádu poruchového rozvoje zde bylo dosaženo shody s experimentem lepší než 10^{-8} %), znamená to však skutečně velký skok kupředu, neboť předchozí pokusy pracovaly s 10 % chybou.



Obr. 139: Model nukleonu

14.5. Cytoprostor

14.5.1. Informace a entropie

Česká abeceda má 32 písmen, pro psaní však existují i jednodušší systémy, jako je např. Morseova abeceda, využívající pouze tečku a čárku. Je-li informace kódována dvěma symboly, a je celkem jedno, jestli jsou to tečky a čárky, nebo třeba nuly a jedničky, říkáme těmto symbolům bity.

Tak např. název **TEORIE RELATIVITY** má v Morseově abecedě tvar

-.------.------.------.-----

čítající 35 znaků. Kolik různých zpráv lze sestavit v Morseově abecedě ze 35 znaků? Stačí pouze násobit pětáctkrát dvojkou. Výsledek je tedy 2^{35} . Říkáme, že v binárním Morseově kódu má název **TEORIE RELATIVITY 35 bitů**.

Entropie je definována jako logaritmus počtu uspořádání, která vyhovují nějakému specifickému rozpoznatelnému kritériu. Je-li tímto kritériem přítomnost 35 bitů, pak počet možných uspořádání je 2^{35} , a entropie je logaritmus tohoto čísla neboli číslo 35.

Je téměř jisté, že když vezmeme 16 písmen tohoto názvu a zamícháme je, s velkou jistotou dostaneme naprostý nesmysl. Předpokládejme, že písmenka budeme prohazovat pěkně po jednom. Text bude postupně ztrácet koherenci – název bude stále hůře čitelný. Postupně se z písmenek stane jen kupa symbolů bez významu. Existuje tolik smysluplných kombinací, že nakonec získáme z písmen pouze nesmysly.

Claude Shannon ve svém klasickém pojednání *Matematická Teorie Komunikace* z roku 1949, dal poprvé do souvislosti informaci a entropii, na základě dřívější práce R. V. Hartleye, který definoval informaci jako úspěšný výběr znaků či slov z daného seznamu. Vzorec, odvozený později Shannonem na základě této práce, je ve skutečnosti měřítkem pouze jedné představy o informaci – je to statistická míra neurčitosti, nebo „míra překvapení“ vzniklá z toku znaků zprávy. Shannon doslova říká: „Veličina, která jedinečně vyhovuje přirozeným požadavkům pro informaci, se zdá být přesně tím, čím je v termodynamice entropie. Měření informace pomocí entropie je vlastně přirozené, uvědomíme-li si, že informace v teorii komunikace je spojena s rozsahem volnosti výběru, kterou máme při konstruování zpráv“. Shannon vlastně předpokládá, že situace, která je vysoce organizovaná, nemá velkou volnost výběru, a mohli bychom tedy říci, že má nízkou informaci (a entropii).



Ralph Vinton Lyon Hartley (1888 – 1970)



Claude Elwood Shannon (1916 – 2001)

Ze všech 2^{35} možností dá smysl připomínající slovní spojení jen zlomek – desítky, možná stovky uspořádání – např. **TVORITEE REALITY**, čemuž odpovídá entropie menší než 10. Naprostá většina permutací budou ale naprosté nesmysly. Těžko tedy někoho překvapí, že když zamícháme písmenky, entropie roste. Toto vyjadřuje ve skutečnosti velmi hluboký princip, stojící v samých základech přírody, který se nazývá **druhý zákon termodynamiky**.

Za matematický důkaz tohoto základního principu nevděčíme nikomu menšímu než Ludwigu Boltzmannovi, který má matematickou podobu tohoto zákona vytesánu na svém náhrobku na Centrálním hřbitově ve Vídni. Tento princip říká, že pokud ponecháme nějaký systém svému osudu, jeho entropie vždy s časem vzrůstá – auta korodují, organismy stárnou a umírají, stavby chátrají, pohoří erodují. Růstem entropie je dokonce ve fyzice definována tzv. **termodynamická šipka času**.

Představme si nyní, že máme dvě spojené nádoby s plynem o n rozlišitelných molekulách. Počet možných konfigurací molekul plynu v nádobách je dán výrazem 2^n . Pokud máme jen jednu molekulu ($n = 1$), existují pouze $2^1 = 2$ možnosti, jak se může uspořádat – buď se molekula nachází v jedné nádobě, nebo ve druhé. Pokud bude $n = 2$, máme už $2^2 = 4$ možností – obě molekuly v jedné nádobě, obě molekuly ve druhé nádobě, v každé nádobě po jedné molekule, totéž s prohozením obou molekul.

Pravděpodobnost, že se všechny molekuly během svého pohybu náhodně shromáždí jen v jedné nádobě, je dána počtem nádob (2) ku počtu všech možných konfigurací molekul. Tento počet je tedy $2/2^n = 1/2^{n-1}$. Pro pouhých 10 částic plynu v nádobě nastane podobná situace jen v jednom z 500 náhodných přeskupení molekul. Pro 60 částic už je tato pravděpodobnost tak malá, že kdyby se molekuly náhodně přeskupily každou jednu desetinu sekundy, neshromáždí se všechny v jedné z nádob ani za dobu současného trvání vesmíru, což je téměř 14 miliard let. Pokud máme na počátku všechny molekuly pouze v jedné z nádob, má tento stav entropii 2. Jakmile nádoby propojíme a necháme molekuly volně difundovat, začne entropie okamžitě růst, dokud se neustálí okolo hodnoty 59, kdy je v obou nádobách s vysokou mírou pravděpodobnosti vždy po 30 molekulách. Pravděpodobnost, že by se molekuly od tohoto stavu spontánně výrazněji odchýlily, je naprosto zanedbatelná, ačkoliv ne přesně nulová (může se stát, že entropie systému na malý okamžik spontánně i poklesne).

Reálné plyny v makroskopických nádobách však obsahují kvadriliardy molekul a šance, že by entropie takového systému spontánně klesala po dobu výrazněji převyšující Planckův čas, je absolutně mizivá a můžeme ji pro všechny praktické účely považovat za nulovou.

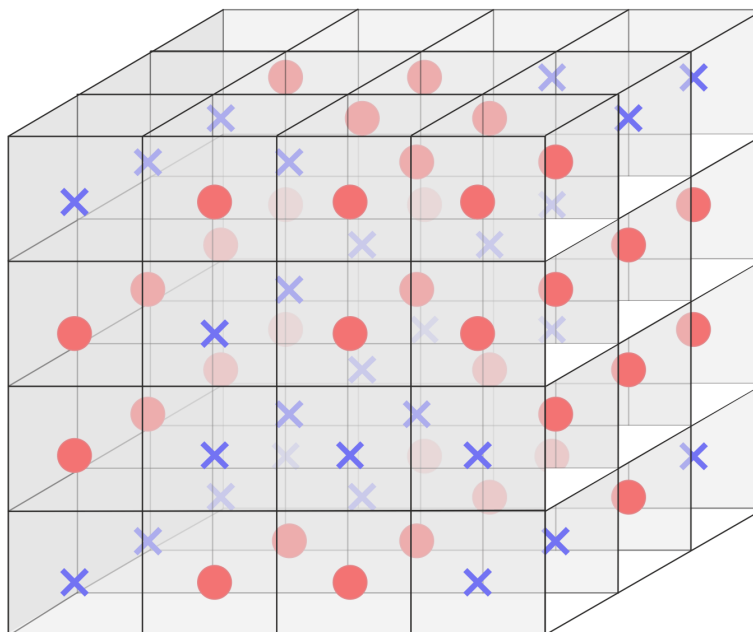
Lze to přirovnat k pokusu prohodit míčodu skrz velkou čínskou zeď. Z kapitoly 9 víme, že kvantová mechanika striktně nezakazuje, aby míč protuneloval skrz čínskou zeď a objevil se neporušený na druhé straně. Zkušenost nám ale říká, že pravděpodobnost takového jevu je natolik malá, že se s ním v praxi nikdy nesečkáme. Obdobně je to i s entropií – šance, že by začala v nádobě s plynem spontánně trvale klesat, není sice úplně nulová, v praxi se však můžeme naprosto spolehnout, že nic takového nikdy nespátříme.

Pokud to přesto uvidíte třeba ve filmu, můžete si být na sto procent jistí, že film běží pozpátku. Pokud se např. ve filmu cigaretový kouř shlukuje a mizí uvnitř zapálené cigarety, na místo aby vycházel z cigarety ven a stále více se rozptyloval po místnosti, každému bude intuitivně jasné, že čas běží pozpátku, což ve filmu samozřejmě není problém zařídit. V reálném světě ale entropická síla vždy nutí určité procesy probíhat jen jedním směrem – jak my fyzikové říkáme – **nevratně**.

K entropické síle se později ještě vrátím, až budu hovořit o entropické teorii gravitace. Nyní však ještě na chvíli obraťme naši pozornost k informačním bitům. Einsteinův žák, geniální fyzik a vizionář John Archibald Wheeler věřil, že všechna látková tělesa jsou složena z bitů informací, což vyjádřil ve svém známém sloganu „*It from bit*“. Podle něho měl bit, coby nejzákladnější částice ze všech, také tu nejmenší možnou velikost, odpovídající fundamentálnímu kvantu prostoru – Planckově buňce.

V minulých odstavcích jsme si ukázali, že prostor může být rozdělen na Planckovy buňky, které tak vytvoří trojrozměrnou mřížku. V každé z těchto buněk pak může (ale také nemusí) sídlit jeden bit, který si můžeme představit jako nejzákladnější částici – kvantion.

Další způsob, jak si znázornit tyto buňky, je představa obřích trojrozměrných piškvorek, jak nám ji přibližuje následující obrázek.



Obr. 140: Wheelerova-Feynmanova představa celulárního prostoru

Podle Wheelerovy filozofie mohou fyzikální podmínky světa být v daném okamžiku vyjádřeny právě takovýmto stavem 3D piškvorků. Jelikož s časem se věci ve světě mění, musí se i kolečka a křížky v našem piškvorkovém světě časem přesouvat z jedné buňky do jiné. V jednom okamžiku může vzor vypadat jako na obr. 140, v dalším okamžiku se může přeskupit.

V tomto Wheelerově světě informací se zákony fyziky skládají z pravidel určujících, jak se od jednoho okamžiku ke druhému mění konfigurace bitů. Taková pravidla, pokud by byla správně zkonstruována, by vlnám tvořeným z koleček a křížků v mřížce umožňovala šířit se napříč mřížkou a reprezentovat třeba světelné, nebo gravitační vlny. Veliký pevný kus složený z křížků (kvantonů) může ve svém okolí narušit šíření ostatních koleček a křížků, čímž bychom získali reprezentaci gravitačního pole těžkých těles.

Wheelerův buněčný svět zaplněný planckovskými bity informací ovlivnil fyziky na mnoha úrovních. Jeho velkým zastáncem byl např. Richard Feynman, který strávil hodně času konstruováním zjednodušených světů složených z bitů zaplňujících prostor. A rovněž i moje maličkost.



David Joseph Zoul (1974)

Myšlenkou prostoru složeného z buněk (řecky cytos) – **cytoprostoru** – jsem se začal vážněji zabývat od roku 1990. V tomto modelu je veškerý prostor tvořen krychlovou mřížkou o straně jedné buňky rovné Plackově délce, zvanou **cytoprostorová mříž**.

Buňky cytoprostorové mříže vytvářejí zdánlivě homogenní substanci, v níž nelze tvarově rozlišit jednotlivá plastifikovaná polyomina a struktury vyššího řádu vytvořené jejich vzájemným

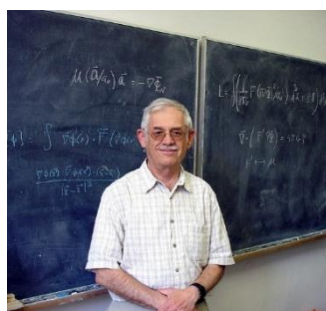
pospojováním. Přiřadíme-li však neočíslovaným buňkám plastifikovaných polyomin formálně např. nuly, můžeme je uvnitř cytoprostoru vzájemně rozeznávat.

Kinematika se pak v cytoprostoru dociluje přeléváním čísel mezi jednotlivými cytoprostorovými buňkami, přičemž struktura polyomin zůstává zachována, pokud mezi nimi nedochází k interakcím.

Buňky očíslované přirozenými čísly (tj. nikoliv nulou) označujeme jako **buňky aktivované**. Každé aktivované buňce cytoprostoru odpovídá v prostoročase kvantum energie $E = E_y$ zvané **kvantion**, s nímž jsme se již seznámili v předešlé kapitole.

Buňky, jež jsou v daném časovém okamžiku nulové, představují tzv. **inaktivní body hypergrupy**. Jsou to oblasti bez projevené energie, sloužící coby potenciál nezbytný pro zprostředkování jejího přenosu. Ten se realizuje pomocí tzv. **primární cytorezonance**.

Abychom si blíže objasnili tento termín, musíme si nejprve povědět, jak kdysi jeden z Wheelerových studentů – izraelský fyzik Jacob Bekenstein – vypočetl entropii černé díry.



Jakob David Bekenstein (1947)

Bekensteinovou vášní bylo podhoubí fyziky – její základní a podpůrné principy. Cítil, že právě černé díry v sobě skrývají cosi fundamentálně hlubokého. Lákala jej zejména problematika toho, jak černé díry mohou zapadat do principů kvantové mechaniky a termodynamiky, které dělaly starosti už Einsteinovi. Styl, jakým Bekenstein dělal fyziku, se vlastně dosti podobal tomu, jak ji dělal Einstein. Oba byli schopni vyvodit dalekosáhlé důsledky, jež hluboce ovlivnily další vývoj fyziky, jen s málem matematiky, ale se spoustou přemítání nad základními principy a imaginárními scénáři toho, kterak tyto principy mohou fungovat ve vzájemných vztazích.

Bekenstein si představoval, kterak krouží okolo černé díry s kontejnerem plným horkého plynu, který na laně pozvolna spouští až k horizontu událostí, kde otevře spodní část kontejneru a nechá všechny horký plyn přetéci do černé díry. Protože podle někdejších představ nebylo možné získat informaci o něčem, co již jednou pohltila černá díra, znamenalo to, že by tímto způsobem bylo možno z vesmíru nenávratně odčerpávat bity informace. To je však v příkrém rozporu s velmi silným fyzikálním principem – **druhým zákonem termodynamiky** – podle kterého právě toto není možné.

Bekenstein došel k závěru, že druhý termodynamický zákon stojí na příliš pevných základech na to, aby na něj šlo tak snadno rezignovat. Přišel proto s návrhem, že informaci musí nést samotný povrch černé díry. Čím víc informace pak skončí v černé díře, tím více se zvětší její povrch. Do veškeré informace vesmíru je tak nutno započíst rovněž i informaci obsaženou na povrchu černých děr.

Bekenstein uvažoval následovně: informace jde ruku v ruce s energií – informace má vždy co do činění s počtem přeskupení čehosi, co obsahuje energii, neboť podle Einsteina je veškerá hmota formou energie. Když proto Bekenstein vpustil horký plyn do černé díry, dodal jí energii a zvýšil tak její hmotnost i velikost.

Bekensteinovo následující odvození, že černé díry obsahují na svém povrchu bity informace (tedy že musejí mít nenulovou entropii), patří k oněm jednoduchým, ale přesto hlubokým poznáním, která dokážou rázem změnit veškeré další směřování fyziky.

Bekenstein se neptal přímo, kolik bitů by se mohlo ukrývat uvnitř černé díry dané velikosti. Namísto toho jej zajímalo, jak by se změnila velikost černé díry, kdyby do ní spadl jeden jediný bit informace. Je to podobné jako otázka, o kolik ve vaně stoupne voda, pokud do ní spadne jedna jediná molekula vody.

Tím pochopitelně vyvstala další otázka – jak můžeme přidat do černé díry jediný bit? Vzpomeňme si na kvantovou geometrodynamiku a na odstavec, kde jsme si říkali, že rozlišovací schopnost optického mikroskopu je vždy srovnatelná s vlnovou délkou použitého světla a pokud budeme vlnovou délku použitého světla neustále zkracovat, nakonec vytvoříme miniaturní černé díry o velikosti Planckových buněk, čímž je zároveň určena zrnitost prostoru. Trik, kterého Bekenstein využil, byl založen na velmi podobném, pouze obráceném principu. Použil foton s vlnovou délkou srovnatelnou s poloměrem horizontu r_g . Větší vlnové délky fotonů se totiž do černé díry nevejdou – pouze se odrazí od Schwarzschildovy sféry, ale nespádnou do ní.

Energie fotonu, nesoucího do černé díry jeden bit informace, je tedy dána vztahem

$$E = \frac{hc}{r_g}. \quad (14.5.1)$$

S tím související změna hmotnosti černé díry je

$$\Delta m = \frac{h}{r_g c}. \quad (14.5.2)$$

Změna povrchu černé díry pak bude

$$\Delta S = 4\pi \Delta r_g^2 = 8\pi \frac{hG}{c^3} = 8\pi l_h^2. \quad (14.5.3)$$

Bekenstein tak dospěl k překvapivému závěru, že **jeden bit informace zvýší povrch horizontu libovolné černé díry vždy o 8π násobek Planckovy plochy**. Bylo tedy jisté, že nějakým tajemným způsobem se skrývá v principech kvantové mechaniky a obecné teorie relativity spojení mezi bity informací a titěrnými Planckovými ploškami na horizontu událostí.

Představíme-li si, že stavíme černou díru bit po bitu, jako když bychom napouštěli vanu molekulu po molekule, pokaždé když přidáme bit informace, vzroste povrch horizontu o 8π násobek Planckovy plochy. Jakmile černou díru dostavíme, bude povrch horizontu odpovídat celkovému počtu informací skrytých uvnitř. Přesně toto zjištění znamenalo veliký úspěch Bekensteinova modelu, který můžeme shrnout slovy: **Entropie černé díry měřená v bitech je úměrná povrchu jejího horizontu měřeného v Planckových jednotkách.**

Bekenstein ukázal, že horizont černé díry je hustě pokrytý nestlačitelnými bity informace. Ve skutečnosti jsou tyto plošky jen stěnami buněk cytoprostoru, jejichž hrana je elementárním krokem v prostoru – krokem, jímž je prostor kvantován. Horizont černé díry tak netvoří pouze dvourozměrná plocha, ale je to vrstva elementárních cytoprostorových buněk, nesoucích bity informace.

Jak ukážeme v následujících kapitolách, celý náš prostor ve skutečnosti existuje uvnitř jedné ohromné černé díry, jejíž horizont je rovněž tvořen takovouto podivuhodnou vrstvou – jakousi membránou, na níž jsou uloženy veškeré bity z cytoprostoru, a kterou jsem v polovině 90. let pracovníčně nazval **blandrium**. Název se překvapivě ujal a tato důležitá struktura tak získala oficiální pojmenování.

Dynamika cytoprostoru je docílena přenosem bitů informací – tzv. **antionů** mezi jednotlivými kvantiony a blandriem. Kvazičástice sloužící k přenosu antionu mezi blandriem a kvantiony byla

nazvána **cyton**. Jedná se o jedinou formu energie existující v cytoprostoru. Právě energie přenášená ve formě cytonů tvoří prapůvod veškerého jsoucná. Všechna rozmanitost myriád různých světů je jen důsledkem vyvěrání cytonové energie „na povrch“.

Cytonem nazýváme takovou buňku cytoprostoru, které je v čase t přiděleno tzv. **cytonové číslo** $s \in N$, $s \in \langle 1; 10^{62} \rangle$. Během svého pohybu může cyton postupně nabývat cytonových čísel ležících v uvedeném intervalu. Uspořádaná n -tice těchto čísel pak tvoří tzv. **cytonový vektor** $|\sigma\rangle$.

Jelikož je cytoprostor trojrozměrný, pohybují se v něm cytony ve třech nezávislých, navzájem ortogonálních směrech. V každé buňce se tak protínají hned tři možné dráhy, po nichž může přicházet cyton. Těmto drahám říkáme **cytorezonanční chreody** (z řeckého *chreos* – cesta).

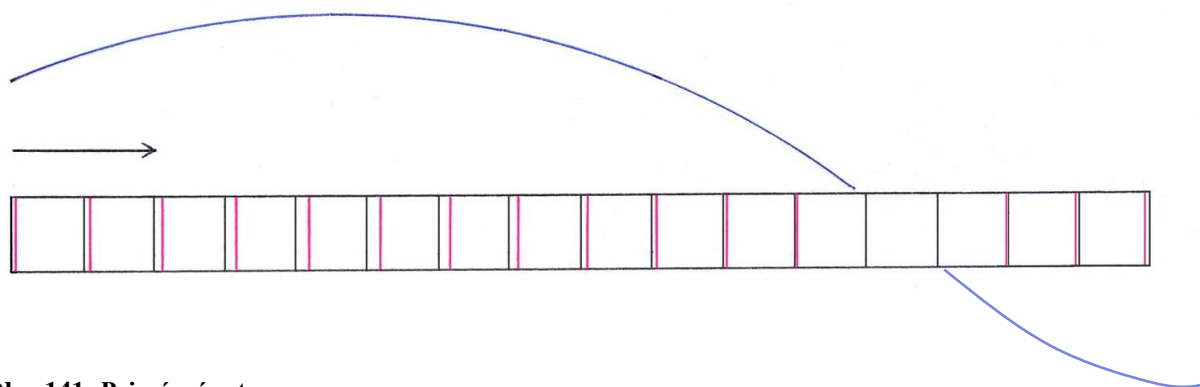
Každá cytorezonanční chreoda obsahuje řádově 10^{62} buněk (průměr kupovesmíru vyjádřený v Plackových délkách). Norma vektoru $|\sigma\rangle$ tak může nabývat řádově 10^{62} různých hodnot.

Proložíme-li cytoprostorem ortonormální soustavu souřadnou s počátkem v zadním levém dolním rohu cytoprostoru a zvolíme-li za normu vektoru kanonické báze β v takto zavedeném souřadném systému Planckovu délku, potom každý cytonový vektor, jehož komponenty tvoří rostoucí posloupnost v této soustavě souřadnic, budeme označovat v Diracově symbolice jako **bra-vektor** $|\sigma\rangle$, kdežto cytonový vektor, jehož komponenty tvoří klesající posloupnost cytonových čísel označíme za **ket-vektor** $\langle\sigma|$. Cytonové vektory pak každé buňce cytoprostoru přiřadí uspořádanou trojici čísel, která tvoří polohový vektor buňky vzhledem k výše popsané bázi β .

Tím se konečně dostávám ke slíbenému principu **primární cytorezonance**, který nespočívá v pouhé matematické představě přelévání cytonového čísla buňkami dané chreody. Cyton je totiž skutečnou kvazičásticí šířící se po chreodách cytoprostoru ve formě podélného vlnění. Toto vlnění se realizuje postupným posunutím buněk dané chreody vůči tzv. **naší hypergrupě** o hodnotu $\Delta l < l_h$, jež se šíří po této chreodě majíce charakter postupné vlny.

Vysvětlení pojmu **hypergrupa** bude vyžadovat seznámení s ještě dalším teoretickým aparátem teorie cytoprostoru a slíbují, že v následujících dvou kapitolách to napravím. Již nyní si ale můžete učinit rámcovou představu podle obr. 141. Je na něm schematicky znázorněn průběh primární cytorezonance po vybrané cytorezonanční chreodě v určité fázi jejího časového vývoje, včetně vlnové funkce $\psi(r,t)$ příslušející cytorezonančnímu kvazikvantu.

Černě vyznačené buňky charakterizují naši hypergrupu a červeně znázorněné vlny primární cytorezonance realizují periodicky probíhající fázové posuny buněk vzhledem k této hypergrupě.



Obr. 141: Primární cytorezonance

Odtud je vidět, že cytonové číslo ve skutečnosti nepředstavuje přesnou polohu cytonu na jeho chreodě v daném okamžiku, alebrž odpovídá pouze střední hodnotě této polohy tj.

$$s = \langle \psi | r_i | \psi \rangle \quad (14.5.4)$$

kde r_i je i -tá souřadnice polohového vektoru \mathbf{r} .

Každá chreoda je v cytoprostoru jednoznačně určena trojicí souřadnic vzhledem k bázi β . Je zjevné, že jedna z těchto souřadnic bude vždy rovna nule. Nahradíme-li tuto nulovou souřadnici nejvyšší z hodnot všech složek vektoru $|\sigma\rangle$, popř. nejnižší z hodnot složek vektoru $\langle -\sigma |$, obdržíme trojici souřadnic tzv. polohového vektoru \mathbf{x} kvantionu generovaného uvažovanou dvojicí cytonů. Tento polohový vektor kvantionu je totožný s polohovým vektorem buňky, v níž se má daný kvantion zhmotnit. Označíme-li

$$\dim |\sigma\rangle = \bar{s}_i, \quad (14.5.5)$$

umožní nám předchozí úvahy definovat tzv. **cytonovou paritu**.

Předpisem, v němž nahradíme nulovou souřadnici polohového vektoru příslušné chreody číslem \bar{s}_i , označeným pruhem kvůli rozlišení zcela určité chreody, na níž došlo ke generaci konkrétního kvantionu dvojicí cytonů: s^+ s vektorem $|\sigma\rangle$ a s^- s vektorem $\langle -\sigma |$, je tato dvojice jednoznačně určena (tj. lokalizována v cytoprostoru). Tento předpis budeme nazývat cytonovou paritou daného kvantionu v čase t .

Stojí za povšimnutí, že cytonová parita kvantionu je vektor totožný s polohovým vektorem \mathbf{x} tohoto kvantionu. Jediný rozdíl je zde v označení i -té souřadnice pruhem, přičemž i je funkcí času. Tento zápis lze formálně nahradit např. připsáním pořadového čísla prouzkouvané souřadnice vzhledem k bázi $\beta = \langle \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3 \rangle$ do závorky, za polohový vektor daného kvantionu:

$$s_x^\pm(t) = (s_1, s_2, s_3) [i(t)] \quad ; \quad i \in \{1, 2, 3\}, \quad (14.5.6)$$

kde s_j jsou komponenty polohového vektoru \mathbf{x} kvantionu.

Princip generování hmoty v cytoprostoru je tedy založen na existenci cytorezonančních antičástic – **paracytonů**. Průlet každého cytonu určitou chreodou ve směru $|\sigma\rangle$ je v čase $\pm\Delta t$ doprovázen pohybem paracytonu ve směru $\langle -\sigma |$ po téže chreodě. Přitom platí $\Delta t \leq 5 \cdot 10^{-106}$ s od okamžiku startu cytonu s^+ . Polohový vektor každého kvantionu určuje blandrium na základě fázového rozdílu vlny cytonu a paracytonu. Tím obdrží cytonovou paritu jakožto generátor tohoto kvantionu.

Celý systém tvorby hmoty v prostoročase pak funguje následujícím způsobem: Cyton s^+ je vyzáren blandriem na kladný konec chreody a v čase t_0 . V čase t_1 , pro který platí

$$|t_1 - t_0| = \Delta t, \quad (14.5.7)$$

je vyzáren paracyton s^- k zápornému konci téže chreody. Poloha buňky, ve které dojde k jejich kolizi a vzniku kvantionu závisí na parametru $t_x = t_1 - t_0$.

Po srážce se tzv. **reliktová cytorezonance a anticytorezonance** vracejí zpět do blandria po téže chreodě, po níž se realizovala primární cytorezonance, nesouc informaci o průběhu celé transakce. Blandrium je tak neustále obeznámeno s polohou a hybností každé částice ve vesmíru.

Všechny kolize cytonů v cytoprostoru vedou nejen k vytvoření kvantionu ale rovněž ke vzniku tzv. **sekundární cytorezonance**. Jedná se o důsledek nevratnosti procesu generování kvantionu, jenž se projeví zbytkovým chvěním cytoprostoru šířícím se po rozpadu kvantionu od místa kolize, a to převážně ve směru kolmém na chreodu, na níž se kolize realizovala.

Ve druhém dílu knihy bude ukázáno, že sekundární cytorezonance odpovídá za všechny druhy interakcí v přírodě, tj. za veškeré formy fyzikálních polí ale také např. za vznik setrvačných sil v neinerčiálních vztažných soustavách.

Pozoruhodným důsledkem existence sekundární cytorezonance je také izotropie prostoru, který je přitom generován anizotropním cytoprostorem.

14.5.2. Kostička v balónku

Vyjdeme-li v prvním přiblížení z původního poloklasického popisu sférického chronoru coby elastického kontinua obklopeného sférickou membránou, pak při srážkách cytonů uvnitř cytoprostorových buněk bude docházet k šíření elastických vln jednak po povrchu (tzv. **transversální vlny**), a jednak nitrem (tzv. **longitudinální vlny**) sférického chronoru. Rychlosti šíření obou druhů vln jsou dány vztahy

$$c_l = \left(\frac{\lambda + \mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (14.5.8)$$

$$c_t = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (14.5.9)$$

jejichž vzájemné porovnání poskytne pozoruhodnou nerovnost mezi oběma rychlostmi:

$$c_l \geq \sqrt{2} \cdot c_t. \quad (14.5.10)$$

Stojí za povšimnutí, že fyzikální rozměr tzv. **Laméových koeficientů** λ a μ , jež zde vystupují, je $[\text{N} \cdot \text{m}^{-2}]$.

Naším úkolem nyní bude vypočítat poměr rychlostí jakými se informace šíří po povrchu, resp. nitrem sférického chronoru.

Vyjdeme-li z hodnoty vnitřní tenze F kvantionu, odvozené v kapitole 14, snadno vypočteme velikost vnitřního tlaku pod sférickým chronorem:

$$p = \frac{F}{S} = \frac{F}{\pi \cdot l_h^2}. \quad (14.5.11)$$

Pro povrchové napětí sférického chronoru odtud plyne

$$\sigma = \frac{dE}{dS} = \frac{p \cdot r}{2} = \frac{p \cdot l_h}{4} = \frac{F}{4\pi \cdot l_h}, \quad (14.5.12)$$

odkud získáme výraz pro celkovou energii kvantionu:

$$E = E_p - E_v = \frac{F \cdot l_h}{4} = E_y, \quad (14.5.13)$$

kde E_p resp. E_v jsou potenciální energie při povrchu, resp. uvnitř kvantionu. Aby mohly kvantiony vytvářet složité komplexy, od elementárních částic až po živé organismy, musí být fermiony, tj. jejich spin I_m je poločíselný. Jak jsme ukázali v kapitole 15, nemůže být $I_m > \hbar/2$. Jistě bude přirozené předpokládat, že

$$E_p = \frac{E_y}{4\pi} + E_y = \frac{1}{4\pi} E_y (4\pi + 1). \quad (14.5.14)$$

Z posledních dvou rovností plyne, že

$$E_v = \frac{E_y}{4\pi} \quad (14.5.15)$$

a tedy podíl

$$\frac{E_p}{E_v} = 4\pi + 1. \quad (14.5.16)$$

Podle (14.5.9) je hledaný poměr rychlostí

$$\frac{v_p}{v_v} = \left[\frac{\rho_v}{\rho_p} (4\pi + 1) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (14.5.17)$$

kde ρ_p resp. ρ_v je hustota kinetické energie při povrchu, resp. v nitru kvantionu. Platí tedy

$$\frac{\rho_v}{\rho_p} = \frac{J_k \cdot \omega^2}{J_s \cdot \omega^2} = \frac{J_k}{J_s}, \quad (14.5.18)$$

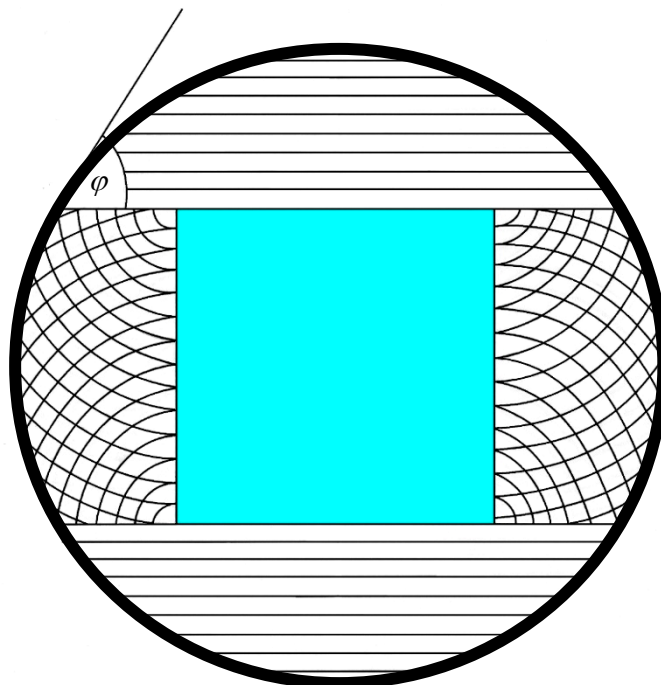
přičemž J_k resp. J_s je inerciální moment kubického subchronoru resp. sférického chronoru. Můžeme tedy psát

$$v_p = \left(\frac{E_p}{\rho_p} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} = \left[\frac{E_y (4\pi + 1)}{4\pi J_s \omega^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (14.5.19)$$

$$v_v = \left(\frac{E_v}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{E_y}{4\pi J_k \omega^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (14.5.20)$$

Projekce rychlosti rovinné cytoresonanční vlny pohybující se napříč kvantionem, do sférického chronoru, je zřejmě vyjádřena funkcí

$$v_{vs} = v_v \cdot (1 + \cot \varphi)^{\frac{1}{2}}. \quad (14.5.21)$$



Obr. 142: Model nitra kvantionu

Máme tedy

$$\frac{v_p}{v_{vs}} = \left[\frac{J_k \cdot (4\pi + 1)}{2J_s \cdot (1 + \cot \varphi)} \right]^{\frac{1}{2}} = \sin \varphi . \quad (14.5.22)$$

Snadno nahlédneme, že úhel φ udává množinu bodů na povrchu sférického chronoru, oddělující oblast, na níž se rozruch šířící se formou transversálního vlnění stálou rychlostí v_p pohybuje pomaleji než projekce rychlosti v_{vs} longitudiální rovinné vlny postupující nitrem kvantionu rychlostí v_v , od oblasti, kde je již nerovnost mezi oběma rychlostmi opačná. Odtud tedy poslední rovnost v (14.5.22).

Nyní je třeba vypočíst momenty J_s a J_p . Bez důkazu uvedu, že pro inerciální moment sférického chronoru vyjde

$$J_s = \frac{8}{15} \rho_v \cdot \pi \cdot r^5, \quad (14.5.23)$$

a pro inerciální moment kubického subchronoru dostaneme

$$J_k = \rho_v \cdot \frac{1}{6} \cdot L^5, \quad (14.5.24)$$

kde L je délka hrany kubického subchronoru, kterou je naším úkolem určit. Dosadíme-li nyní (14.5.23) a (14.5.24) do (14.5.22), dostaneme rovnici

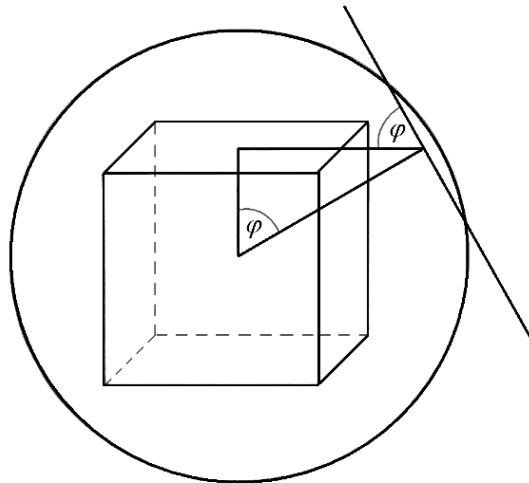
$$\sin \varphi = \left[\frac{15L^5(4\pi + 1)}{48\pi \cdot r^5(1 + \cot \varphi)} \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (14.5.25)$$

Velikost hrany L kubického subchronoru je zřejmě funkcí úhlu φ . Jednoduchá geometrická úvaha s pomocí obr. 143 ukáže, že tato závislost zní

$$L = l_h \cdot \cos \varphi, \quad (14.5.26)$$

takže po dosazení do (14.5.25) získáme rovnici

$$\pi(1 + \cot \varphi) \cdot \sin^2 \varphi = 10(4\pi + 1) \cdot \cos^5 \varphi . \quad (14.5.27)$$



Obr. 143: K odvození velikosti kubického subchronoru

Řešením je úhel

$$\varphi \approx 1,0617 \text{ rad} \approx 60^\circ 50'. \quad (14.5.28)$$

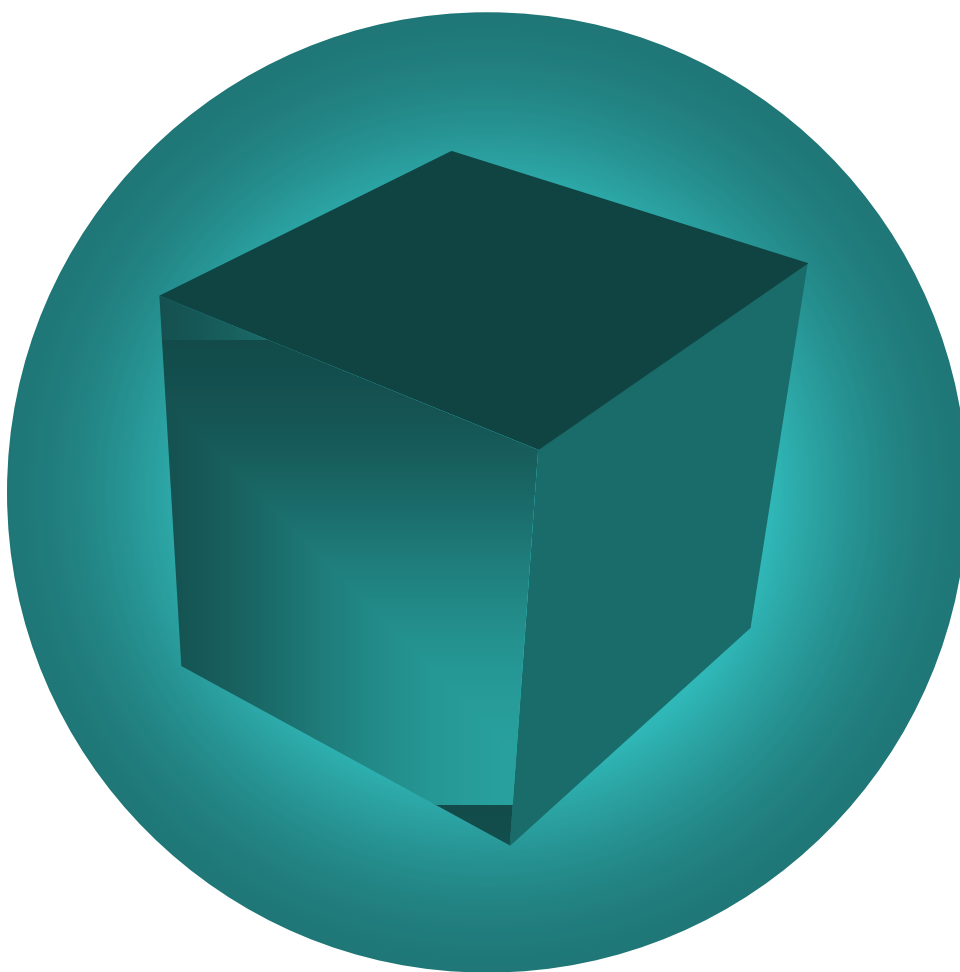
Dosadíme-li toto řešení zpět do vztahu (14.5.26), obdržíme dosti přesnou představu o skutečných rozměrech kubického subchronoru.

Za předpokladu $\lambda/\mu = 1$, kladeného na Laméovy koeficienty elastického tenzoru C_{ijkl} , odtud vychází délka hrany kubického subchronoru

$$L \approx \frac{l_h}{2}. \quad (14.5.29)$$

To je velice důležitý výsledek, ke kterému nadávno dospěli rovněž i strunoví teoretici jinou cestou. Tento výsledek ukazuje, že skutečně fundamentální délka v prostoru není Planckova délka, ale ve skutečnosti je to její polovina – délka kubického subchronoru. Planckova plocha tedy pojme hned 4 elementární plochy a Planckův objem dokonce 8 elementárních objemů.

Na následujícím obrázku si již můžeme prohlédnout nitro kvantionu téměř v celé jeho kráse. Vidíme, že délka hrany kubického subchronoru je zhruba rovnou poloměru sférického chronoru.



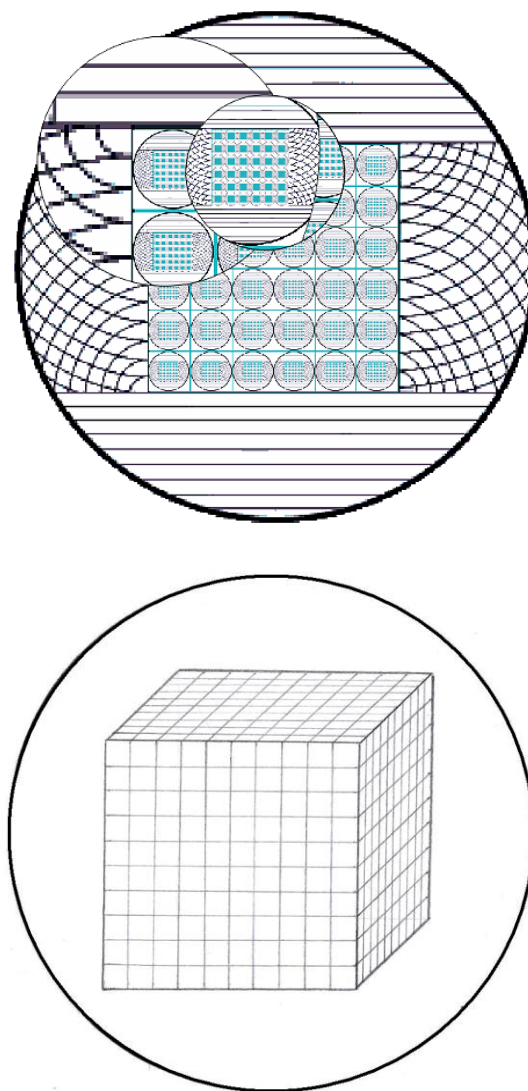
Obr. 144: Kubický subchronor

Vnořme se nyní do nitra tohoto zcela nového a nanejvýš pozoruhodného subkvantového světa. V následujících kapitolách bude postupně poodkryta jemná struktura existující uvnitř kubického subchronoru.

Již nyní však stojí za povšimnutí vnitřní struktura vyplňující prostor mezi kubickým subchronorem a sférickým chronorem, jejíž dvourozměrný náčrt vidíme na obr. 142. Právě tato struktura, kterou ztotožňujeme s blandriem, je, jak jsme se již mohli přesvědčit, pro fungování cytoprostoru zcela klíčovou a stala se proto předmětem intenzivního bádání v nově se rodícím vědním oboru zvaném **fyzika blandria**.

Nahlédněme tedy společně do hlubin našeho subkvantového vesmíru a prozkoumejme podrobněji vibrační módy vyskytující se uvnitř kubického subchronoru. Ve 3. kapitole jsme se zabývali studiem módů uvnitř krychlové dutiny podobné té, jakou vytváří i kubický subchronor. Z obrázku 19 je zřejmé, že se nám zde rýsuje první konkrétní důkaz existence *fraktální struktury cytoprostoru*.

V nitru kubického subchronoru, tj. na subkvantové délkové škále, existuje přesná analogie cytoprostoru (obr. 145), s nímž jsme se dosud byli zvyklí setkávat pouze v mega – a gigakosmickém měřítku. To ukazuje na fascinující skutečnost, že se náš svět donekonečna opakuje na různých úrovních jsoucna, jakožto určitý nekonečný řetězec endomorfismů.



Obr. 145: Fraktální rekurse kubického subchronoru

Proces generování kvantionu můžeme formálně přirovnat k lámání cytoresonančních vln na rozhraní dvou prostředí s odlišnými indexy lomu.

Index lomu cytoresonance na rozhraní cytoprostoru a kvantionu se určí jednoduchým způsobem: Rychlost postupu cytoresonanční vlny prostředím je dána obvyklým vztahem

$$v = \lambda \cdot f \quad (14.5.30)$$

odkud

$$f = \frac{v}{\lambda}, \quad (14.5.31)$$

kde λ a f jsou vlnová délka a frekvence této vlny.

Na rozhraní oněch dvou prostředí, kde se střetávají dvě cytoresonanční vlny uvnitř cytoprostorové buňky, tvarující zde kubický subchronor s vlastním cytoprostorem uvnitř, pak musí platit

$f = \text{konst.}$, tj.

$$\frac{v_1}{\lambda_1} = \frac{v_2}{\lambda_2}, \quad (14.5.32)$$

kde λ_2 je délka cytoresonanční vlny uvnitř kvantionu, která je vůči vlnové délce λ_1 iniciační cytoresonanční vlny ve stejném poměru, jako je nově vytvořený cytoprostor vůči iniciačnímu cytoprostoru. Platí tedy rovnost

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{6 \cdot 10^{61}}. \quad (14.5.33)$$

Index lomu cytoresonance na membráně kvantionu pak snadno určíme ze známého vztahu

$$n = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 6 \cdot 10^{61}. \quad (14.5.34)$$

Index lomu kvantionu proto udává poměr doby průběhu fyzikálních procesů v kupovesmíru oproti době průběhu týchž procesů uvnitř kvantionu. Odtud můžeme ihned stanovit dobu trvání jedné vesmírné periody:

$$T = n \cdot t_h \approx 3,2 \cdot 10^{18} \text{ s} \quad (14.5.35)$$

neboť víme, že doba života klidového kvantionu je rovna Planckovu času t_h . Jelikož, dle posledních měření, uplynula od počátku vesmíru již doba $T = 4 \cdot 10^{17}$ s, nalézáme se nyní zhruba v jedné osmině jeho celkové doby života.

Jestliže má vesmír v Planckových délkách průměr cca 10^n (kde n je přibližně 62), potom zde máme z hlediska stacionární teorie cytoprostoru mikrovesmíru o průměru zlomku 10^{-n} Planckovy délky.

Protože však subkvantovou fyziku (probíhající na rozměrech menších, než je Planckova buňka) nelze nikterak vztáhnout k makrovesmíru (viz kvantová geometrodynamika), musí se jednat dokonce o mikrovesmíru druhého řádu, fraktálně vnořené do mikrovesmírů prvního řádu o velikosti Planckovy buňky (rozdíl oněch 62 řádů). Mikrovesmíru prvního řádu tak musíme v rámci teorie cytoprostoru odvozovat až z makrovesmíru, do něhož je sám fraktálně vnořen náš vesmír.

V nestacionární teorii cytoprostoru, jíž se budeme věnovat ve druhém dílu knihy, však dokonce i tento fakt platí pouze při statistickém zprůměrování, neboť n zde již není konstantou, nýbrž funkcí času, která v daném okamžiku může nabývat pro různé intracytoprostorové buňky různých hodnot, v závislosti na jejich stáří.

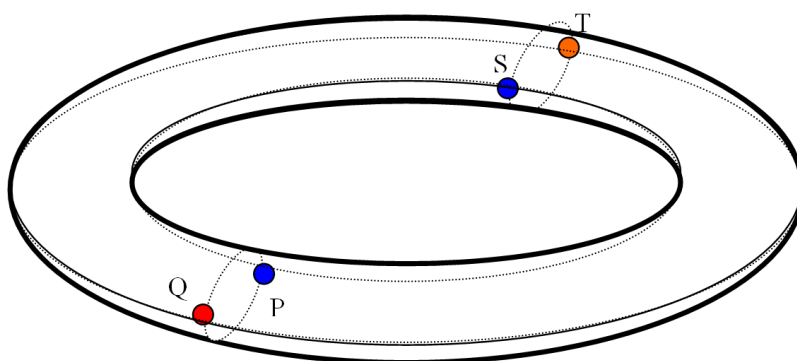
Geometrickou zvláštností cytoprostoru je skutečnost, že ačkoliv nemá žádnou hranici, je prostorově omezen v tom smyslu, že obsahuje pouze konečné množství buněk – kvant prostoru. Pokud některý objekt v cytoprostoru míří k blandriu, objeví se před dosažením této hranice na opačném konci cytoprostoru. V zásadě je tak možné, že vaše hlava se právě v okamžiku, kdy čtete tyto řádky, nalézá přesně na opačné straně cytoprostoru, než zbytek vašeho těla vzdálený 10^{27} metrů od vaší hlavy, aniž byste zaregistrovali jakoukoli změnu. Vzhledem k hexaedrické symetrii cytoprostoru je takováto vlastnost topologicky ekvivalentní útvaru, zvanému **hypertorus**.



Obr. 146: umělecké ztvárnění hyperprostoru s toroidální topologií

Existuje proto duální obraz cytoprostoru, kterým již není kostička v balónku, ale právě hypertorus. Třírozměrný cytoprostor přitom tvoří jeho hranici obklopující hyperprostor uvnitř. Chreody v tomto duálním obrazu se dělí na toroidální, poloidální a hyperoidální. Cytony, postupující po těchto chreodách se ve skutečnosti neodrážejí od žádné hranice typu blandrium, neboť v této vícedimenzionální topologii žádná taková hranice neexistuje.

Pokud pro názornost nahradíme hypertorus běžným třírozměrným toroidem, dochází ke srážkám cytonů, vycházejících z jednoho konkrétního kvantionu a postupujících po toroidálních i poloidálních chreodách, v dalších třech bodech na povrchu toroidu. Na opačných stranách běžného třírozměrného toroidu, jak v poloidálním, tak i toroidálním směru se proto objevují vždy dva zrcadlitě obrazy téhož bodu. Každý bod Q běžného třírozměrného toroidu je tedy komposicí poloidálního P a toroidálního T obrazu, které jsou zpětnovazebně komponovány v jednom směru z tohoto bodu Q a v „kolmém“ směru ze svého dalšího společného zrcadlitěho obrazu S , jenž s původním bodem Q přímo nesouvisí. Přidáním čtvrté dimenze prostoru a s ní souvisejícího hyperoidálního směru, se ke každému z těchto 4 obrazů objeví ještě další obraz (značený čárkovaně). Každý bod cytoprostoru tak náleží osmeru zrcadlitých obrazů $P, Q, S, T, P', Q', S', T'$. Ve skutečnosti tak existuje celkem 8 zrcadlitých vesmírů uvnitř jediného kupovesmíru generovaného cytoprostorem.

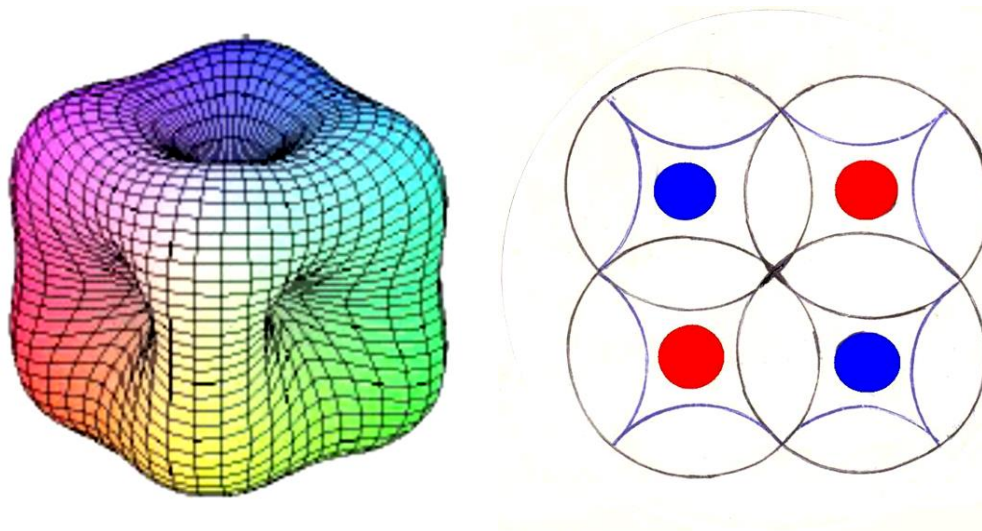


Obr. 147: V cytoprostoru s toroidální topologií se každý bod zobrazí celkem čtyřikrát, vždy na protilehlých stranách dvou toroidálních a dvou poloidálních kružnic. V hypertoru existuje těchto obrazů již 8.

Stojí za zdůraznění, že v tomto pětirozměrném (4 prostorové + jedna časová dimenze) modelu cytoprostoru s vícenásobně souvislou topologií se vytrácí hranice prostoru, která existuje ve čtyřrozměrném duálním modelu cytoprostoru. Cytony a paracytony se již neodrážejí od žádné tajemné

membrány obklopující svět – pouze věčně krouží po toroidálních, poloidálních a hyperoidálních chreodách (jakýchsi orbitách pětirozměrného světa), přičemž se na těchto svých drahách srážejí pouze sami mezi sebou.

Tento duální obraz cytoprostoru je ve skutečnosti klíčovým, pro úplné porozumění kvantové gravitaci a ještě se k němu vrátíme, až budeme hovořit o holografickém principu a informačním paradoxu černých děr.

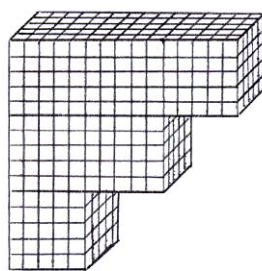


Obr. 148: 8 vesmírů uvnitř kubického subchronoru

14.5.3. Paralelní světy

V kap. 18 bylo dokázáno, že i kvantion má svoji vnitřní strukturu. Přesněji řečeno, každý kvantion obsahuje ve svém nitru osminásobnou projekci našeho vesmíru, tzn., že každý kvantion je tvořen opět intrakvantiony.

V cytoprostoru tedy musíme brát v úvahu též vnitřní skelet jednotlivých buněk, tzv. **intrakvantionické cytoprostory**, krátce **intracytoprostory** (viz obr. 149).

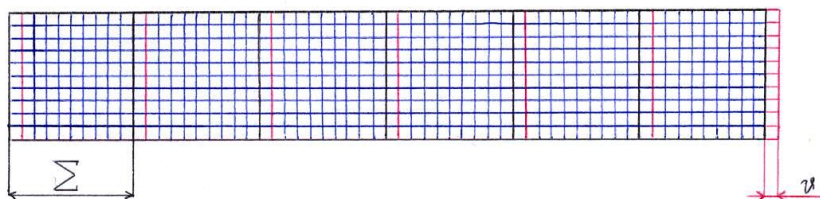


Obr. 149: Intracytoprostor

Každou buňku v našem cytoprostoru tak pomyslně rozdělíme na mřížku o straně jedné elementární buňky $l = 10^{-96}$ m.

Pokud bychom v tomto stylu pokračovali dál, až k rozměru buňky $l = \infty^{-2}$, získáme nulazměrný objekt zvaný **parton**, tj. řečeno jazykem teorie strun, obdržíme tzv. **p(0)-bránu**, čili **bodový chronor**. My však při výkladu vlastností cytoprostoru nyní vystačíme s rozlišením 10^{-96} m.

Přeneseme se teď do dvourozměrné analogie trojrozměrného cytoprostoru, abychom se blíže seznámili s tím, která se v teorii cytoprostoru řeší problematika tzv. **hypergrup**.



Obr. 150: Interhypergrupární bariéra

Na obrázku 150 jsou buňky cytoprostoru vyznačeny černě. Uvnitř každé buňky vidíme modře vykreslen intracytoprostor. Všechny buňky cytoprostoru patřící do tzv. **naší hypergrupy** (označme si ji např. symbolem α) jsem černě orámoval. Buňky, jež jsou vůči naší hypergrupě posunuty o vektor ϑ náležejí do **cizí hypergrupy** a označil jsem je červeně.

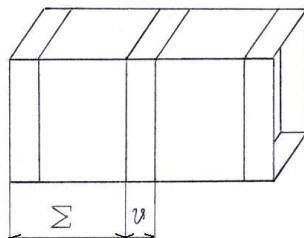
Pro cizí hypergrupy tedy platí: je-li strana buňky Σ hypergrupy α tvořena počtem n intracytoprostorových buněk, což zapisujeme

$$\Sigma_{\alpha} = n \cdot \lambda_h = l_h, \quad (14.5.36)$$

potom každá soustava buněk posunutá vůči hypergrupě α o velikost vektoru

$$\vartheta = k \cdot \lambda_h, \quad (14.5.37)$$

kde λ_h je velikost intracytoprostorové buňky a $k \in \{1, 2, \dots, n-1\}$, tvoří cizí hypergrupu – paralelní svět. Číslo $\vartheta = \|\vartheta\|$ nazýváme **hypergrupární bariérou** mezi dvěma různými hypergrupami, čili **interhypergrupární bariérou**. Jak se jeví celá situace ve 3D-pohledu ukazuje obrázek 151.

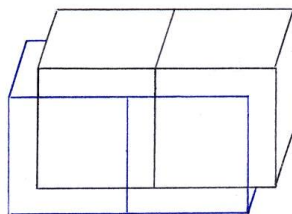


Obr. 151: Lineární interhypergrupární translace

Ty hypergrupy, jež jsou od naší hypergrupy α odděleny příliš silnou interhypergrupární bariérou ϑ nemají pro náš svět valného praktického významu, neboť účinný průřez jejich interakce s naší hypergrupou jde s rostoucím ϑ velmi rychle k nule.

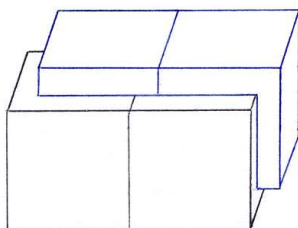
Uvažujeme-li vzájemnou translaci hypergrup pouze po horizontálách a vertikále tak, jak je to naznačeno v předchozím výkladu, potom v našem nejbližším okolí dostáváme celkem 6 přilehlých hypergrup.

Pokud uvážíme ještě translaci po rovinných diagonálách, přidá se k těmto šesti blízkým hypergrupám dalších 8 (viz obr. 152).



Obr. 152: Planární interhypergrupární translace

A konečně, provedeme-li translaci hypergrup po prostorových diagonálách, jak naznačuje obr. 153, získáme navíc 8 hypergrup v naší těsné blízkosti.



Obr. 153: Prostorová interhypergrupární translace

Celkem tak máme 22 hypergrup které jsou od té naší odděleny tou nejtenčí možnou interhypergrupární bariérou.

Protože jsou jednotlivé hypergrupy vzájemně posunuty, nemají za normálních okolností možnost mezi sebou interagovat, ačkoli se navzájem prolínají. V cytoprostoru tak může obrazně řečeno běžet paralelně více programů naráz. Analogická situace např. nastává, pokud máte doma k jednomu počítači připojeno více monitorů (já osobně se dívám zpravidla na 4). Mohli byste pak sledovat na každém z těchto monitorů nezávislý průběh každého jednoho z běžících programů, aniž by se programy navzájem ovlivňovaly a interagovaly spolu. Právě takový program běžící na jednom z monitorů představuje analogii jedné hypergrupy.

Pozornému čtenáři jistě neuniklo, že má-li celý mechanismus generování vesmíru bezchybně fungovat, nesmí se na téže chreodě v jednu okamžiku vyskytovat více než jeden cytonový pár.

Doba života kvantionu odpovídá Planckovu času t_h a nazývá se, jak víme **antion**. Označíme-li průměr vesmíru jako d , pak počet buněk cytoprostoru na jedné chreodě je dán výrazem

$$n = \frac{3d}{t_h}. \quad (14.5.38)$$

Z astronomických pozorování víme, že během rozpínání vesmíru se od sebe některé body prostoru vzdálily téměř na 10^{11} světelných roků, což činí necelých 10^{27} m. Odtud

$$n \approx 10^{62}. \quad (14.5.39)$$

Pro průměr cytoprostoru pak platí $D \approx 3d$. Jak později ukážeme, pro poloměr cytoprostoru platí přesně

$$R = \sqrt{\frac{3c^2}{\pi\rho_v G}}, \quad (14.5.40)$$

kde G je gravitační konstanta a ρ_v průměrná hustota vesmíru. Pro rychlost cytonu nyní dostáváme hodnotu

$$v_s = \frac{n \cdot D}{t_h} \approx 6 \cdot 10^{132} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (14.5.41)$$

Frekvenci, na níž běží naše hypergrupa pak získáme coby podíl

$$F = \frac{v_s}{D} \approx 2 \cdot 10^{105} \text{ Hz}, \quad (14.5.42)$$

a jak již také víme, je

$$\Delta t \leq F^{-1}. \quad (14.5.43)$$

V tuto chvíli si s tím proto nemusíte lámat hlavu a představujte si tuto frekvenci prostě jako obnovovací frekvenci cytoprostoru. Analogickou třeba obnovovací frekvenci vašeho domácího počítačového monitoru.

Cytoprostor obsahuje celkem

$$N = n^3 \approx 10^{186} \quad (14.5.44)$$

buněk a každou z buněk přitom může protéci až

$$\frac{c}{l_h} \approx 2 \cdot 10^{43} \quad (14.5.45)$$

bitů informace za jedinou sekundu. Celou hypergrupou tedy může proběhnout až

$$\frac{N \cdot c}{l_h} = \frac{N}{t_h} \approx 2 \cdot 10^{229} \text{ bit} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (14.5.46)$$

Od počátku vesmíru uplynulo $4 \cdot 10^{17}$ sekund. Za tuto dobu jím mohlo protéci maximálně

$$\frac{4 \cdot 10^{17}}{8 \cdot t_h} \cdot N \approx 10^{246} \text{ bit} \quad (14.5.47)$$

(jak jsme si vysvětlili v minulé kapitole, generuje cytoprostor na naší hypergrupě celkem 8 vesmírů). V ideálním případě, kdy jsou všechny buňky dané hypergrupy zaplněny kvantiony (aktivovány) by činila hmotnost hypergrupy

$$M = \frac{E}{c^2} = \frac{N \cdot h}{c^2} \approx 7 \cdot 10^{135} \text{ kg}. \quad (14.5.48)$$

Skutečná gravitační hmotnost naší hypergrupy je však zhruba o 82 řádů nižší než její mezní hmotnost M .

Protože vesmír obsahuje pouze omezené množství hmoty, musí být uzavřený a to znamená, že jeho poloměr r je zároveň poloměrem gravitačním, příslušejícím jeho skutečné gravitační hmotnosti m_v . Pro její hodnotu tak dostaneme

$$m_v = \frac{r \cdot c^2}{2G} \approx 10^{53} \text{ kg}. \quad (14.5.49)$$

Hmotnost naší hypergrupy je osminásobkem této hmoty. Spočteme-li objem současného vesmíru:

$$V_v = \frac{4}{3} \pi \cdot r^3 \approx 10^{79} \text{ m}^3, \quad (14.5.50)$$

snadno určíme jeho průměrnou hustotu

$$\rho_v = \frac{m_v}{V_v} \approx 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}. \quad (14.5.51)$$

Již elementární Newtonovská mechanika nám nyní pomůže určit poměrně přesný odhad Hubbleovy konstanty H , což je konstanta úměrnosti, která říká, jak rychle se od sebe vzdalují galaxie v důsledku rozpínání vesmíru po velkém třesku, v závislosti na jejich aktuální vzdálenosti.

Galaxie ve vesmíru si můžeme představit jako malé tečky, které nakreslíme fixem na povrch pouťového balónku ještě před tím, než jej začneme nafukovat. Pokud nakreslíme tečky na počátku velmi blízko sebe – např. 1 mm, pak se po nafouknutí balónku, kdy se jeho rozměry zvětšily např. desetkrát, budou dvě sousední tečky nalézat 1 cm od sebe. Pokud jsme k nafouknutí balónku použili tlakovou láhev s plynem, mohlo nám to trvat řekněme 1 sekundu. Vzájemná průměrná rychlost vzdalování teček byla tedy okolo 1 cm/s. Pokud bychom ale již na počátku nakreslili tečky 1 cm od sebe, byla by jejich vzdálenost po nafouknutí opět desetkrát větší. Průměrná rychlost vzdalování takovýchto teček by tedy byla rovněž desetkrát větší – 10 cm/s. Odtud je vidět, že v rozpínajícím se prostoru závisí vzájemná rychlost vzdalování se objektů od sebe lineárně na jejich aktuální vzdálenosti r , přičemž konstantou této přímé úměrnosti je právě Hubbleova konstanta H .

Z Newtonova gravitačního zákona

$$F = \frac{m_v \cdot m \cdot G}{r^2} = m \cdot g \quad (14.5.52)$$

vyplývá pro potenciální energii testovací částice hmotnosti m vztah:

$$E_p = -m \cdot g \cdot r = -\frac{m_v \cdot m \cdot G}{r} = -\frac{4\pi \cdot \rho_v \cdot m \cdot r^2 \cdot G}{3}. \quad (14.5.53)$$

Rychlost vzdalování této částice v důsledku rozpínání vesmíru je dána Hubbleovým zákonem

$$v = H \cdot r. \quad (14.5.54)$$

Její kinetická energie tedy je

$$E_k = \frac{1}{2} m \cdot H^2 \cdot r^2. \quad (14.5.55)$$

Takže celková energie $E = E_k + E_p$ je tvaru

$$E = m \cdot r^2 \cdot \left(\frac{1}{2} H^2 - \frac{4}{3} \pi \cdot \rho_v \cdot G \right). \quad (14.5.56)$$

Je-li E nezáporná, částice se nikdy nemůže vzdálit do asymptotického nekonečna, protože pro velmi velká r je potenciální energie zanedbatelná a celková energie se blíží energii kinetické, která je vždy nezáporná.

Je-li naopak E kladná, může částice uniknout do nekonečna, a ještě jí zbyde nějaká nenulová kinetická energie. Pro přesně únikovou rychlost odtud plyne podmínka $E = 0$, což dává

$$\frac{1}{2} H^2 = \frac{4}{3} \pi \cdot \rho_v \cdot G. \quad (14.5.57)$$

Pro velikost Hubbleovy konstanty odtud máme

$$H \leq \left(\frac{8\pi \cdot \rho_v \cdot G}{3} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (14.5.58)$$

Naše dosavadní úvahy nás tak přivádějí k závěru, že hodnota H se pohybuje kdesi v poměrně těsné blízkosti čísla $61 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$. Nutno podotknout, že se stále pohybujeme na poli stacionární teorie cytoprostoru, která nebere v potaz neustálý přítok energie do cytoprostoru z extracytoprostoru a s ním související zrychlené rozpínání vesmíru, které je pozorovatelné minimálně po dobu posledních 5 miliard let (tedy zhruba od doby, kdy se začala formovat Sluneční soustava). Námí právě vypočtená hodnota Hubbleovy konstanty tak odpovídá rychlosti rozpínání, která panovala v oné době, před začátkem zrychlené expanze. Současně pozorovaná hodnota H je již přibližně o desítku větší, tzn.

$$71 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}. \quad (14.5.59)$$

Přesto, že tento výsledek zde byl odvozen na základě Newtonovské fyziky, platí i pro vysoce relativistický vesmír – ρ , pak musí být interpretována jako celková hustota energie vesmíru dělená c^2 .

Kvantově mechanicky vzato, odpovídá hustotě vesmíru množství přibližně 10^{24} kvantionů na krychlový metr prostoru, neboť (jak bylo ukázáno v kapitole 14) hmotnost kvantionu činí

$$m_y = \frac{6h}{\pi l_h c} \approx 4 \cdot 10^{-50} \text{ kg}. \quad (14.5.60)$$

Z hlediska zákona zachování energie musí vesmír obsahovat v každém elementárním čase stejný počet

$$N_y = \frac{m_v}{m_y} \approx 10^{103} \quad (14.5.61)$$

kvantionů. To nám umožní vypočítat průměr tzv. **Hawkingovy pseudosingularity** pro celý vesmír. Z rovnice

$$4\pi \cdot \left(\frac{r}{l_h}\right)^2 = N_y \quad (14.5.62)$$

získáme okamžitě

$$r = \sqrt{\frac{N_y l_h^2}{4\pi}} = \frac{l_h}{2} \sqrt{\frac{N_y}{\pi}} \approx 10^{16} \text{ m}. \quad (14.5.63)$$

Celý vesmír je tedy principiálně stlačitelný do struktury o průměru zhruba jednoho parseku. Všiměme si, že jsme pro výpočet využili Bekensteinův holografický princip, to jest, vypočetli jsme minimální plochu, která ještě může nést úplnou informaci o vesmíru, jehož hranici tvoří. Hluběji se do tajemství holografického principu ponoříme ihned v následující kapitole.

Na závěr jsem si však pro vás přichystal ještě trochu té statistické fyziky: V kupovesmíru lze v každém okamžiku nalézt jeden kvantion přibližně na každé

$$\frac{N}{N_y} \approx 10^{83} \quad (14.5.64)$$

buňce. Pravděpodobnost nalezení kvantionu na jedné konkrétní chreodě během elementárního času t_h udává vztah

$$p = \frac{3N_y \cdot D}{N \cdot l_h} = \frac{3N_y \cdot n}{N} \equiv 3 \cdot 10^{-19} \frac{0}{0}. \quad (14.5.65)$$

Na kvantion tedy narazíme zhruba na každé $3 \cdot 10^{21}$. chreodě. Nyní přejdeme k základním časovým jednotkám, tj. k sekundám. Na jedné chreodě lze za jednu sekundu zaznamenat v průměru cca.

$$P = \frac{p}{t_h} \approx 6 \cdot 10^{22} \quad (14.5.66)$$

kvantionů. Přibližně na každé $2 \cdot 10^{39}$ buňce vybrané chreody lze tedy v průměru každou sekundu spatřit nějaký ten kvantion (pokud by se někomu náhodou zdál poslední údaj nepodloženě trojnásobně nadhodnocen, necht' si prosím znovu důkladně prostuduje pojednání o struktuře cytoprostoru, a ještě jednou si celou záležitost promyslí).

Na celkové množství $3 \cdot 10^{124}$ chreod připadá v kupovesmíru 10^{103} kvantionů. To znamená, že na nějakých $3 \cdot 10^{21}$ chreod připadne v elementárním čase v průměru jeden jediný kvantion. K témuž výsledku jsme však dospěli výše poněkud jiným postupem, že ano.

Nyní je již snadné učinit řádový odhad operační rychlosti cytoprostoru pracujícího v běžném režimu:

$$Q = \frac{N_y}{t_h} = \frac{P \cdot m}{3} \approx 6 \cdot 10^{146} \text{ bit} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (14.5.67)$$

kde m je počet chred. Z tohoto výkonu připadá na jednu chredu

$$\frac{Q}{m} = \frac{P}{3} \text{ bit} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (14.5.68)$$

Snadno nahlédneme, že od počátku tohoto vesmíru byla přibližně jen každá 10^{22} buňka cytoprostoru alespoň jedenkrát aktivována blandriem, tj. obsazena kvantionem. Ó jaké to plýtvání prostorem, není-liž pravda?

V úplném závěru této části jsem si pro vás připravil překvapení: nejprve si ukážeme jednoduchý způsob, kterak přiřadit dynamické parametry dokonce i samotným cytorezonančním kvazikvantům – cytonům. Protože každý z cytonů nese energii potřebnou k vygenerování celého jednoho kvantionu, neboť jinak by po srážce s paracytonem tento pár úplně zanikl, odevzdavše veškerou svoji energii kvantionu, a nedostávalo by se již energie pro sekundární cytorezonanci, musí být

$$E_y = \frac{m_s \cdot v_s^2}{2}, \quad (14.5.69)$$

neboli

$$m_s = \frac{2E_y}{v_s^2} \approx 3,7 \cdot 10^{-299} \text{ kg}. \quad (14.5.70)$$

Pro součet velikostí hybností páru cyton – paracyton dostáváme

$$p = 2m_s \cdot v_s = \frac{4E_y}{v_s}. \quad (14.5.71)$$

Čas potřebný k přepólování vektoru rychlosti cytonu z v_s na $-v_s$ je

$$t = \frac{l_h}{v_s} = \sqrt{\frac{h \cdot G}{c^3 \cdot v_s^2}} \approx 1,6 \cdot 10^{-184} \text{ s}. \quad (14.5.72)$$

Síla, jíž přitom na sebe oba cytony vzájemně působí je rovna

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{4E_y}{l_h} \approx 382 \text{ N}, \quad (14.5.73)$$

Při spárování cytonů uvnitř cytoprostorové buňky tedy dosahuje jejich střední zrychlení velikosti

$$a = \frac{dv_s}{dt} = \frac{F}{m_s} \approx 6,5 \cdot 10^{300} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}. \quad (14.5.74)$$

Výsledek (14.5.73) je však přesně velikost napětí lineárního chronoru generujícího kvantion, které jsme vypočetli ve 14. kapitole na základě dynamiky orbitálního chronoru. Správnost této koncepce máme tedy nyní potvrzenou dvěma nezávislými způsoby – jednak s pomocí analýzy dynamiky srážek cytonů, a jednak studiem dynamiky chronorů. To jednoznačně ukazuje na skutečnost, že je náš model vnitřně konzistentní a ubírá se správným směrem.

14.5.4. Je svět vážně hologram?

Stlačíme-li hmotu pod její gravitační poloměr r_g , úniková rychlost na jejím povrchu bude rovna rychlosti světla ve vakuu. To znamená, že ani světlo nebude schopno pronikat ven ze sférické oblasti vymezené gravitačním poloměrem – z černé díry. Protože žádný signál se nemůže v prostoročase šířit vyšší rychlostí, než je rychlost světla ve vakuu, znamená to, že nitro černé díry je mohutnou gravitací odříznuto od okolního regulárního prostoročasu. Zatímco do nitra mohou pronikat částice velmi snadno, ven by se dle klasické fyziky, tj. obecné teorie relativity, nemělo dostat nic. Jedná se tedy o oblast, v níž je relativistický prostoročas úplně zakřiven, tj. zcela uzavřen sám do sebe.

Kvantověmechanický rozbor celého problému provedený v roce 1974 Stephenem Hawkingem však odhalil pozoruhodnou skutečnost, že černé díry ve skutečnosti vyzařují energii, ačkoliv je to v rozporu s OTR.



Stephen William Hawking (1942 - 2018)

Jak jsme si již dříve vysvětlili, hranice černé díry, zvaná Schwarzschildova sféra, není o nic tlustší než jedna Planckova délka. Částice, která se vytvoří těsně pod touto hranicí, ji může překonat a proniknout tak do regulárního prostoročasu pouze za předpokladu, že na kratičký okamžik bude schopna letět nadsvětelnou rychlostí.

Podle kvantové teorie, však tomu vůbec nic nebrání. Heisenbergovy relace neurčitosti totiž ukazují, že průměrná rychlost částice podléhá na krátkých prostorových a časových intervalech lokálním fluktuacím.

Částice s tzv. **nulovou klidovou hmotností**, jež se dle klasické fyziky pohybuje přesně rychlostí světla, tedy ve skutečnosti musí dodržovat tuto mezní rychlost pouze v průměru, tj. na prostorových a časových intervalech dostatečně dlouhých ve srovnání s Planckovou délkou a Planckovým časem.

Na vzdálenostech řádově srovnatelných s šířkou Schwarzschildovy sféry však dochází ke značným odchylkám od této střední hodnoty rychlosti fotonů a dalších částic. Pokud se zde některé fotony mohou pohybovat např. podsvětelnou rychlostí, pak jiné fotony tu musí dosahovat naopak lokálně nadsvětelných rychlostí, aby bylo možno zprůměrováním rychlostí všech fotonů nakonec dospět k hodnotě velmi blízké rychlosti světla.

Částice, které vznikly uvnitř černé díry v dostatečné blízkosti Schwarzschildovy sféry, tedy mají možnost na krátkou dobu překonat rychlost světla a uniknout ven. Poté však musí svoji rychlost znovu snížit na podsvětelnou hodnotu, aby jejich průměrná rychlost nepřekročila maximální povolenou hodnotu c .

V této fázi mohou být některé částice, kterým se již podařilo uniknout skrze Schwarzschildovu sféru ven, opět vtaženy do útrob černé díry působením mohutných gravitačních sil. Pravděpodobnost, že se tak stane, je nepřímo úměrná tomu, jak rychle klesá intenzita gravitačního pole se vzdáleností od Schwarzschildovy sféry. Tento pokles intenzity gravitačního pole je nepřímo úměrný čtverci poloměru černé díry r_g , tedy v podstatě ploše horizontu.

Tedy čím je černá díra menší, tím rychleji vyzařuje energii do prostoru. Čím více energie \sim hmoty vyzáří za jednotku času, tím více se zmenší její poloměr, a tím více energie vyzáří v následujícím okamžiku.

Teoretický výpočet ukazuje, že černá díra má entropii

$$S = \frac{k_B}{4l_h^2} A, \quad (14.575)$$

kde A je plocha horizontu, přičemž vyzařuje jako absolutně černé těleso zahráté na termodynamickou teplotu

$$T = \frac{hc^3}{8\pi GMk}. \quad (14.5.76)$$

Vidíme, že entropie černé díry je dána počtem **Planckových ploch** l_h^2 , kterými lze pokrýt horizont černé díry (s koeficientem $k_B/4$). Entropie černé díry je zároveň **maximální entropií**, kterou lze „vtěsnat“ do daného objemu uzavřeného uvnitř plochy velikosti A . Jinými slovy, černá díra představuje objekt, který nejefektivněji soustřeďuje entropii – plocha jejího horizontu A je nejmenším možným povrchem prostorové oblasti, v níž se hmota dané entropie S může nacházet.

V klasické termodynamice je entropie přímo úměrná objemu zaplněnému látkou. V kvantové fyzice gravitace je však entropie přímo úměrná povrchu, takže do daného objemu je možno „zakódovat“ podstatně méně informace, než by odpovídalo klasické představě.

Dvojměrná plocha horizontu černé díry nese veškerou informaci o (trojrozměrných) konfiguracích pohlcené hmoty v černé díře, podobně jako dvojměrný hologram nese informace o trojrozměrném objektu. Tato skutečnost je proto často označována jako **holografický princip**.

Holografický princip byl později dále zobecněn v souvislosti s budováním kvantových teorií gravitace: **Informaci o systému uvnitř objemu V lze lokalizovat na povrch tohoto objemu, přičemž hustota informace nepřesahuje jeden bit na Planckovu plochu l_h^2 .**

S postupným vypařováním černé díry (zmenšováním r_g) se intenzita záření a energie emitovaných fotonů neustále zvětšuje, takže kvantová evaporace má lavinovitý charakter a závěrečné okamžiky existence černé díry završí mohutná kvantová exploze, při níž se během poslední zhruba jedné desetiny sekundy uvolní energie odpovídající současné explozi několika milionů vodíkových pum.

V samém závěru svého života emituje černá díra poslední dvojici fotonů o Planckově energii $E_\gamma = M_h \cdot c^2$, což představuje veškerou zbylou energii.

Původně se zdálo, že všechny černé díry, ať již vznikly těmi nejrozličnějšími způsoby, z těch nejrozmanitějších forem hmoty, jaké si jen lze představit (včetně čisté gravitace v podobě koncentrovaných gravitačních vln), se navenek makroskopicky projevují vnějším polem nesoucím pouze 3 elementární informace o vlastnostech hmoty, z níž černá díra vznikla. Těmito informacemi jsou:

celková hmotnost M ,

celkový elektrický náboj Q ,

vlastní moment hybnosti J ,

Všechny ostatní informace jsou dle předpovědi OTR horizontem odříznuty od okolního prostoročasu a jsou tudíž navždy ztraceny z vesmíru. Černé díry, jakkoli rozmanitého původu, by pak byly od sebe makroskopicky nerozlišitelné, mají-li stejnou hmotnost, náboj a rotační moment hybnosti. Těmito svými vlastnostmi černé díry připomínají elementární částice, které se taktéž projevují pouze několika základními pozorovatelnými, jimiž jsou klidová hmotnost, elektrický náboj, spin a několik málo dalších kvantových čísel. Stejně jako černé díry, i elementární částice jsou vzájemně nerozlišitelné, pokud se od sebe neliší ve výše jmenovaných nezávislých pozorovatelných.

Jak ukážeme dále, výsledky teoretického výzkumu strun v uplynulých letech ukázaly, že informace se v černé díře ve skutečnosti neztrácejí. Makroskopické informace jsou pouze rozloženy až na jejich vlastní kvantovou podstatu a poté lokalizovány na horizontu, odkud mohou být opět emitovány zpět do vesmíru kvantovou evaporací. Černá díra je tedy charakterizována nejen makroskopickými stavovými veličinami jako je hmotnost, moment hybnosti a elektrický náboj (jak původně předpokládali Wheeler a také třeba Hawking), ale též mikroskopickými stavovými veličinami (kvantovými čísly a charakteristikami) veškerých částic, které ji vytvořily.

Jak ukázali Bekenstein a Hawking, entropie černé díry (kterou lze interpretovat jako veličinu úměrnou počtu stupňů volnosti či logaritmu počtu možných konfigurací) je úměrná jejímu povrchu, a nikoli objemu, jak jsme zvyklí z klasické termodynamiky. Zároveň černá díra reprezentuje těleso, v němž je entropie soustředěna nejefektivnějším možným způsobem – plocha jejího horizontu je nejmenším možným povrchem oblasti, ve které se hmota s danou entropií může vyskytovat.

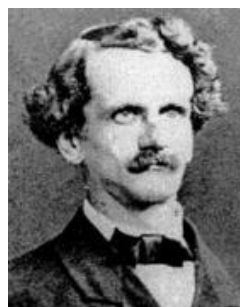
To přivedlo v roce 1994 holandského fyzika Gerarda 't Hoofta a amerického fyzika Lennyho Susskinda k hypotéze, že všechny stupně volnosti, v nichž je uložena informace o všem na světě, se dají lokalizovat na povrch prostoru, v němž žijí. Susskind následně vypočetl, že entropie struny svinuté tak, že se dostane pod svůj vlastní Schwarzschildův horizont, je skutečně úměrná kvadrátu jeho plochy. Zda ale souhlasí přesně s Hawkingovou předpovědí entropie černé díry, zůstalo ještě dva roky hádankou.

V roce 1996 podali Strominger s Vafou důkaz pro případ extrémně elektricky nabitě černé díry. Hamiltonián (operátor celkové energie) tohoto kvantového modelu je velmi jednoduchý (maximálně supersymetrická Yangova – Millsova teorie s grupou $U(N)$ v $9 + 1$ dimenzích, redukováná do $0 + 1$ dimenzí) a popisuje N základních částic zvaných **D0-brány**. Každá D0-brána nese jednu jednotku hybnosti ve směru kolmém na plochu, do níž chceme informaci uložit. Fyzikální systém s 9 páry matic \mathbf{X} , \mathbf{P} rozměru $N \times N$ (a jejich 16 antikomutujícími partnery), jejichž maticovými elementy jsou operátory na Hilbertově prostoru, popisuje sektor stavů M-teorie s hybností N/R ve směru zvolené dimenze x . Tato dimenze je právě oním směrem kolmým ke zvolené rovině hologramu.

D-brány (**dirichletické brány**, kde D označuje dimenzi) jsou zvláštní a velmi důležitou třídou brán. Nesou jméno podle Dirichletových okrajových podmínek pro souřadnice na koncích strun, které na D-bránách mohou končit.



Johann Peter Gustav Lejeune Dirichlet (1805 – 1859)



Carl Gottfried Neumann (1832 – 1925)

Obvyklé otevřené struny mají Neumannovy okrajové podmínky na koncích (derivace je rovna nule), ovšem T-dualita má za následek existenci duálních otevřených strun, které mají Dirichletovy okrajové podmínky (určenou hodnotu souřadnice na konci struny) pro T-dualizované souřadnice.

D-brány se studovaly už pár let, ovšem jejich význam vysvětlil až Joe Polchinski v roce 1996. Jsou důležité proto, že umožňují studovat excitace brány pomocí renormalizovatelné dvojdimenzionální kvantové teorie pole, namísto světoobjemové teorie D-brány samotné, která renormalizovatelná není. Tímto způsobem se stalo možným počítat neporuchové jevy užitím poruchových metod. Mnohé z dříve nalezených p -brán jsou D-bránami. Další jsou spojeny s D-bránami symetriemi duality, takže i tyto lze dostat pod matematickou kontrolu.

Souřadnice těchto N D0-brán tvoří uspořádanou N -tici, jak jsme zvyklí, ale celou matici $N \times N$, která odpovídá vektorovému potenciálu v Yangově – Millsově teorii s grupou $U(N)$.

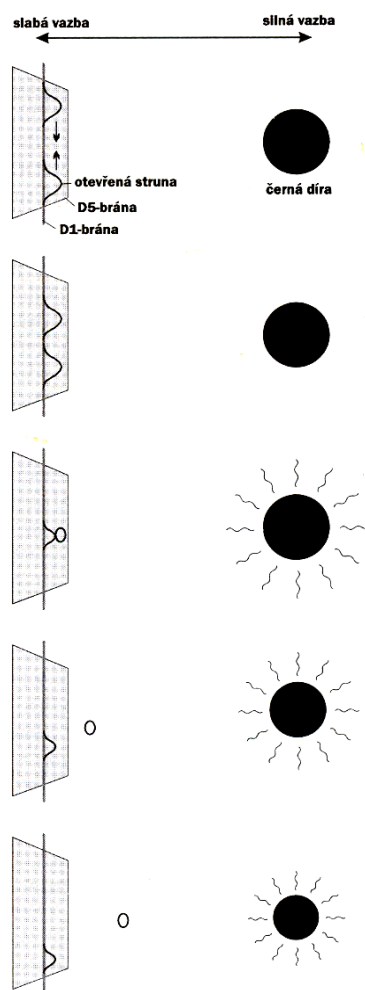


Joseph Polchinski (1954)

Pokud jsou D -brány daleko od sebe, matici lze s velkou přesností diagonalizovat. Čísla kolem diagonály ve skutečnosti nejsou přesně nulová, ale mohou kolem nuly fluktuovat. Tyto fluktuace nediagonálních elementů matic představují virtuální efekty, které jsou dimenzionální redukcí vektorových bosonů, ovšem v kontextu maticového modelu jsou nelokálními veličinami a odpovídají za veškeré interakce mezi $D0$ -bránami. Matic souřadnic těchto $D0$ -brán je však o jednu méně, než je prostorových souřadnic (konkrétně jich je 9). Přesto tato teorie popisuje dění v původním prostoru, který má $10 + 1$ dimenzí. Jedna $D0$ -brána má pozici v posledním desátém prostorovém směru zcela neurčitou. Ovšem pokud máme $D0$ -brán velké množství, můžeme do jejich počtu s pomocí Fourierových řad zakódovat i poslední desátou souřadnici. To tedy znamená, že důvod, proč se cítíme býti trojrozměrnými bytostmi a nikoli dvourozměrným obrazem je ten, že se skládáme z velkého množství D -brán – iluze třetí dimenze v tomto medelu světa vzniká coby Fourierův obraz původně dvourozměrného hologramu.

M-teorie ukazuje holografický princip na mnoha místech. Např. příčná velikost objektu složeného z D -brán roste tak, že celková plocha (v případě M-teorie devítirozměrná) je úměrná počtu D -brán. Výpočty vlastností černých děr v M-teorii tento závěr plně podporují. Černá díra se při malé hodnotě vazebné konstanty jeví jako soustava vibrujících strun a brán, na kterých se mohou struny zachytit svými konci.

Strominger a Vafa (a následně mnozí další) ukázali, že D -brán lze použít pro získání počtu kvantových mikrostavů spojených s klasickými konfiguracemi černých děr. Nejjednodušší případ, který byl studován nejdříve, je **statická extrémní elektricky nabitá černá díra** v pěti dimenzích. Extrémní elektricky nabitá černá díra jsou teoretickými konstrukcemi černých děr, jejichž elektrický náboj je tak velký, že se elektrická odpudivá síla na horizontu vyrovná s přitažlivou silou gravitační. Nabité částice pak mohou být zpod horizontu extrémní černé díry mohutnou elektrickou silou doslova vystřelovány do okolního prostoru.



Obr. 154: V původním modelu Vafy a Stromingera je černá díra na krátkých vzdálenostech a při slabé vazebné konstantě popsána soustavou D1-brán, D5-brán a otevřených strun přichycených na D-brány svými konci (obr. nahoře). Vypařování černé díry lze pak popsat jako postupné oddělování uzavřených strun ze strun otevřených (následující série obrázků).

Strominger a Vafa spočítali, že pro velké hodnoty náboje souhlasí entropie (definovaná jako $S = \log N$, kde N je počet kvantových stavů, ve kterých systém může být) s Bekenstein-Hawkingovou předpovědí.



Andrew Strominger (1955)



Cumrun Vafa (1960)

Ukázalo se, že stupně volnosti reprezentované D0-bránami (jakési základní částice tvořící svět a také v této souvislosti nazývané **partony**) jsou v černé díře skutečně rozptýleny po povrchu.

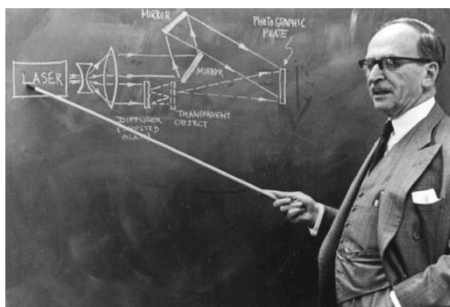
Krátce po publikování Stromingerovy a Vafovy práce zobecnili Curtis Callan a jeho někdejší doktorand Juan Maldacena výpočet pro případ obecné černé díry ve 4D, stejně jako pro rotující černé

díry. Na rozdíl od Hawkinga, který v roce 1974 provedl svůj výpočet semiklasickým způsobem, za použití kvantové teorie pole i klasické OTR, Callan s Maldacenu použili důsledně pouze kvantový přístup. Výpočty byly dále nezávisle potvrzeny skupinou indických teoretiků a následně dalšími skupinami teoretiků z celého světa a staly se všeobecně přijímaným fyzikálním principem. Celá situace je velmi podobná hologramu v tom smyslu, že plocha udržuje informaci o celém prostoru.



Curtis Gove Callan, Jr. (1942)

Díky principu ekvivalence musí tento princip platit nejen pro černou díru, ale pro úplně všechny fyzikální systémy, neboť dynamika jakéhokoli fyzikálního systému vypadá úplně stejně jako dynamika systému padajícího do ohromné černé díry, jejíž geometrie na horizontu je téměř plochá. Jsme tudíž vedeni k závěru, že všechny stupně volnosti celého vesmíru (kvantiony) jsou projektovány na dvourozměrnou plochu obklopující vesmír – blandrium.

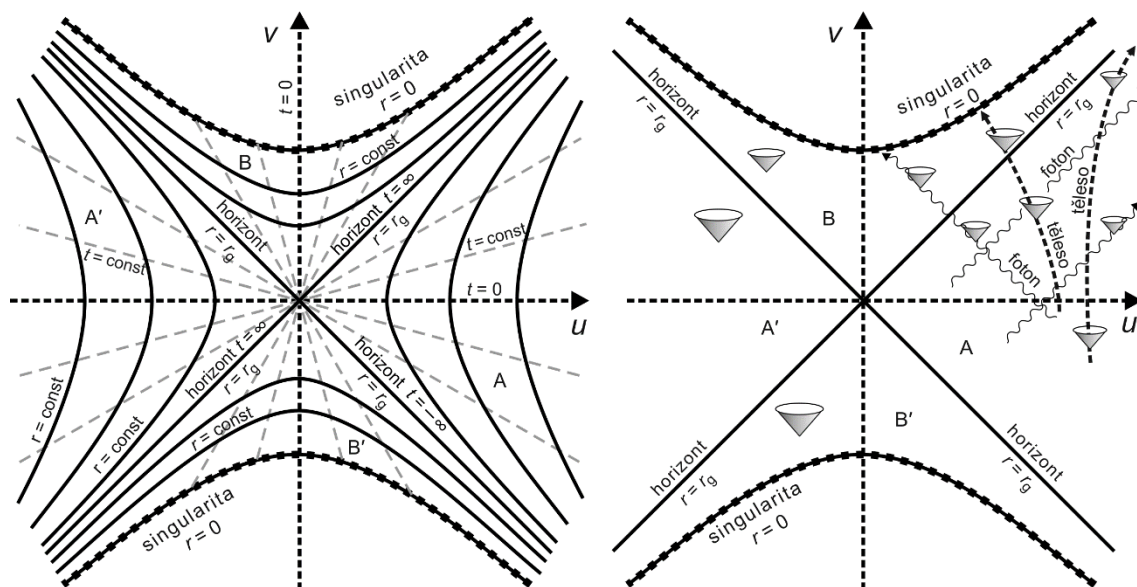


Denis Gabor (1900 - 1979)

Na tomto místě je nutno podotknout, že podobnost s běžným hologramem je v tomto případě poměrně povrchní, což si mnohdy dostatečně neuvědomují ani samotní fyzici, kteří o holografickém principu píší. Rovnice, které v roce 1947 formuloval maďarský fyzik a matematik Denis Gabor, popisují způsob, kterak s pomocí světla uložit informaci o třírozměrném objektu na dvourozměrnou plochu a posléze ji ozářením této plochy světlem stejné frekvence, opět trojrozměrně zrekonstruovat, čemuž odborně říkáme **holografie**. Ve skutečnosti se však v holografii na plochu neukládá informace o 3D objemu, ale pouze o 3D povrchu, který odrazil původní světlo, jenž hologram vyvolalo. Tedy opět jen o dvojrozměrných plochách uvnitř trojrozměrného prostoru. Holografickou projekci lidské hlavy si skutečně můžeme prohlížet z mnoha různých stran – získáváme iluzi prostorové hloubky a můžeme studovat rozložení jednotlivých obličejových křivek v prostoru. Nikdy se ale na holografické projekci nemůžeme podívat do nitra studované hlavy – spatřit mozek, míchu, cévy, oční bulvy apod. To umožnila až modernější zobrazovací technika, zvaná **tomografie**.

Situace je ve skutečnosti ještě o mnoho složitější, než jsme si zde zatím ve stručnosti naznačili. Z toho, co jsme si až dosud řekli o holografickém principu, by se mohlo zdát, že černé díry jsou obklopeny nějakou magickou vrstvou extrémní hustoty, která v sobě nese veškeré informace z nitra černé díry. Tak tomu ale ve skutečnosti není. Soustava spojená s Bobem, volně padajícím do černé díry, totiž již není popsána Schwarzschildovou geometrií, jako je tomu v případě Alice, která celý Bobův pád sleduje z bezpečného povzdálí. Soustavu spojenou s volně padajícím Bobem popisuje tzv. **Kruskalova-Szekeresova souřadnicová soustava**.

Některé základní rysy Schwarzschildovy geometrie v Kruskalových-Szekeresových souřadnicích jsou schématicky znázorněny na **Kruskalově diagramu** (což je prostoročasový diagram v Kruskalových souřadnicích) na obr. 155. Z obrázky je patrné, že metrika Schwarzschildovy geometrie v Kruskalových souřadnicích je regulární všude s výjimkou středu $r = 0$ (kde se jedná o skutečnou fyzikální singularitu neodstranitelnou žádnou transformací souřadnicové soustavy).



Obr. 155: Kruskalův prostoročasový diagram Schwarzschildovy geometrie.

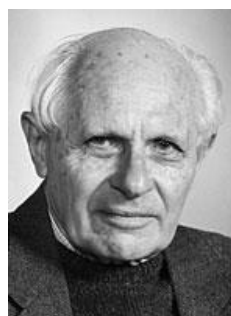
a) Souřadnicová síť ve vztahu ke Schwarzschildovým souřadnicím r a t .

b) Celková struktura prostoročasu a pohyb testovacích částic a fotonů. A je vnější asymptoticky rovinná oblast, B je vnitřní oblast pod horizontem.

Singularita $r = 0$ je zde znázorněna dvěma oddělenými hyperbolami $v^2 - u^2 = 1$. Horizont je tvořen dvěma přímkami $u = \pm v$. Vnější oblast černé díry je vyjádřena nerovností $u^2 > v^2$, což opět popisuje dvě vnější oblasti. Radiální světelné geodetiky jsou přímky vedené pod úhlem 45° k osám Kruskalovy soustavy. Tato vlastnost je velmi výhodná, protože světelné kužely vypadají úplně stejně, jako v diagramu Minkowského rovinného prostoročasu STR. Reálná hmotná tělesa se tedy mohou v tomto Kruskalově diagramu pohybovat pouze pod úhlem menším než 45° od svislé osy (uvnitř prostoročasových světelných kuželů).



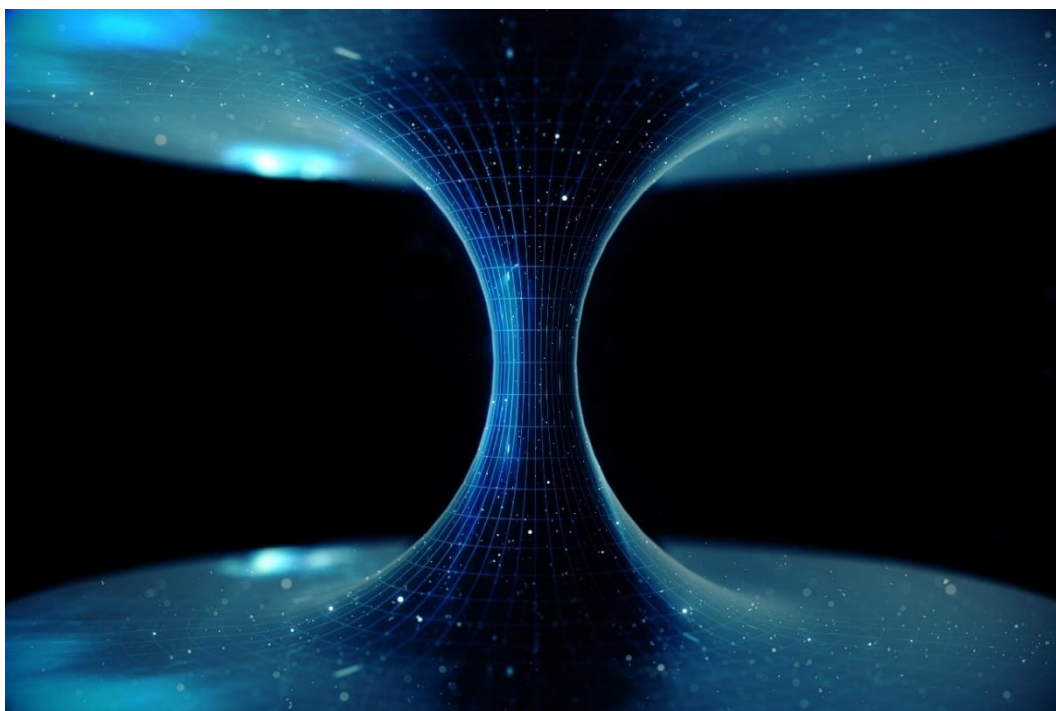
Martin David Kruskal (1925 – 2006)



George Szekeres (1911 – 2005)

Velmi podivné je to, že z původního Schwarzschildova řešení obsahujícího jen jednu asymptoticky rovinnou vnější oblast, jeden horizont a jednu singularitu $r = 0$, jsme přechodem ke Kruskalovým souřadnicím dostali prostoročas se dvěma vnějšími oblastmi, dvěma horizonty a dvěma singularitami. Vysvětlení je v tom, že prostoročas získaný přechodem ke Kruskalovým souřadnicím je **úplnou analytickou extenzí** původní Schwarzschildovy geometrie, tedy obecnějším řešením Einsteinových rovnic OTR, než jakým je Schwarzschildova metrika reprezentovaná pouze pohledem Alice z bezpečného povzdálí. Skutečný prostoročas pozorovaný padajícím Bobem, který je řešením Einsteinových rovnic pro ostrovní sféricky symetrický případ, je rozsáhlejší varietou, než by se dalo

očekávat z původního řešení ve Schwarzschildových souřadnicích. Schwarzschildovy souřadnice jsou schopny obsáhnout jen část této úplné variety, zatímco Kruskalovy souřadnice ji obsáhnou celou.



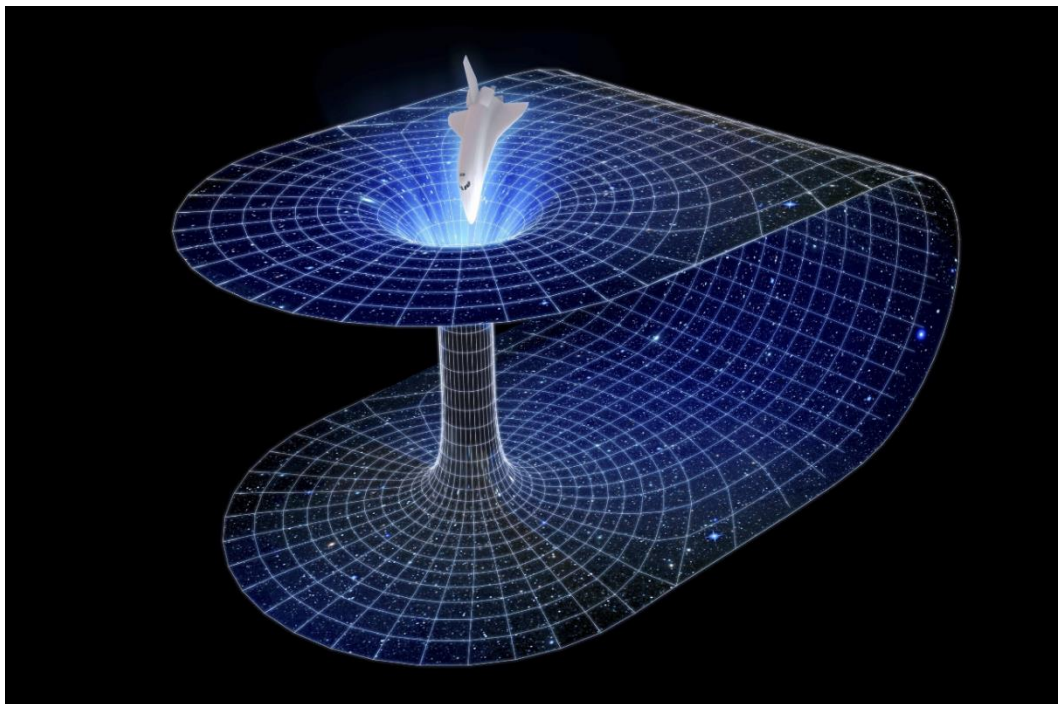
Obr. 156: Znárodnění geometrické struktury řezu (prostorové hyperplochy) $v = t = 0$, $J = p/2$ Schwarzschildovým prostoročasem ve formě vnoření do pomocného trojrozměrného eukleidovského prostoru. Tento pomocný trojrozměrný prostor nemá fyzikální význam (je pouze prostředkem pro znázornění); význam má pouze vnitřní geometrie vnořené plochy, která ukazuje dvě asymptoticky rovinné oblasti A a A' spojené Einsteinovým-Rosenovým mostem.

Jestliže oblast A na obr.155 je původní vnější asymptoticky rovinnou oblastí Schwarzschildovy geometrie („náš vesmír“), objevuje se ještě jedna zrcadlově obrácená asymptoticky rovinná oblast A' na druhé straně diagramu, jakýsi „druhý vesmír“. Vezmeme-li si řez Kruskalovým diagramem podél osy u (tedy řez $t = 0$ podle obr. 155), vidíme, že kulové plochy $r = \text{const.}$ s ubývajícím r nejprve normálně zmenšují svoje plochy, avšak ne k nule. Potom znovu rostou, jako kdyby se rozšiřovaly do druhého asymptoticky rovinného prostoru. Názorně je tato situace zachycena na obr. 156, který je vnořením řezu $t = 0$ s jedním vynechaným rozměrem do pomocného trojrozměrného prostoru. Úplná geometrie obsahuje v časovém řezu určitý „tunel“, zvaný **Einsteinův-Rosenův most**, spojující dva různé asymptoticky rovinné vesmíry. Jak je jasně vidět z Kruskalova diagramu, Einsteinovým-Rosenovým mostem nemůže nikdo proniknout do druhého (zrcadlově obráceného) vesmíru, protože by se musel pohybovat nadsvětelnou rychlostí, aby stačil uniknout singularitě.

Za předpokladu obvyklé euklidovské globální topologie by takový most mohl spojovat i dvě různá místa jednoho vícenásobně souvislého vesmíru, jak ukazuje obr. 157 – tehdy hovoříme o tzv. **červí díře**.



Nathan Rosen (1909 – 1995)



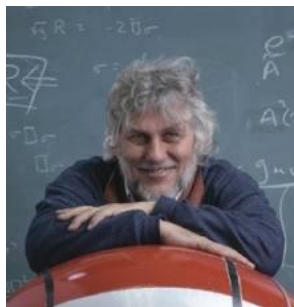
Obr. 157: Diagram vnoření znázorňující červí díru

Další zajímavou vlastností Schwarzschildova řešení, která je vidět z Kruskalova diagramu, je **dynamický charakter** geometrie v oblasti pod horizontem. Sledujeme-li časové řezy (rovnoběžné s osou u) Kruskalovým diagramem postupně od velkých záporných hodnot v až do velkých kladných hodnot v (tj. v postupu časové evoluce), budeme vidět zpočátku dva nesouvisějící asymptoticky rovinné vesmíry, z nichž každý má svou singularitu $r = 0$. Jakmile řez přestane procházet dolní (minulou) singularitou, objeví se mezi oběma vnějšími oblastmi Einsteinův-Rosenův most. Tento most se bude rozšiřovat (maximální bude v řezu $t = 0$) a pak zase zužovat, až nakonec při dotyku řezu s horní singularitou zanikne a opět zbudou dva nesouvisějící vesmíry se svými singularitami. Lze říci, že most zanikne tak rychle, že jím žádný reálný objekt nestihne proniknout do druhého vesmíru (skončí vždy v singularitě). Geometrie Schwarzschildova řešení má pod horizontem dynamický charakter vlivem toho, že zde v důsledku výměny rolí časových a prostorových metrických komponent úlohu časové evoluce přebírá „evoluce“ prostorová.

Důsledným rozborem Schwarzschildovy geometrie se nám tak objevuje úplně jiná globální topologie, než by se dalo očekávat z „nevině vyhlížejícího“ Schwarzschildova řešení. Je na první pohled vidět, že topologie nebude eukleidovská v bodě $r = 0$ kde je singularita; mohlo by se ale zdát, že toto je jediný rozdíl od obyčejných topologických vlastností. Úplná extenze však ukazuje zcela jinou globální topologii – dva různé asymptoticky rovinné „vesmíry“ spojené „mostem“, který má dynamický charakter.

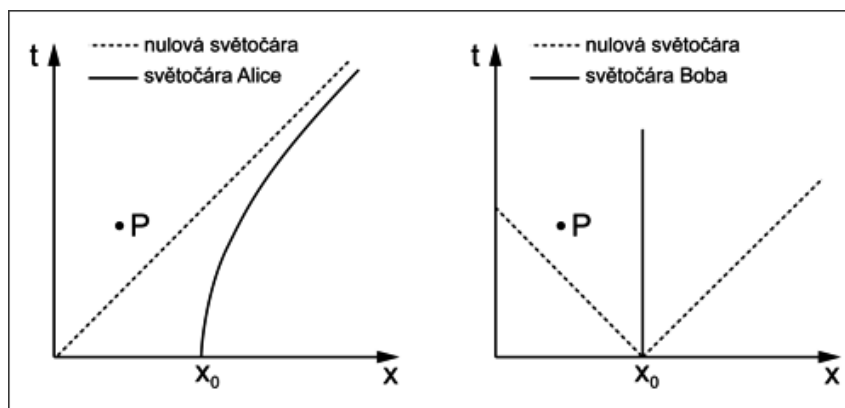
Přechodem ke Kruskalovým souřadnicím, to jest ke vztažné soustavě spojené s volně padajícími testovacími částicemi, původní pseudosingularita na Schwarzschildově sféře vymizí. Geometrie samotného prostoročasu je na Schwarzschildově sféře zcela regulární, pozorovatel může přes Schwarzschildovu sféru volně projít během konečného intervalu vlastního času, nezjistí zde lokálně vůbec nic zvláštního a bude pokračovat dále ve svém pohybu. Zvláštnost prostoročasové geometrie na Schwarzschildově sféře nespočívá tedy v nějakých nenormálních lokálních vlastnostech, má význačnou globální vlastnost – je horizontem událostí.

V roce 1976 předpověděl William Unruh na základě kvantové teorie pole existenci jakési kinematické obdoby Hawkingova záření, pro jehož tvorbu není však tentokrát zapotřebí žádný globální horizont událostí.



William George Unruh (1945)

Tento efekt si opět můžeme vysvětlit pomocí myšlenkového experimentu s osvědčenou experimentátorskou dvojicí Alicí a Bobem. Na začátku experimentu (v čase nula) se Alice i Bob nacházejí na stejném místě (v bodě x_0), přičemž Alice sedí v raketě připravené odstartovat ke vzdálené exoplanetě. Jakmile Alice zažehne motory, raketa se pohybuje s konstantním zrychlením, zatímco Bob na ni čeká na Zemi. V počátečních fázích letu bude rychlost Alice narůstat lineárně s časem. Relativistické efekty ale brzy začnou narůstání její rychlosti omezovat takovým způsobem, že se její rychlost asymptoticky blíží rychlosti světla. Alice se pohybuje v tak zvaném **Rindlerově prostoru**. Světočára Alice má tvar hyperboly, zatímco světočára Boba má tvar přímky, jak je znázorněno na časoprostorových diagramech níže.



Obr. 158: Časoprostorový diagram Alice urychlované v raketě (vlevo) a Boba (vpravo) čekajícího na Zemi.

Oba pozorovatelé nemají přístup ke stejným událostem v časoprostoru. Jak je naznačeno na obrázku 158, Bob může v principu ovlivnit událost označenou bodem P , zatímco pro Alici je tato událost kauzálně oddělena. Pro Alici se událost P nachází za **Rindlerovým horizontem**. Z pohledu Alice časem zmizí za Rindlerovým horizontem i Bob.



Wolfgang Rindler (1924)

Toto ale není jediná zvláštnost, které si Alice všimne. Prostor, ve kterém existují oba pozorovatelé, je plný fluktuujících kvantových polí, kde na velmi krátké okamžiky vznikají páry částic a antičástic, které vzápětí anihilují. V blízkosti Rindlerova horizontu se ale jeden člen páru částice-antičástice může

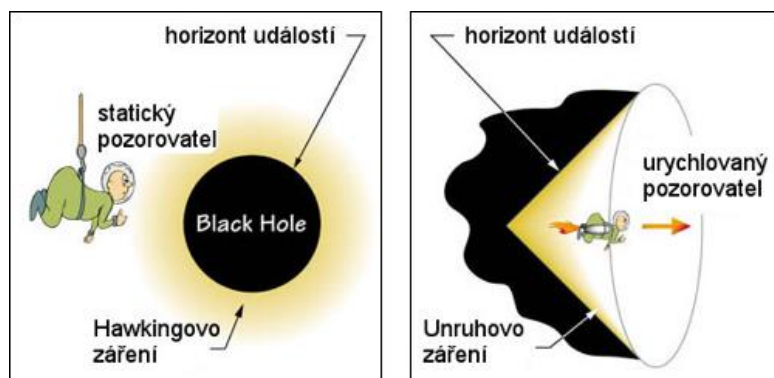
dostat za horizont a druhý člen páru se pak stane skutečnou částicí, kterou Alice pozoruje jako tzv. **Unruhovo záření**. Spektrum tohoto záření odpovídá tepelnému záření absolutně černého tělesa a teplota tohoto záření je přímo úměrná zrychlení soustavy podle vztahu:

$$T = \frac{\hbar a}{2\pi c k_B} \quad (14.5.77)$$

Jakkoliv se Unruhův jev může zdát neobvyklým fyzikálním jevem, nejedná se o novou fyziku. Unruhovo záření je v souladu se zákony teorie relativity a kvantové teorie pole. Nicméně zatím se nepodařilo Unruhovo záření experimentálně detekovat. Při zrychleních, která zažíváme v každodenním životě, je teplota Unruhova záření velmi blízká absolutní nule a intenzita záření prakticky neměřitelná. Pro ilustraci: ve sportovním autě lze bez problému dosáhnout zrychlení $1g$, čemuž odpovídá teplota Unruhova záření 4×10^{-20} K.

Unruhovo záření má velice podobnou podstatu i charakter jako vyzařování černé díry, které teoreticky předpověděl Stephen Hawking v roce 1974. Spektrum záření černé díry odpovídá, podobně jako v případě Unruhova záření, vyzařování černého tělesa. Podstata Hawkingova záření rovněž souvisí s kvantovou povahou vakua a rozdělením páru částice antičástice horizontem událostí černé díry.

V tomto smyslu se tedy Rindlerův horizont chová podobně jako horizont událostí černé díry. V ekvivalencích můžeme zajít ještě dále. Jedním ze základních postulátů obecné teorie relativity je princip ekvivalence – nerozlišitelnost síly způsobené zrychlením od síly způsobené gravitací. Pokud Hawkingův vztah pro teplotu záření černé díry upravíme tak, aby v něm vystupovalo gravitační zrychlení pozorovatele v blízkosti horizontu událostí černé díry, dospějeme ke stejnému vztahu, jaký platí pro teplotu Unruhova záření, které bude detekovat pozorovatel vystavený stejnému zrychlení v prázdném prostoru bez gravitace. Princip ekvivalence zde tedy platí bezesbýtku.



Obr. 159: Statický pozorovatel v blízkosti horizontu událostí černé díry vidí tepelné záření (Hawkingovo záření) vycházející z černé díry, podobně jako urychlovaný pozorovatel vidí tepelné záření vycházející z vakua (Unruhovo záření).

Z toho všeho, co jsme si až do této chvíle pověděli (že entropie černých děr je úměrná povrchu a ne objemu a že urychlení pozorovatele vnímají horizonty událostí na prakticky libovolných místech – podle zvoleného zrychlení a polohy pozorovatele – a tyto horizonty rovněž vyzařují záření obdobné Hawkingovu) tak nějak nepřímou vyplývá, že by kolem každého objemu měla jít nakreslit myšlená uzavřená plocha taková, že všechny informace o objektech uvnitř půjdou popsat pouze fyzikou na povrchu této plochy.

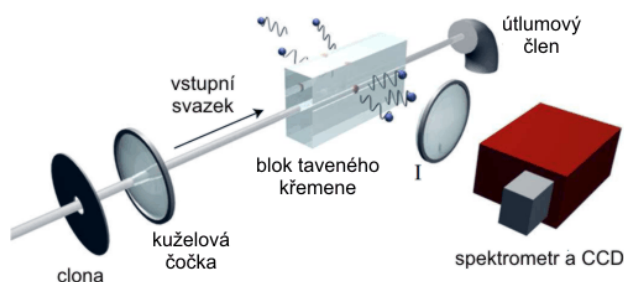
Navíc to vypadá, že ne každý pozorovatel může měřit na systému totéž, což velmi dobře ilustruje rozdílný pohled Alice a Boba v našem myšlenkovém experimentu s pádem do černé díry. Z hlediska padajícího Boba se na horizontu nestane nic zvláštního – jde jen o normální oblast prázdného a lokálně plochého prostoročasu. Z hlediska Alice ale každého padajícího pozorovatele musí spálit Hawkingovo záření vycházející z horizontu, kterému volně padající pozorovatel letí vstříc se stále se zvyšující rychlostí, která se již na horizontu má rovnat rychlosti světla. Dá se ukázat, že paradox je nerozřešitelný v rámci standardního modelu, ani OTR. Z těchto indicií usuzujeme, že k dokončení

kvantové gravitace není potřeba nic menšího než předefinování kvantového stavu tak, aby zahrnoval existenci horizontů událostí a toho, že některé informace jsou pro některé pozorovatele nedostupné a různí pozorovatelé na stejnou otázku mohou dostat různou odpověď, pokud ji v principu nemají jak porovnat.

I z toho, jak s gravitonem zacházejí superstruny je vidět, že jde o něco jiného, než zbylé 3 interakce – graviton je jediná částice, kterou teorie strun popisuje uzavřenou strunou. Dalším problémem by mohlo být, že gravitace obsahuje mnoho stupňů volnosti – stejně jako současné teorie pole, kde mohou být za nízkých teplot některé stupně volnosti zamrzlé a částice vypadají jako body. Za vysokých teplot se ale může každý bod časoprostoru stát nezávislým.

Horizont černé díry není jedinou hranicí pro šíření elektromagnetického záření. I v laboratorních pokusech se šířením světla existují oblasti, za které se světlo dostat nemůže. Typickým příkladem mohou být experimenty se zpomalováním nebo zastavováním světla. V médiu, kterým se světlo šíří, vznikají „horizonty“, za které se světlo dostat nemůže. Zajímavou otázkou je, zda i na těchto laboratorních horizontech může dojít ke genezi Hawkingova záření. Podle posledních experimentů provedených pracovníky Univerzity v Milánu a italského Národního ústavu pro jaderný výzkum (INFN) to vypadá, že ano.

Popišme si nyní tento experiment provedený v roce 2011. Jako zdroj světla použil výzkumný tým pulzní laser s aktivním prostředím z neodymového skla s délkou trvání pulzu 1 ps, maximální energií pulzu 6 mJ a opakovací frekvencí 10 Hz. Laserový pulz byl po průchodu kruhovou clonou upraven speciální kuželovou čočkou (obr. 160). Taková čočka zobrazí bod na přímku podél optické osy a kruhový laserový svazek na svazek s prstencovým průřezem. V prvním přiblížení lze říci, že čočka transformuje svazek s Gaussovým průběhem intenzity na tzv. **Besselův svazek**, u něhož je silně potlačen ohybový jev a který se při prostupu prostředím nerozšiřuje.



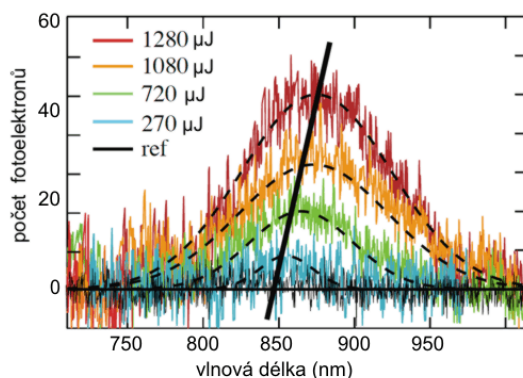
Obr. 160: Základní experimentální uspořádání, které použila milánská skupina.

Takto upravený svazek vstupuje do aktivního prostředí z taveného křemene, ve kterém dochází ke **Kerrově jevu** – elektromagnetická vlna při svém putování prostředím mění index lomu úměrně intenzitě ozáření křemene. Křemenem proto putuje ve směru optické osy porucha indexu lomu.

V soustavě spojené s šířící se poruchou se nemůže světlo dostat do libovolného místa křemenného média. Z definice indexu lomu $n = c/v$ plyne, že světlo se může šířit jen v určité omezené oblasti.

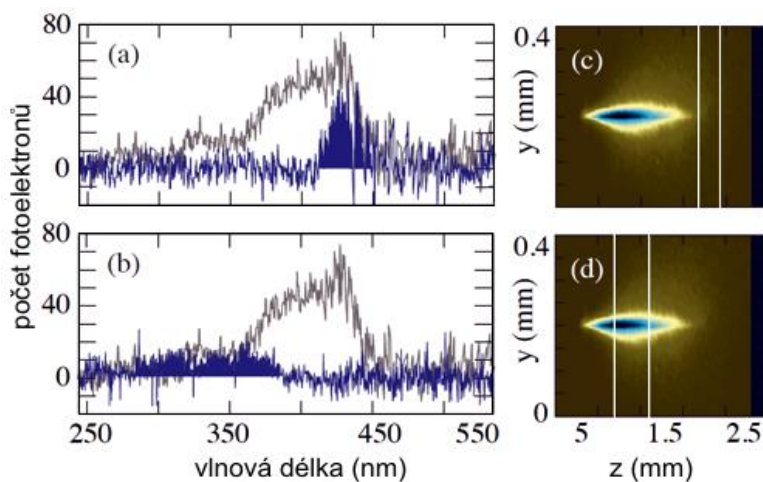
Před pulzem vzniká *čelní horizont*, za pulzem *zadní horizont*. Horizonty oddělují oblasti šířícího se elektromagnetického signálu od oblastí, kam signál nemůže proniknout. Pokud platí analogie mezi horizontem černé díry a horizontem v popsaném experimentu, mělo by z oblasti horizontů přicházet záření černého tělesa, které je modifikováno konečnou geometrií jevu. Výsledkem je, že záření z horizontu by mělo mít jen určitý pás frekvencí s vlnovou délkou 800 – 900 nm. Vědecký tým se pokusil toto záření zachytit v kolmém směru za pomoci zobrazovací čočky a CCD kamery se zobrazovacím spektrometrem (viz obr. 161).

Milánský tým skutečně našel v hledané oblasti signál, který odpovídá Hawkingovu záření z obou horizontů, a to frekvenčně, amplitudově i posuvem vlnové délky maxima vyzařování s rostoucí energií Besselova pulzu.



Obr. 161: Spektrum měřeného signálu. Různé barvy odpovídají různým energiím jednoho Besselova pulzu. K pořízení spektra bylo použito 3 600 pulzů, jde tedy o integrální spektrum. Čárkovaně je vždy proložena křivka odpovídající měřené hodnotě. Spektra jsou frekvenčně omezena a se zvyšující se energií jeví frekvenční posun (v souladu s teorií). Černě je zobrazeno spektrum referenčního Gaussova pulzu, z něhož je patrné, že v dané oblasti není žádný fluorescenční pík.

Milánská skupina také zkoušela alternativní uspořádání, v němž byla kónická čočka nahrazena normální čočkou s ohniskovou vzdáleností 20 cm, která svazek fokusovala do taveného křemene. Nelineární dynamika Kerrova jevu způsobila vznik filamentu, jenž se pohyboval křemenem a opět vytvořil přesouvající se poruchu indexu lomu. V tomto uspořádání z výše uvedené nerovnosti vyplynul rozsah vlnových délek emitovaného záření 270 – 450 nm. V této oblasti nebyl při experimentech s Besselovým pulzem pozorován žádný signál, který by naznačoval, že zde dochází k nechtěné fluorescenci. Výsledek modifikovaného experimentu byl opět pozitivní, tj. v uvedené oblasti vlnových délek byl nalezen signál odpovídající Hawkingovu záření.



Obr. 162: Spektra generovaná v alternativním uspořádání (samostatný filament). Šedé křivky jsou spektra měřená pro dvě různé polohy zcela otevřené vstupní štěrbině spektrometru. Poloha vstupní štěrbině je označena na CCD fotografii filamentu v pravých částech obrázků (c, d). Osa z míří ve směru svazku, osa y je na něho kolmá.

Tento, i další experimenty naznačují, že Holografický princip je mnohem hlubším fyzikálním zákonem, než jsme si dosud mysleli. Ne jen horizont černé díry, či blandrium mohou nést informaci o veškerém dění uvnitř odpovídající oblasti prostoru, kterou obklopují, ale doslova každý horizont (buť i zdánlivý – čitelný jen pro některé pozorovatele, kteří se momentálně pohybují tím správným způsobem) nese veškerou informaci o událostech probíhajících v prostoru, jehož hranici tvoří.

Bob, padající v utržené kabině výtahu volně do černé díry, je ve své soustavě inerciálním pozorovatelem – nepocítuje žádnou vnější sílu, a protože nemá svůj pohyb k čemu vztáhnout, vnímá stav beztíže, jako by se pohyboval rovnoměrně a přímočaře prázdným prostorem. Z toho důvodu

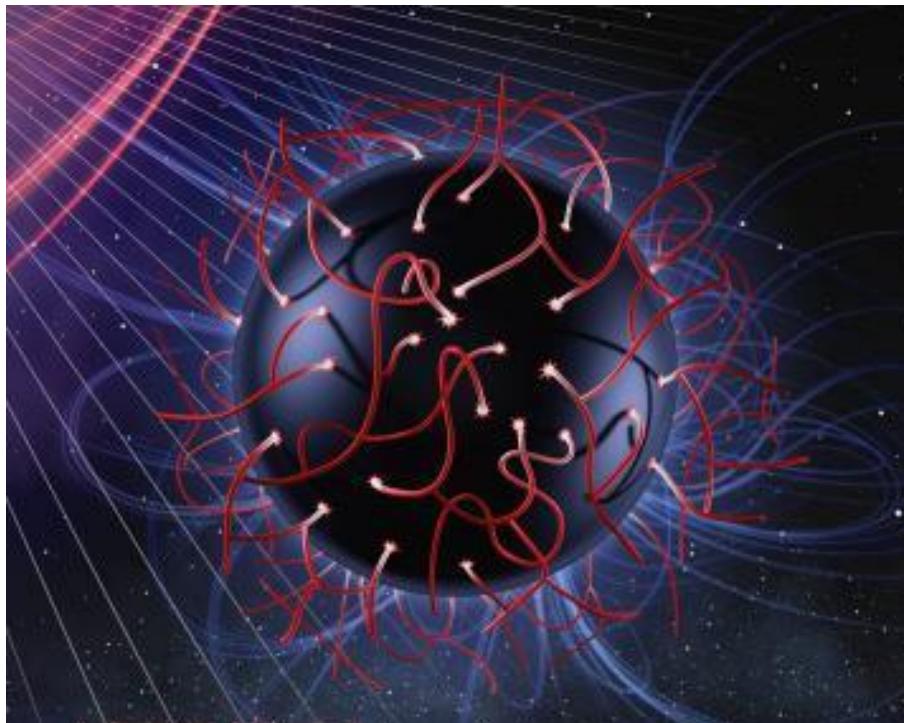
nemůže pozorovat žádné Unruhovo, a tudíž ani Hawkingovo záření. Nic jej na horizontu nesežehne, neboť pro něho žádný horizont událostí neexistuje.

Naproti tomu Alice, pokud visí poblíž horizontu a mocným tahem svých raketových motorů brání svému pádu do černé díry, pocítuje ohromné zrychlení a pozoruje Unruhovo záření vycházející z horizontu. Podle principu ekvivalence však tomuto zrychlení můžeme rovněž říkat gravitace černé díry a pozorovanému Unruhovu záření Hawkingova radiace. Alice tedy pozoruje horizont obklopující černou díru a prostřednictvím Hawkingovy radiace může číst informace uložené na tomto horizontu, jako obří hologram.

Tímto posledním myšlenkovým experimentem jsem Vás snad již definitivně přesvědčil, že holografický princip je ve své podstatě principem komplementarity mezi cytoprostorem a blandriem. Význačnost blandria coby hologramu tkví převážně v tom, že je hranicí skutečně celého cytoprostoru a nese tudíž na svém povrchu úplnou informaci, zatímco každý horizont vytvořený uvnitř cytoprostoru nese informaci pouze o části cytoprostoru, jíž obepíná.

Hawkingův jev byl v 70. letech odvozen semiklasickým postupem: Silná křivost prostoročasu (klasická přísada) vybujuje záření nějakého přítomného kvantového pole. Takoveto předběžné, v jistém smyslu nedůsledné úvahy nejsou ve fyzice ničím neobvyklým. Pomáhají předvídat výsledky, které jednou přinese dosud neexistující důslednější teorie. Je proto velmi významné, že nové teorie – jak teorie strun, tak LQG – potvrzují Hawkingův jev na fundamentálnější úrovni.

Základním principem LQG je tvrzení, že existují kvanta geometrie. To je přesně ten kousek skládačky, která Stephenu Hawkingovi chyběla, protože uvažoval spojité prostoročas obecné teorie relativity. Hawking zcela nenaplnil Einsteinovu vizi, protože se kvantově zabýval pouze hmotou a energií. V kvantové geometrii je však také horizont událostí černé díry kvantován. Můžeme si jej představit jako povrch složený z elementárních buněk – nul a jedniček. Každá tato nepatrná buňka odpovídá „vláknku“ spinové sítě, které protíná horizont událostí. V případě černé díry o hmotnosti Slunce existuje 10^{77} takových vláken a proto 10^{77} různých kvantových stavů, které představují ohromnou entropii černé díry. Zvláštní lokální charakteristiky této spinové sítě horizont událostí definují. Když se černá díra kvantově vypařuje, tyto buňky se postupně ztrácejí. Při Hawkingově radiaci se kvanta horizontu černé díry přeměňují na kvanta energie \sim hmoty a oddělují od horizontu.



Obr. 163: Model Hawkingovy radiace v LQG

Podle Ashtekara jde přesně o naplnění Einsteinovy představy, podle níž geometrie má fyzikální význam. Dokonce se přeměňuje v hmotu. Tento proces neprobíhá spojitě, ale v celistvých krocích, protože je kvantován. Černá díra se proto nesmršťuje spojitě, ale chová se spíše jako excitovaný atom, který ztrácí energii po kvantech.

Kvantová geometrie má ještě jeden důsledek, o kterém si blíže povíme ve druhém dílu knihy. Umožňuje vyhnout se singularitám uvnitř černých děr a velkého třesku.

14.5.5. Maldacenuv-Wittenův famózní objev

V závěru dvanácté kapitoly jsme se krátce seznámili s teorií Juana Maldaceny, v níž v roce 1997 ukázal, že dva matematické světy, které vypadají zcela odlišně – jedenácti-rozměrný svět M-teorie a deseti-rozměrný svět superstrun – jsou zřejmě ve skutečnosti duálním popisem téže reality. Ačkoli Maldacenaova teorie nebyla dosud dokázána ve vší její obecnosti, bylo již shromážděno množství důkazů pro její platnost v určitých speciálních případech světů o nižší dimenzi, než je 11. Jeden z těchto světů má 4+1 velkých prostoročasových rozměrů (4 prostorové a jeden časový), zatímco druhý je 3+1 rozměrný a podobá se našemu obvyklému světu, s tím rozdílem, že částice jsou zde zavlečeny k Planckově energii mechanismem kalibrační hierarchie (struny jsou napnuté extrémní silou).

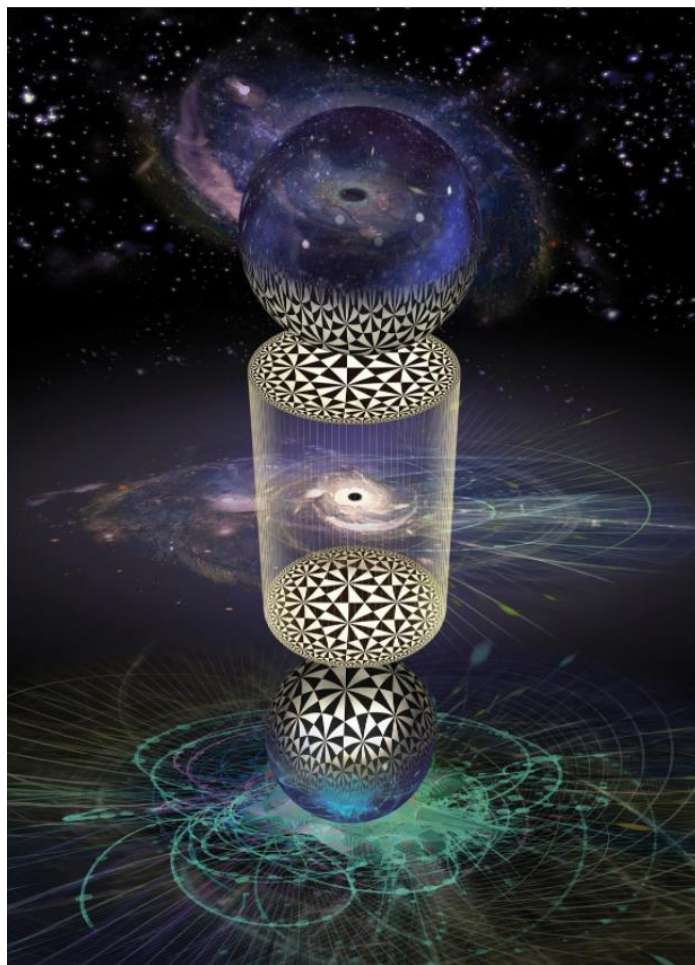
Cesta k Maldacenuvěmu objevu byla spletitá – vedla přes Stromingerovy-Vafovy extrémní elektricky nabitě černé díry, Polchinského D-brány a Wittenovu M-teorii. Hlavní vlastností, kterou se D-brána odlišuje od všeho ostatního, je, že na ní mohou končit fundamentální struny.

Představme si např. preon, jako trojici kvantionických 3-brán. Mezi 3-bránami jsem nakreslil mezery, avšak když se 3-brány navzájem sváží velkým množstvím strun, mezery mezi nimi se ztenčí a napětí strun výrazně poklesne, nebo úplně vymizí. Skupině k sobě svázaných D-brán se říká **D-bránycká hráň**. Otevřené struny, jež se pohybují po D-bránycké hráni, se mohou svými konci přichytit mezi různé členy hráně. Každý konec struny pak odpovídá různému náboji interakce.

Struny na D-bránách spolu mohou interagovat mnoha různými způsoby – struny z různých pater hráně se např. mohou navzájem spojovat, nebo naopak rozpadat a přepojovat. Pravidla, podle nichž se řídí toto přepojování strun na D-bránycké hráni, jsou identická s pravidly, kterými se řídí kvantionová interakce s kvantovou gravitací působící v měřítkách Planckovy škály, a rovněž částice standardního modelu (SM), jako např. gluonové pružiny v QCD, v měřítkách 10^{20} -krát větších.

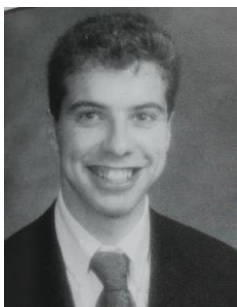
V následujícím kroku Maldacena ukázal, že tento strunový popis SM je duálním popisem (4+1)-dimenzionálnímu tzv. **anit-de Sitterovu (AdS) vesmíru**, jak si porobněji osvětlíme ve 32 kapitole. Tento svět je jedním z možných řešení Einsteinových rovnic gravitačního pole, v němž vystupuje záporná kosmologická konstanta. V tomto světě vyvíjejí hmota a energie gravitační síly stejné, jako ve skutečném světě, navíc zde existuje vzdálený horizont, ke kterému se vše ve vesmíru zrychleně přibližuje.

Jinými slovy, svět o 3+1 dimenzích, obsahující SM, je ekvivalentní vesmíru se 4+1 dimenzemi s gravitací, projevující se v kosmologických měřítkách.



Obr. 164: Umělecké ztvárnění základní geometricko-fyzikální struktury AdS prostoročasu

Zhruba v době, kdy Maldacena činil tyto převratné objevy, zjistili kosmologové Adam Riess, Brian Schmidt, Niccholas Suntzeff a Saul Perlmutter, že žijeme ve světě s kladnou kosmologickou konstantou, která nutí dokonce i náš (3+1)-rozměrný prostor se zrychleně rozpínat. Jednou z pozoruhodných vlastností expandujícího anti-de Sitterova vesmíru je, že vzdálenost AdS horizontu se nikdy nemění s časem.



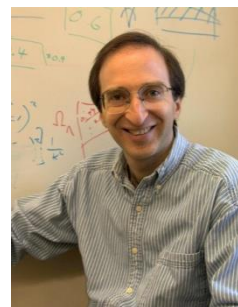
Adam Riess (1969)



Brian Schmidt (1967)



Nicholas B. Suntzeff (1952)



Saul Perlmutter (1959)

V AdS prostoročase tedy existuje **kauzální horizont**, zpoza něhož již není návratu a zpoza něhož k nám nikdy nedoletí žádný signál. Na AdS horizontu se pro vzdálené pozorovatele projevuje nekonečný rudý posuv a s ním související zpomalení, a nakonec úplné zastavení času. Zcela analogicky, jako na horizontu černé díry. A úplně stejně, jako horizont černé díry, vyzařuje i AdS horizont Hawkingovo záření. Pro vzdálené pozorovatele totiž AdS horizont představuje horký povrch, jenž neustále vyzařuje fotony, které ale padají zpět do nitra sféry. Zvláštností AdS metriky je právě

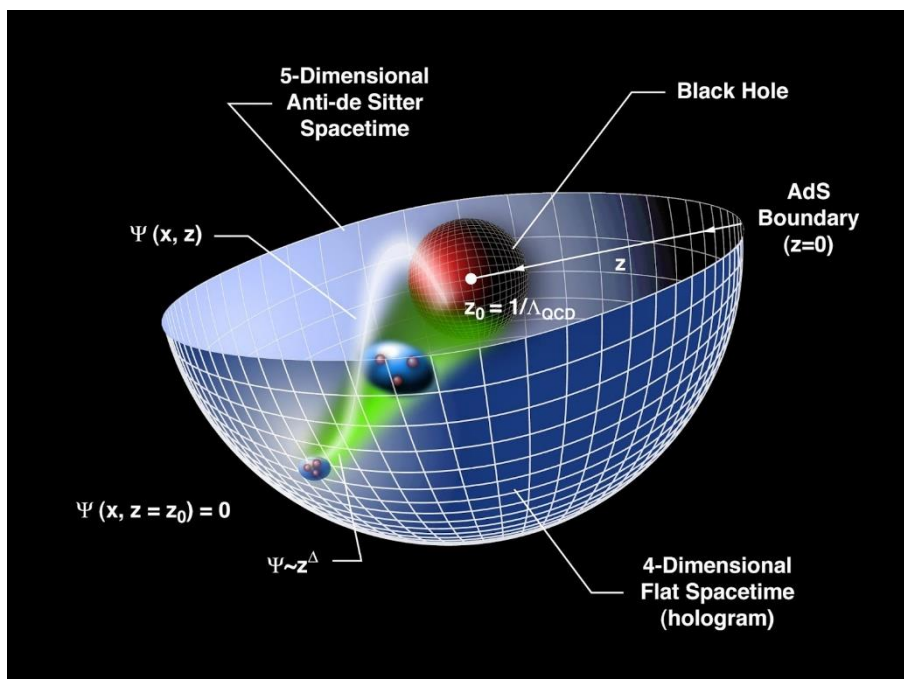
skutečnost, že AdS horizont září vždy dovnitř sféry, jejíž hranici tvoří. Informace o každém objektu, který projde AdS-horizontem, je ve formě Hawkingovy radiace z horizontu navracena zpět do vesmíru.

Objekty, které leží blízko AdS horizontu, pozorujeme úplně stejně, jako by padaly na povrch klasického horizontu ČD – tzn. zpomalené v čase a zrychleně se pohybující směrem od nás s nekonečným rudým posuvem. Pro vzdáleného pozorovatele v AdS tedy běží čas na pro něj vzdálených objektech tím pomaleji, čím blíže jsou tyto objekty k jeho AdS horizontu. Toto zpomalení běhu času koresponduje s relativní rychlostí těchto objektů vůči pozorovateli.

Pro vzdáleného pozorovatele také nikdy žádný objekt neprojde AdS horizontem – všechny informace o objektech, které „dopadly“ na AdS horizont, zůstávají jakoby zamrzlé na horizontu a vyzařují zpět do prostoru v podobě Hawkingovy radiace. Vzhledem k ohromné ploše AdS horizontu je však toto záření nesmírně chladné. Vzhledem k soustavě, která zrovna prochází AdS horizontem, se ale neděje vůbec nic zvláštního.

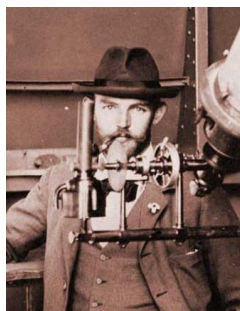
Holografický princip je ve své podstatě principem komplementarity mezi prostorem a AdS-horizontem. Význačnost AdS-horizontu coby hologramu tkví právě v tom, že je pro vybraného pozorovatele hranicí skutečně celého prostoru a nese tudíž na svém povrchu úplnou informaci, zatímco každý horizont vytvořený uvnitř prostoru nese informaci pouze o jeho části, jíž obepíná.

V AdS má vesmír hyperbolickou geometrii a namísto toho, aby prostor klasicky expandoval, vše zde postupem času padá na AdS horizont, který je fixní v čase i prostoru. Nejrychleji běží čas ve středu AdS prostoru, blíže jeho okrajům se tok času stále více zpomaluje. Střed AdS je ovšem samozřejmě relativní – pro každého pozorovatele leží jinde.



Obr. 165: AdS prostoročas znázorněný v dimenzionální redukci. Umělecká vize vývoje protonu na různých škálách.

Počátkem roku 1998 zveřejnil Ed Witten článek s názvem „Anti-de Sitterův prostor a holografie“. V tomto článku Witten ukázal, že nejen objekty, jež bezprostředně projdou AdS-horizontem, ale veškeré informační bity z celého nitra AdS-prostru jsou projektovány na jeho hranici, která musí mít vždy o dimenzi méně – v jazyce kvantové teorie pole, obývají tyto stupně volnosti hranici našeho AdS prostoru.



Willem de Sitter (1872 – 1934)



Edward Witten (1951)



Juan Martín Maldacena (1968)

V AdS vesmíru tak beze zbytku platí holografický princip, tzn. veškeré informace z jeho nitra jsou rozprostřeny na jeho hranici, kterou tvoří AdS horizont, a odtud vyzařovány zpět do vesmíru. Žádné informace z AdS vesmíru se tak nikdy neztrácejí a funguje v něm bez omezení tzv. **S-maticový přístup** kvantové mechaniky.

Ten popisuje srážky částic prostřednictvím matematického objektu, zvaného matice rozptylu (Scattering matrix), zkráceně S-matice. Jedná se o abstraktní tabulku pravděpodobností všech možných vstupů a výstupů takovéto srážky. S-matice předpovídá pravděpodobnosti různých kvantových historií kolize částic.

Význačnou vlastností S-matice je její **regularita**, která je nutnou a postačující podmínkou pro existenci **inverzní S-matice**, jež dokáže obrátit veškeré změny způsobené původní S-maticí. Inverzní S-matice popisuje zpětný stav, od výstupu ke vstupu, tzn., efektivně obrací tok času. S-matice tak nejen že předpovídá pravděpodobnou budoucnost na základě vstupních parametrů z minulosti, ale zároveň dovoluje jednoznačně zrekonstruovat ze skutečně naměřené budoucnosti (jedné z možných) původní minulost.

Pro každý typ srážky existuje unikátní S – matice, ta však vždy předpovídá pouze pravděpodobnosti různých možných konfigurací částic po srážce. Jakmile ale jednou srážka proběhla a my naměříme skutečný stav v určitém čase po ní, pak projekcí tohoto stavu přes inverzní S – matici dokážeme jednoznačně zrekonstruovat výchozí stav před srážkou.

Lze to do jisté míry nastínit na příkladu tuby tříbarevné zubní pasty. Ve fabrice stroj vtačí do tuby skrz její hrdlo 3 přesně uspořádané různobarevné proužky zubní pasty. Hrdlo tuby můžeme s trochou nadsázky připodobnit k S-matici. Za ním se zubní pasta začíná zdánlivě náhodně rozptylovat po celém objemu tuby (ten můžeme připodobnit – opět s trochou nadsázky – k celému prostoru). Jelikož se jedná v zásadě o tekutinu, dříve dokonale geometricky uspořádané tříbarevné proužky se nyní náhodně slévají do jednolitě kaše. Když bychom následně tubu rozstříhli v půli, objevíme v ní jen onu barevnou kaši, která bude vyhlížet zcela náhodně a chaoticky. Nikdo by pouhým pohledem na ni jistě nedokázal uhodnout původní stav, jímž byla „housesenka“ se třemi uspořádanými barevnými proužky.

O to překvapivější je však skutečnost, již při tom každý velmi dobře zná z každodenní ústní hygieny, avšak málokdo se nad ní skutečně zamyslí. Pokud pastu vytlačujeme ven z tuby skrze stejné hrdlo, jakým se dostala před tím dovnitř, světe div se, rekonstruuje se nám před očima přesný výchozí stav zcela nezávisle na tom, jak moc jsme mezi tím informace zamíchali. Zubní pasta si zkrátka stále „pamatuje“ informaci, o výchozím uspořádání. A pokud se má dostat ven stejnou cestou jakou původně vnikla dovnitř (skrze stejnou S-matici, pouze v opačném směru – tedy skrze inverzní S-matici) nelze toho dosáhnout jinak než uspořádáním se do identického stavu, jaký měla na počátku.

S-matice je tedy kódem, který zajišťuje, že informace se s časem neztrácejí. S přibývajícím časem se informace stále více rozptylují (narůstá entropie) a proto může být stále obtížnější tuto rekonstrukci minulosti technicky provést, principiálně tomu však vůbec nic nebrání – říkáme, že veškeré procesy popisované kvantovou teorií jsou **vratné**.

Maldacenuv-Wittenův objev teoreticky předpověděl, že informace se z vesmíru nikdy a nikam neztrácejí – jsou stále navraceny zpět v podobě tepelného záření vycházejícího z horizontů. Potvrdil tím, že S-maticový přístup kvantové teorie rozptylu není narušen ani v kosmologických měřítkách a ani za přítomnosti extrémních gravitačních polí, jaká vládou na horizontech černých děr. Že černé díry toho o sobě ve skutečnosti prozrazují daleko více, než jen pouhá 3 čísla, o nichž jsme hovořili v předchozím dílu. Byl to další důležitý krok ke konečnému sjednocení kvantové teorie s OTR a významný argument pro podporu platnosti holografického principu v kosmologických měřítkách.

Rok 1998 je tak považován za rok počátku skutečné fyziky blandria. Nyní bylo totiž zřejmé, že informační bity nesené cytony po chreodách do blandria zde nekončí, ale vrací se v nějaké zakódované formě zpět. Rozluštění tohoto kódu se stalo ústředním tématem mé následující práce na nestacionární teorii cytoprostoru, o níž budu hovořit ve druhém dílu.

14.5.6. Energie a informace

14.5.6.1. Bremermannův limit

Informace, která má být zpracovávána strojem, musí být nějakým způsobem fyzicky zakódována. Předpokládejme, že je zakódována pomocí energetických hladin v intervalu $[0; E]$. Na E můžeme pohlížet jako na celkovou energii dostupnou pro tento účel. Dále předpokládejme, že tyto úrovně energie mohou být měřeny s přesností ΔE . Potom je nejjemnější kódování definováno dělením celého intervalu do

$$N = \frac{E}{\Delta E} \quad (14.5.78)$$

podintervalů. Energie může být měřena nejvýše s přesností ΔE , určenou Heisenbergovým principem neurčitosti

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (14.5.79)$$

To znamená, že

$$N \leq \frac{E \Delta t}{\hbar}. \quad (14.5.80)$$

Dostupná energie E může být vyjádřena ekvivalentním množstvím hmoty m dle Einsteinovy formule

$$E = mc^2, \quad (14.5.81)$$

odkud, dosazením do (14.5.80), získáme horní limit

$$N \leq \frac{mc^2 \Delta t}{\hbar}. \quad (14.5.82)$$

Odtud, dosazením konkrétních hodnot jednotlivých konstant, již plyne formulace obecného zákona, známého jako Bremermannův limit: ***Žádný stroj na zpracování informací, umělý či živý, nemůže zpracovat více než $8,5 \cdot 10^{50}$ bitů za sekundu na kilogram své hmotnosti.***



Hans-Joachim Bremermann (1926–1996)

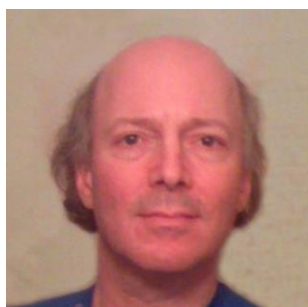
14.5.6.2. Margolus - Levitinova věta

Teorém formulovaný Normanem Margolusem a Lvem B. Levitinem roku 1998 určuje výpočetní limit veškerých forem počítání, včetně kvantového počítání. Věta opět vychází z relace neurčitosti (14.5.79) a říká, že:

Kvantový systém o energii E potřebuje určitý minimální čas k přechodu z jednoho stavu do stavu ortogonálního. Tento minimální čas je dán vztahem

$$t = \frac{\hbar}{E} \quad (14.5.83)$$

Z teorému plyne, že rychlost zpracování informací nemůže být vyšší, než $9,5 \cdot 10^{33}$ bitů za sekundu na 1 joule energie.



Norman H. Margolus (1960)



Lev B. Levitin (1940)

14.5.6.3. Lloydova hypotéza

Jeden z nejkrásnějších výsledků moderní fyziky, představuje propojení výše popsaných principů s Bekensteinovým principem, jež jsme odvodili ve třetím dílu. Tato argumentace, vypracovaná profesorem Sethem Lloydem z Massachusetts Institute of Technology, využívá černou díru jako ultimátní úložiště dat či výpočetní zařízení, pokud by byly nalezeny praktické způsoby, jak informaci z děr číst, v souladu s holografickým principem coby řešením informačního paradoxu černých děr.



Seth Lloyd (1960)

To by v praxi znamenalo dosáhnout hustoty informace přesně na Bekensteinově hranici. Černá díra jednotkové hmotnosti vyzáří za dobu svého života $E = mc^2 = 10^{17}$ J. Dle Margolus – Levitinova teorému by to odpovídalo množství $E/\hbar = 8,5 \cdot 10^{50}$ bit/s, což vsutku koresponduje s Bremermannovým limitem. Za dobu svého života ($\approx 10^{19}$ s) by však stihla uskutečnit pouze 10^{32} operací. Kilogram libovolné hmoty by tak mohl obsahovat přibližně odpovídající množství bitů. Ve třetím dílu jsme však ukázali, že takto lehké černé díry jsou pravděpodobně fyzikálně nereálné. Na konečný verdikt, kolik bitů ve skutečnosti obsahuje 1 kilogram hmoty, si tak budeme muset zřejmě ještě počkat.

14.5.7. Entropie a gravitace

V létě roku 2009 použil nizozemský profesor teoretické fyziky Erik Verlinde teorii cytoprostoru k rozpracování konceptu gravitace jako entropické síly, který v lednu 2010 publikoval. Jeho článek ukazuje, že gravitaci (Newtonovu i Einsteinovu) lze odvodit ze statistického chování mikroskopických objektů, aniž by mezi nimi nějaká síla vůbec působila. Gravitaci tak popsal jako emergentní sílu.

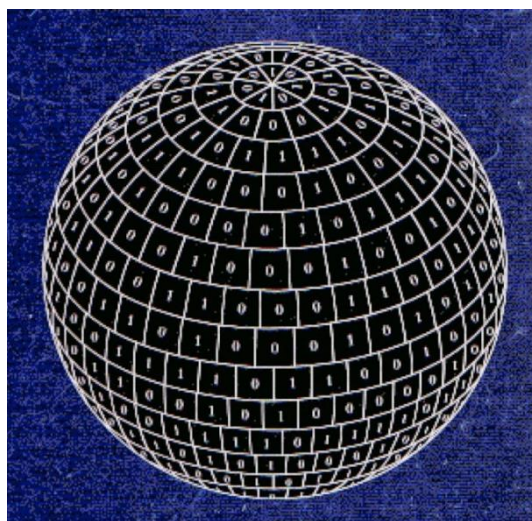


Erik Peter Verlinde (1962)

Když rozbijeme v místnosti lahvičku s voňavkou, ucítíme ji po chvíli v celé místnosti. Je to způsobeno difúzí, při které se molekuly vůně pohybují chaoticky a postupně se šíří prostorem. Dokonce lze zavést tzv. **termodynamickou sílu** (je úměrná gradientu koncentrace vůně), která je z makroskopického hlediska za šíření vůně zodpovědná. Původ této síly je v růstu entropie na mikroskopické úrovni a jde o typický příklad **entropické síly**. Erik Verlinde založil svou teorii gravitace na dvou předpokladech:

1. **V mikrovětě platí holografický princip** - mikrověť je na elementární úrovni tvořen prostorovou mřížkou základních buněk (tzv. **voxelizace světa**) a veškerá informace o vlastnostech objektů je uložena v buňkách tvořících jejich hranici – tzv. **holografickém plátně**. Existence prostoru a času uvnitř objektů je důsledkem informace na jejich povrchu (jde o zásadní odlišnost od obecné relativity, kde jsou zdrojem času a prostoru tělesa samotná).
2. **V mikrovětě platí druhá věta termodynamická**, tj pohyb částic způsobuje růst entropie na jejich povrchu. Pokud se částice v blízkosti holografického plátna pohne o Δx , způsobí změnu

entropie stěny o ΔS . Na částici přitom působí síla daná energetickou bilancí $T\Delta S = F\Delta x$. V případě uzavřeného holografického plátna je tato entropická síla gravitací.



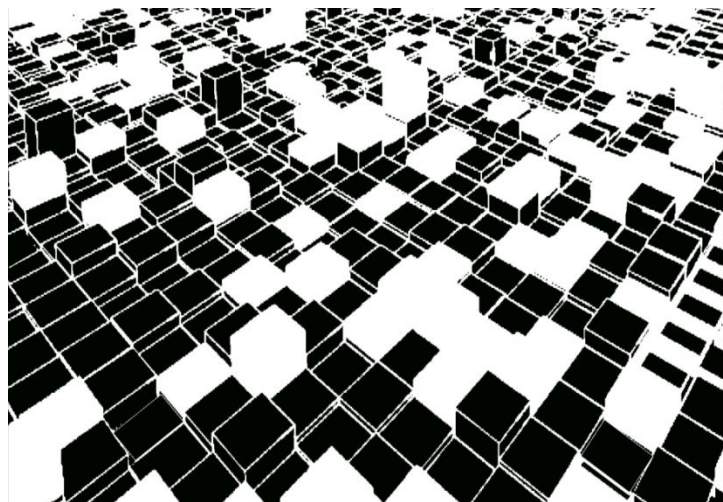
Obr. 166: Informace lokalizovaná na hranici prostoru

Základním vztahem pro entropickou sílu je energetická bilance

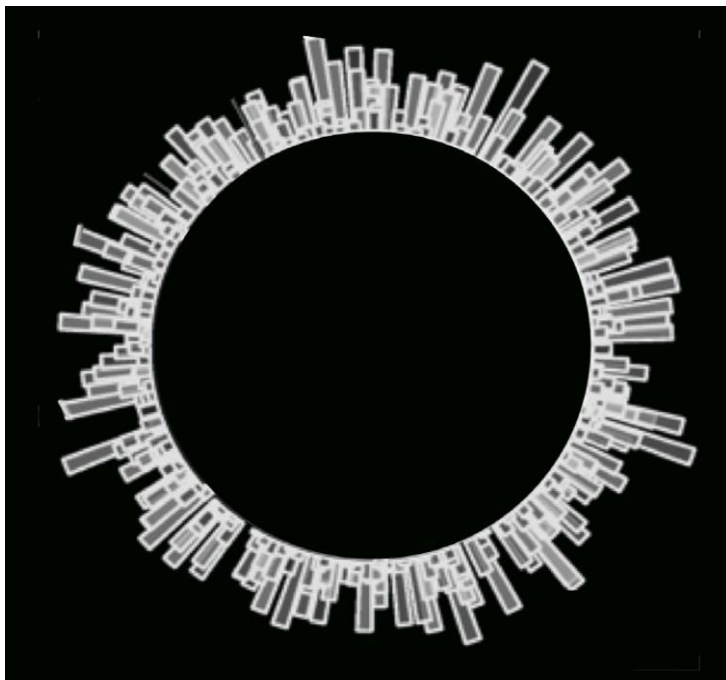
$$T\Delta S = F\Delta x. \quad (14.5.84)$$

kde $T\Delta S$ je v klasické termodynamice tepelná energie, $F\Delta x$ je práce vykonaná při pohybu částice.

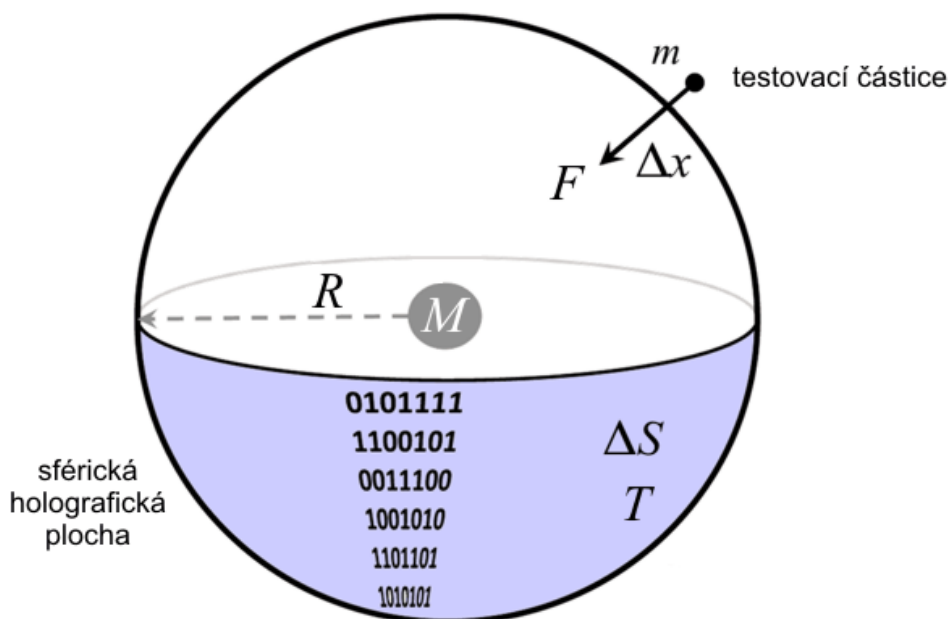
Předpokládejme, že prostoročas není spojitý, ale je tvořen celulární sítí cytoprostorových buňek o Planckových rozměrech, jejichž povrch tvoří *holografické plátno*, na něž se promítají veškeré informace z nitra buňky (holografický princip).



Obr. 167: Informace lokalizovaná na hranici prostoru – 2D model



Obr. 168: Povrch sférického subchronoru jako hologram



Obr. 169: Verlindeova holografická plocha

Informací na povrchu buňky jsou určeny vlastnosti prostoru a času a také rozložení hmoty M uvnitř buňky. Necht' se v blízkosti buňky pohybuje malá testovací částice o hmotnosti m . V důsledku jejího pohybu se změní entropie buňky o

$$\Delta S \sim m\Delta x. \quad (14.5.85)$$

Změna entropie je tedy úměrná hmotnosti částice (dělením větší hmoty získáme více informace) a velikosti posunu částice. Konstantu této úměrnosti získáme rozměrovou analýzou obou stran uvedené rovnosti a normujeme tak, aby dokonce $\Delta S \approx m\Delta x$. Platí:

$$\Delta S = \frac{k_B c^4}{2\pi \hbar} m\Delta x. \quad (14.5.86)$$

Změna entropie je úměrná hmotnosti částice (dělením větší hmoty získáme více informace) a velikosti posunu částice. Teplotu povrchu sféry určíme z následující úvahy. Energie hmoty uvnitř musí být dána ekvipartičním teorémem, tj

$$Mc^2 = \frac{Nk_B T}{2}, \quad (14.5.87)$$

kde N je počet informačních bitů úměrný ploše holografického plátna, tedy R^2 . Odtud máme:

$$T \sim \frac{M}{R^2}. \quad (14.5.88)$$

Prostým dosazením posledních dvou vztahů do Verlindeovy formule pro entropickou sílu, máme okamžitě

$$F \sim \frac{Mm}{R^2}, \quad (14.5.89)$$

tedy Newtonův gravitační zákon. Nikde jsme přitom nepředpokládali, že by na mikroskopické úrovni existovala gravitační síla. Gravitace se vynořila z informace uložené na povrchu holografického plátna spolu s časem, prostorem i zákonem setrvačnosti.

Verlindeovo pojetí řeší zcela neobvykle existenci prostoru a času. Prostor a čas se automaticky vynoří v důsledku existence informace (entropie) na uzavřeném holografickém plátně (hranici oblasti). Stejně tak jako vznikne prostor a čas, je i zákon setrvačnosti důsledkem existence informace na hranici oblasti. Verlinde ukázal, že růst entropie v jeho holografickém světě vede na gravitační sílu. Gravitační sílu tak chápe jako entropickou sílu, což znamená, že gravitace jakožto primární interakce neexistuje, je jen důsledkem statistického chování objektů mikrosvětla, stejně jako síla elastická.

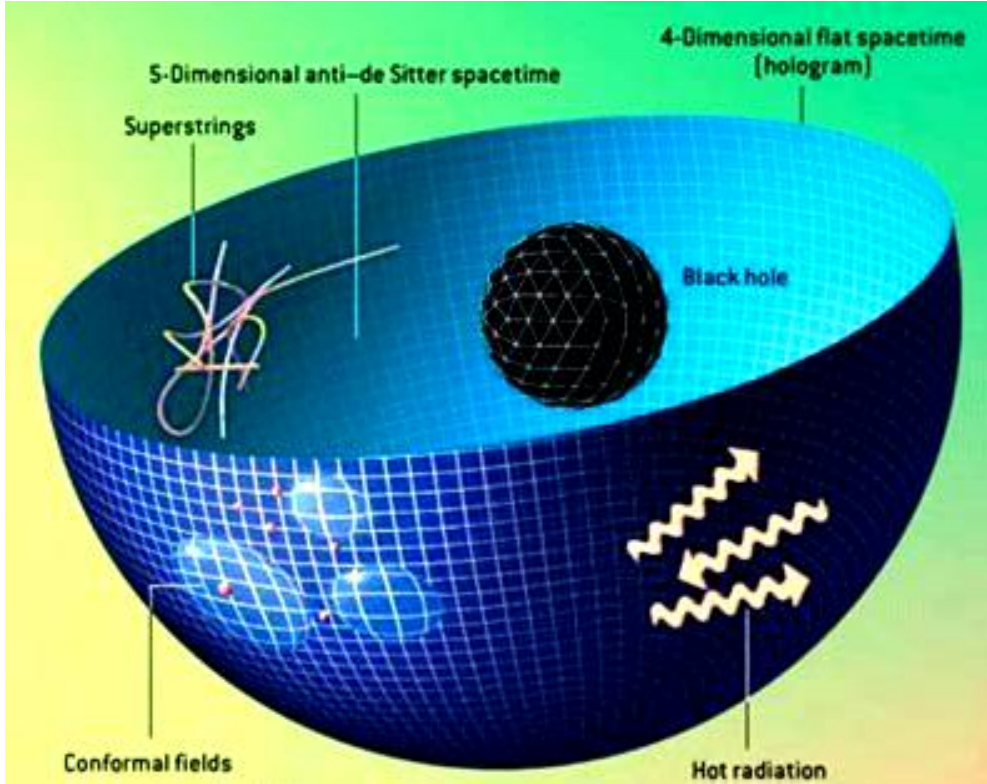
V únoru 2011 se britským fyzikům a odborníkům na kvantovou teorii informace Samuelu Braunsteinovi a Manasu Patrovi z Univerzity v Yorku podařilo na základě Verlindeových myšlenek odvodit spektrum Hawkingova vypařování černých děr bez použití časoprostoru zakřiveného obecnou relativitou. Publikovaný článek výrazně zdvihl vlnu zájmu o Verlindeovo pojetí gravitace.



Samuel Leon Braunstein (1961)



Manas Kumar Patra (1978)



Obr. 170: Havkingovo záření z Verlindeovy teorie gravitace

Podívejme se nyní, zda stacionární teorie cytoprostoru dokáže stanovit rovněž i správnou velikost konstanty úměrnosti ve Verlindeově vztahu pro gravitační sílu, a tedy předpovědět správně nejen funkční závislost, ale i skutečnou velikost gravitační síly.

Vztah (14.5.87) nejprve přepíšeme do tvaru

$$T = \frac{2Mc^2}{Nk_B}. \quad (14.5.90)$$

Z formulí (14.5.90), (14.5.86), (14.5.84) pak plyne rovnost

$$F = \frac{2Mc^2}{Nk_B} \frac{\Delta S}{\Delta x} = \frac{2Mc^2}{Nk_B} \frac{k_B c^4 m}{2\pi z h} = \frac{mMc^6}{\pi N z h} \equiv \frac{GmM}{R^2}. \quad (14.5.91)$$

Srovnáním (14.5.49), (14.5.50), (14.5.51) plyne pro poloměr vesmíru r vztah

$$r_v = \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi\rho G}}, \quad (14.5.92)$$

Použitím rovnosti

$$R = 2\sqrt{2} \cdot r_v = \sqrt{\frac{3c^2}{\pi\rho_v G}}, \quad (14.5.93)$$

plynoucí z geometrie kubického subchronoru, dostáváme výraz (14.5.40), který jsme původně pouze postulovali. Dosazením z (14.5.49), (14.5.60), do (14.5.61), máme

$$N = \frac{8m_v}{m_y} = \frac{32r_v z}{5\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\pi c^3}{Gh}} = \frac{8zc^2}{5G} \sqrt{\frac{3\pi c}{\rho_v h}}, \quad (14.5.94)$$

odkud již, dosazením z (14.5.40) a (14.5.92), máme konečný výsledek

$$G = \frac{R^2 c^6}{\pi N z h} = \frac{15\sqrt{c}}{16\pi^4 z \sqrt{6\rho_V h}} = 6,689 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}. \quad (14.5.95)$$

Povšimněme si závislosti gravitační konstanty na aktuální hustotě hmoty ve vesmíru, která odpovídá přibližně jednomu protonu na krychlový metr. Pokud by se s rozpínáním vesmíru měnila jeho průměrná hustota, mělo by to zřejmý vliv rovněž na změnu velikosti gravitační konstanty, potažmo tedy nejen na velikost gravitační síly jako takové, ale na míru zakřivování prostoročasu hmotou, jež je její příčinou. Jelikož mírou zakřivování prostoročasu jest právě veličina zvaná hmotnost, odvodili jsme zrovna poněkud překvapivou předpověď teorie cytoprostoru: pakliže v mezihvězdném prostoru samovolně nevzniká žádná nová látka, pak sama hmotnost již existujících objektů ve vesmíru (přesněji řečeno její kvadrát) by měla s časem narůstat.

I když se galaxie v rozpínajícím se vesmíru neustále zvětšují, jak mezihvězdný prostor zvětšuje svůj objem, gravitační síla úměrně tomu roste, takže integrita galaxií zůstává dlouhodobě zachována.

Ačkoli zní tato předpověď na první pohled bláznivě, podařilo se ji poměrně nedávno odvodit pro speciální případ hmoty, jež tvoří černé díry, a to z klasické OTR aplikované na nestacionární prostor. V současné době již pro ni existuje i observační podpora. Blíže se této problematice budeme věnovat v kapitolách 31.4. a 35.

Po několika letech si Erik Verlinde uvědomil, že pokud má být gravitace důsledkem projevů mikrosvěta, nemůže opomenout kvantové fluktuace vakua, které jsou přirozeným projevem relací neurčitosti u vakuových polí. Vakuum v kvantovém světě není prázdné, vždy v něm zůstane určité množství fluktuací polí, z nichž se rodí páry částice-antičástice a opět zanikají. Dosti často se uvažuje o tom, že právě vakuové fluktuace jsou zodpovědné za zrychlenou expanzi vesmíru a jsou totožné s tzv. temnou energií. Erik Verlinde tyto fluktuace započítal jako další zdroj entropické síly do své hypotézy v roce 2016. Verlindeho gravitace se nyní tedy opírá o tři tvrzení: **1) gravitace je entropická síla** způsobená růstem entropie subsystemů; **2) holografický princip**: entropie, která je původcem gravitace, je lokalizována na projekční ploše; **3) zdrojem entropické síly jsou rovněž kvantové fluktuace vakua.**

Gravitace má tedy dva zdroje: jeden na projekční ploše, který dává příspěvek odpovídající Newtonovu gravitačnímu zákonu, druhý souvisí s vakuovými fluktuacemi a generuje další příspěvek, který ale neubývá s druhou mocninou vzdálenosti. Přidáním dalšího postulátu se hypotéza stala teorií, která nabízí předpovědi odlišné jak od Newtonovy, tak od Einsteinovy gravitace, a je proto ověřitelná experimentálně.

V makroměřítkách teorie velmi přesně souhlasí s OTR, v kosmologických měřítkách se však její předpovědi od OTR měřitelně odchylují. Zatímco běžná gravitace by měla být součástí holograficky zakódované informace na dvourozměrné ploše (holografickém plátně), působí ve Verlindeově teorii ještě informace vnořená do samotného cytoprostoru, jíž Verlinde nazývá **temnou gravitací** (dark gravity). Její vliv přesně odpovídá efektu, který připisujeme temné hmotě – tajemné vesmírné substanci, jejíž působení na běžnou hmotu se projevuje v galaktických a supergalaktických měřítkách právě odchylkami od předpovědi klasické teorie gravitace.

U sféricky symetrické kupy galaxií předvídá Verlindeho teorie na periférii nekeplerovské orbity – rychlost se vzdáleností ubývá výrazně pomaleji. To samé platí i pro jednotlivé sféricky symetrické galaxie. Vypadá to jakoby fluktuace vakua řešily ve Verlindeho pojetí gravitace jak problém temné energie (zrychlené expanze vesmíru), tak problém temné hmoty (k jejímu zavedení vedl právě nesoulad rotačních křivek s gravitačním zákonem). Z Verlindeho teorie plyne oproti standardní teorii jakýsi nadbytek gravitačního působení, který lze interpretovat jako zdánlivou hustotu temné hmoty.

Životaschopnost entropické gravitace prověřila v roce 2016 Margot Brouwerová z nizozemské Leidenské observatoře, spolu se svými kolegy z Amsterodamské univerzity a dalších pracovišť

z Austrálie, Velké Británie a Německa. Použili k tomu efekt gravitačního čočkování. Brouwerová s kolegy zmapovala rozložení gravitace celkem 33 613 galaxií a své výsledky porovnávala s Verlindeho předpověďmi. Výsledek překvapil – podle týmu Brouwerové jsou výsledky měření rozložení gravitace v dobrém souladu s Verlindeho teorií.



Margot Brouwer (1988)

14.5.8. Cytos a paracytos

V první kapitole jsme viděli, že pokud urychlujeme hmotný objekt blízko rychlosti světla, narůstá jeho hmotnost nade všechny meze (viz vztah (1.8)). Možná jste si položili otázku, zda se rychle letící objekt může v důsledku pouhého relativistického nárůstu vlastní hmotnosti sám zhroutit pod svůj gravitační poloměr a stát se černou dírou. Jelikož je pohyb relativní, není těžké uhodnout, že jediná možná odpověď na tuto otázku je ta záporná. Již z Einsteinova principu relativity plyne, že objekt, který je ve své soustavě neustále v klidu, se nemůže z ničeho nic samovolně přeměnit v černou díru jenom proto, že se vůči němu nějaký jiný pozorovatel pohybuje velmi rychle.

Jak to, že ale relativistická hmotnost nemá stejné gravitační účinky, jako hmotnost klidová – co to tedy klidová hmotnost vlastně je? Náš výklad začneme jinou zajímavou otázkou: Přitahují se gravitačně dva fotony letící vedle sebe? Fotony jsou elektromagnetickou formou energie a dle OTR by jakákoliv forma energie měla ve svém okolí vytvářet gravitační pole. Pokud si však představíme, že cestujeme na jednom z fotonů, bude mít druhý, paralelně letící, vůči nám nulovou frekvenci, a tedy i nulovou energii. Podrobný relativistický rozbor této situace vskutku ukázal, že mezi dvěma paralelně letícími fotony gravitační síla nevzniká.

A obdobně nevzniká žádná dodatečná gravitační síla ani mezi dvěma paralelně letícími hmotnými objekty. Protože pohybující se hmotné těleso je ve skutečnosti možno pokládat za soubor paralelně letících částic (atomů, molekul), nikdy proto nedojde k jeho gravitačnímu zhroucení jen vlivem kinematiky STR.

Položme si však další otázku: budou se přitahovat dva fotony letící vzájemně opačným směrem? Pokud budeme opět v našich představách cestovat na jednom z nich, bude mít ten druhý vůči nám Planckovu hmotnost a vytvoří gravitační pole. V tomto případě proto z kinematiky STR gravitační pole povstane.

Opět se však s odvoláním na Einsteinův princip relativity musím ptát: Mohu se přeměnit v černou díru a pohltit jiné těleso jenom tím, že se okolo něj proženu vysoce relativistickou rychlostí? Takovému paradoxu ve skutečnosti účinně brání dilatace času. Všechny pohyby v okolním prostoročase vnímáme při vysoce relativistické rychlosti zpomalené Lorentzovou transformací. A to přesně v takovém poměru, v jakém vůči nám vzroste jejich relativistická hmotnost. Tyto dva efekty působí přesně proti sobě a brání gravitačnímu zhroucení rychle letících objektů i v takovém případě, kdy se vůči sobě pohybují antiparalelně.

V uplynulých kapitolách jsme viděli, že aby mohla existovat hmota, musí struny a membrány uvnitř cytoprostorových buněk velmi rychle rotovat a vibrovat, přičemž tato jejich rychlost je vždy násobkem rychlosti světla. Podstatou hmototvorné vibrace je vskutku rotace dvou entit – např. konců lineárního chronoru – okolo společného těžiště, což představuje trvalý antiparalelní pohyb obou (původně nehmotných) entit. Entit, které když by se pohybovaly paralelně, budou se i nadále jevit nehmotnými.

Ve třetí kapitole jsme si ukázali, že celkový počet módů, ve kterých se může hromadit energie v mřížce je roven $3N$, kde N je počet hmotných elementů v mřížce. Podle ekvipartičního teorému je střední energie systému připadající na jeden stupeň volnosti při termodynamické teplotě T rovna

$$W = \frac{k_B \cdot T}{2}, \quad (14.5.96)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta.

Každý mód mřížky má dva stupně volnosti: svoji kinetickou energii a svou energii potenciální. Mřížka má tedy jako celek $6N$ stupňů volnosti, což dává celkovou energii

$$W = \frac{6N \cdot k_B \cdot T}{2} = 3N \cdot k_B \cdot T. \quad (14.5.97)$$

Položíme-li $W = E_\gamma$, snadno přiřadíme kubickému subchronoru termodynamickou teplotu $T \approx 8 \cdot 10^{-197}$ K. Dosazením této hodnoty do vztahu pro střední kvadratickou rychlost elementů mřížky dostaneme (viz (14.5.44))

$$v = \sqrt{\frac{3k_B \cdot T}{m_y^{(-1)}}} = \sqrt{\frac{3k_B \cdot T \cdot N \cdot c^2}{h}} = c. \quad (14.5.98)$$

Hmota je tedy vskutku tvořena časem oscilujícím fázovou rychlostí c . Při teplotě $T \rightarrow 0$ se oscilace času zastaví a hmota ztratí svůj základní atribut – hmotnost. To odpovídá bodu A tzv. **Zoulový pohybové tabulky** – viz obr. 171 a tab. 12.

Čas v tomto bodě plyne nekonečnou a zároveň nulovou rychlostí. Dodáváme-li takovému hmotnému kontinuu termodynamickou teplotu, počne se stáčet tok času, čímž se čas kvantuje a časové intervaly počnou dilatovat.

Jakmile urychlíme vibrace částice na úroveň bodu B Zoulový pohybové tabulky, dosáhne dilatace času nekonečné hodnoty a čas počne plynout konečnou rychlostí. Vnitřní struktury částic – kvantiony – zde již oscilují rychlostí světla c . Nastává klidový stav hmoty.

Hmota se tedy tvoří z původní hodnoty $m = 0$, v důsledku nekonečné dilatace času, jakožto inerciální hmotnost kmitajících kvantionů, pro něž se Lorentzovská transformace hybnosti blíží nekonečnu. Vzhledem k tomu, že $p = m \cdot v$, pak i m vzroste nekonečněkrát, z nuly na konečnou hodnotu.

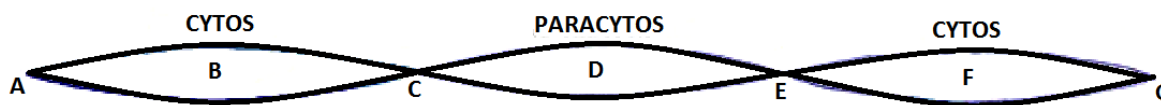
Při dalším zvyšování rychlosti (rozuměj translační rychlosti), až do bodu C pohybové tabulky, čas a hmotnost nadále dilatují a prostor kontrahuje. Při rychlosti $v \rightarrow c$ již rychlost toku času a prostorové intervaly konvergují k nule, zatímco veličiny m , p , E divergují k nekonečnu.

Při nadsvětelné rychlosti, těsně za bodem C, je pak situace na systému paracytos obdobná opět stavu při teplotě $T \rightarrow -0$ K.

Termodynamické nuly nelze konečným počtem kroků dosáhnout (viz třetí zákon termodynamiky), lze ji však překročit směrem do záporných hodnot.

Již z kvantové teorie kdysi vyplynulo, že pokud by byl spin částic jejich vnitřním momentem hybnosti, musely by např. elektrony rotovat vysoce nadsvětelnými rychlostmi. To byl jeden z hlavních důvodů, proč byla takováto názorná interpretace spinu dlouhou dobu odmítána.

V minulých kapitolách jsme se však přesvědčili, že v cytoprostoru skutečně mohou existovat rychlosti vysoce převyšující rychlost světla. Jestliže rychlost hmototvorné vibrace, kterou si prozatím můžeme spojit např. s obvodovou rychlostí orbitálního chronoru, činí $v = c$ (viz (14.13), posouvá nás tato vibrace (viz obr. 171) z nulového bodu **A** do bodu **B** Zoulovy pohybové tabulky.



Obr. 171: K Zoulově pohybové tabulce

Zpravidla zkoumáme translační rychlost hmoty, aniž bychom brali v úvahu její rychlost kvantovou (vibračně – rotační). To je důvod, proč klademe klidovou inerciální soustavu automaticky do bodu **A**, přesto, že ve skutečnosti jí odpovídá až bod **B**. Říkáme, že naše **zdánlivá rychlost** (v_r) je rovna nule a že bodu **C** odpovídá translační rychlost c .

Skutečná rychlost je vždy o c vyšší nežli rychlost zdánlivá. Skutečná rychlost v bodě **C** je tak rovna $2c$.

Tab. 12: Zoulova pohybová tabulka

Oblast	Rychlost	Stav hmoty a záření	Relativní rychlost	Pohyb vůči nižší hypergrupě		Pohyb vůči vyšší hypergrupě	
				Reálná rychlost	Relativní rychlost	Reálná rychlost	Relativní rychlost
A	0	0	-c	4c	3c	-4c	-5c
B	c	hmota	0	5c	4c	-3c	-4c
C	2c	světlo	c	6c	5c	-2c	-3c
D	3c	antihmota	2c	7c	6c	-c	-2c
E	4c	antisvětlo	3c	8c	7c	0	-c

Rychlost v bodě **C** je vůči nám rychlostí světla, rychlost v bodě **D** souvisí s antihmotou vibrující vůči nám $v_r = 3c$.

Bod **F**, který se již vůči nám nalézá na jiné hypergrupě, vibruje rychlostí $v_r = 5c$. Vůči sobě sama je však bod **F** samozřejmě v relativním klidu.

Pro antihmotu **D** začíná hypergrupa bodem **C** a končí bodem **G**, kde začíná vůči bodu **D** další hypergrupa. Pro naši hmotu **B** začíná hypergrupa bodem **A** a končí bodem **E**, kde pro nás začíná vyšší hypergrupa. Pro antihmotu **D** je však bod **C** (tj. pro nás rychlost světla), začátkem nižší hypergrupy, stejně jako pro nás bod **A**.

Maximálně dosažitelná reálná rychlost vibrace v jedné hypergrupě je $v_r = 4c$. Ve vyšší hypergrupě je to taktéž $4c$, avšak vůči výchozí hypergrupě činí tato rychlost již dvojnásobek, tj. $v_r = 8c$.

Translační rychlost tělesa tedy závisí na procentuálním naplnění maximální rychlosti v jedné hypergrupě, tj. $4c$. Přesahuje-li toto naplnění 100 %, hovoříme o tzv. **interhypergrupárním pohybu**.

Z toho všeho plyne, že bod absolutní nuly relativně neexistuje a že tedy i rychlost kvantionu je vůči nám v každé hypergupě obecně jiná.

Při dalším urychlování nad bod C přejde energie částice do oblasti imaginárních hodnot a její rychlost vzroste na hodnotu

$$v = c + \eta. \quad (14.5.99)$$

Poté automaticky dochází s úbytkem energie k dalšímu urychlování až na rychlost

$$v = 2c - \eta. \quad (14.5.100)$$

Posuňme nyní počátek souřadnic do bodu A Zoulovy pohybové tabulky.

Při rychlosti $v \in (0; c)$, tj. v tzv. **neutrálním pásmu cytu** se při vzrůstající rychlosti tok relativního času urychluje.

Při rychlosti $v = c + \eta$ začíná existovat hmota.

Při rychlosti $v \in (c; 2c)$ se s narůstající rychlostí tok relativního času zpomaluje.

Při rychlosti $v \in (2c; 3c)$ (tzv. **neutrální pásmo paracytu**) se s růstem rychlosti záporný čas urychluje (tok relativního času v tomto intervalu mění své znaménko).

Při $v = 3c + \eta$ začíná existovat antihmota.

Při rychlosti $v \in (3c; 4c)$ se s narůstající rychlostí záporný tok relativního času opět zpomaluje.

Tzv. neutrální pásma představují nestabilní oblasti s imaginární energií. S ubýváním energie zde rychlost vzrůstá, dokud nedojde k vytvoření částic, resp. antičástic, jež představují již stabilní konfigurace cytu, resp. paracytu.

Úroveň hranice přechodu cytu a paracytu je víceméně fundamentální vlastností cytoprostoru, která se promítá do prostoročasu ve formě konstanty c a s ní souvisejících Lorentzových transformací. Při přechodu cytu v paracytu a naopak, se vždy formálně mění znaménko toku relativního času.

U vzájemně prostoročasově oddělených struktur cytu a paracytu, jakými jsou např. vesmír a antivesmír, je tato skutečnost fyzikálně irelevantní: to, co v našem vesmíru hodnotíme jako záporně elektricky nabitě, je v antivesmíru hodnoceno stejně, neboť oba systémy spolu nemohou vejít do vzájemné interakce, jež by odhalila různost elektrického náboje obou zkoumaných entit. Jakmile však do našeho vesmíru, v němž je absolutní převaha cytu, pronikne částice, jež je součástí paracytu, tj. antičástice, nabývá celá problematika na fyzikálním významu.

Již poměrně elementární vhled do podstaty legendární relativistické předpovědi existence pozitronu, Paulem Mauricem Diracem (základní myšlenku jsme si stručně naznačili v 5. kapitole), odhalil princip fyzikálních procesů spojených s přímou interakcí objektů cytu s objekty paracytu.

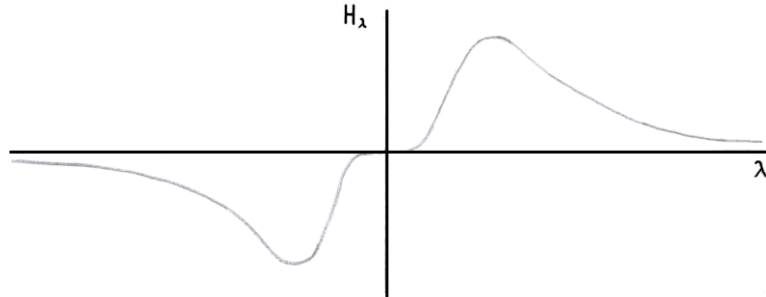
Výše naznačené časoprostorové symetrie dovolují prodloužit řešení mnoha kvantově – mechanických problémů i do zdánlivě nepřípustných oblastí záporných hodnot. Demonstrujme si to na příkladu základního vztahu kvantové optiky – **Planckova vyzařovacího zákona**:

$$H_\lambda = \frac{u \cdot c}{4} = \frac{2\pi \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right]}, \quad (14.5.101)$$

o kterém jsme hovořili ve 3. kapitole. Tento vztah trpí výraznou asymetrií vůči inverzi času a termodynamické teploty. Z hlediska cytu totiž musí energie záření pro kladné teploty ležet v prvním kvadrantu, zatímco pro teploty záporné v kvadrantu čtvrtém. Z hlediska paracytu to bude kvadrant druhý pro kladné teploty a třetí pro teploty záporné.

Úplně symetrický tvar Planckova vyzařovacího zákona získáme drobnou úpravou tohoto vztahu do finální podoby

$$H_{\lambda} = \frac{2\pi \cdot h \cdot c^2 \cdot T}{\lambda^5 \cdot |T| \cdot \left[\exp\left(\frac{h \cdot c}{k \cdot |T| \lambda}\right) - 1 \right]} \quad (14.5.102)$$



Obr. 172: Zobecněný Planckův vyzařovací zákon

14.6. Svět fraktálů

Podle míry (délka, obsah, objem), se geometrické objekty rozdělují na objekty typu bod, křivka, plocha, těleso, nadtěleso, Míra množiny úzce souvisí s pojmem dimenze. Přímku považujeme za jednodimenzionální, čtverec za dvoudimenzionální, krychli za třídimenzionální atd.

U složitějších množin mluvíme o tzv. **topologické dimenzi**. Intuitivně je definována tak, že body prohlásíme za nuladimenzionální. Křivka je jednodimenzionální, protože se dá bodem rozdělit na dvě disjunktní podmnožiny. Analogicky plocha je dvoudimenzionální, protože ji lze pomocí jednodimenzionální křivky rozdělit na disjunktní oblasti. Podobně určíme dimenzi vícerozměrných těles.

Jak už víme z kapitoly 10, zabývá se topologie tím, co se při spojitých transformacích nemění. Základními typy transformací jsou translace, rotace, reflexe, zvětšení či zmenšení. Toto jsou zvláštní případy tzv. **afinních transformací**. Přírodní útvary však v drtivé většině vykazují vlastnosti, které jsou topologicky nepostižitelné. V přírodě se spíše, než s pravidelnými útvary jako je čtverec, kružnice, krychle apod., setkáváme s útvary nepravidelnými.



Robert Brown (1773 – 1858)

Týká se to jak makrosvětla (hory, mraky, stromy), tak mikrosvětla (buňky, Brownův pohyb mikroskopických částic atd.), jak živé, tak neživé přírody. Tyto přírodní útvary nejsou sice shodné, ale jejich tvary nejsou zcela náhodné či chaotické. Jsou si podobné. Např. na kapradinách můžeme dobře pozorovat, jak se každá část vždy podobá opět celku.



Obr. 173: Příklad soběpodobnosti v přírodě – každá část kapradiny je obrazem celku

Otázka podobnosti zaujala některé matematiky v období šedesátých a sedmdesátých let 20. století. Ti zavedli pojem **soběpodobnost** (self-similarity) a **Teorie soběpodobnosti** se pak stala základem fraktální geometrie, která se zabývá generováním a výzkumem soběpodobných objektů.

Soběpodobné útvary se vyskytují v učebnicích matematiky již od 19. století, jakožto konstrukce podivných objektů.



Bernhard Placidus Johann Nepomuk Bolzano (1781 – 1847)



Georg Ferdinand Ludwig Philipp Cantor (1845 – 1918)

Prvními z nich byly např. **Cantorovo diskontinuum** (viz obr. 174) či **Bolzanova** křivka, která nemá v žádném svém bodě derivaci, tj. ani tečnu.



Obr. 174: Cantorovo diskontinuum

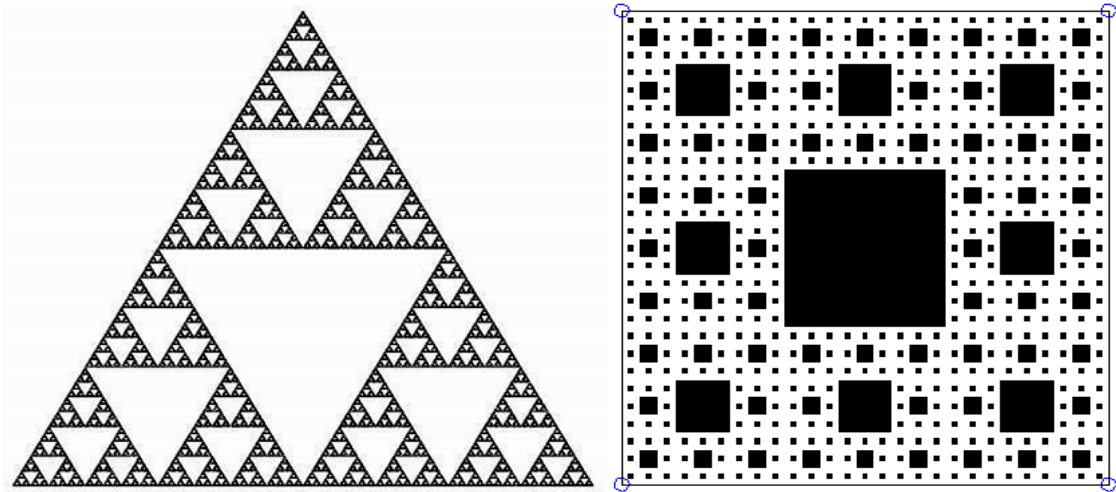
Následovaly další konstrukce, jako např. **Kochova křivka** (obr. 182), která má nekonečnou délku, ačkoliv ohraničuje konečnou plochu. Dále pak **Sierpinského trojúhelník**, **Sierpinského čtverec** (obr. 175), a **Sierpinského koule** (obr. 178), které mají nekonečně velký obvod, ale nekonečně malý povrch, resp. obsah. Dále **Sierpinského jehlan** (obr. 176) a **Sierpinského krychle** (obr. 177), mající nekonečný povrch, avšak nekonečně malý objem.



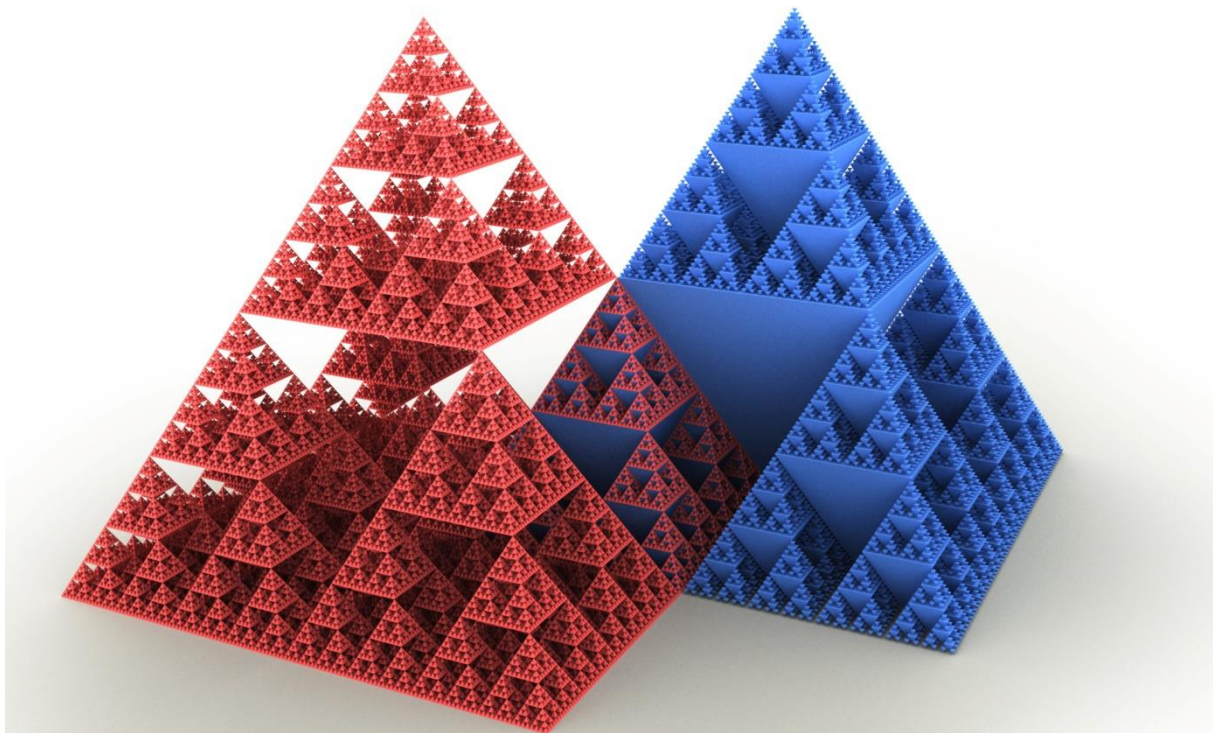
Niels Fabian Helge von Koch (1890 – 1924)



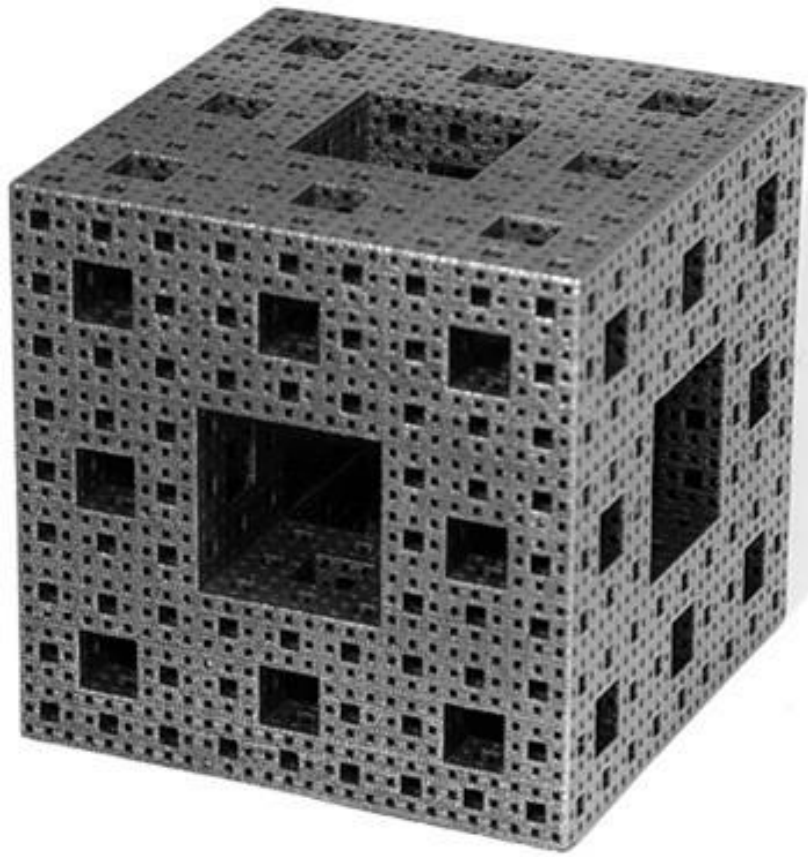
Waclaw Franciszek Sierpinski (1882 – 1969)



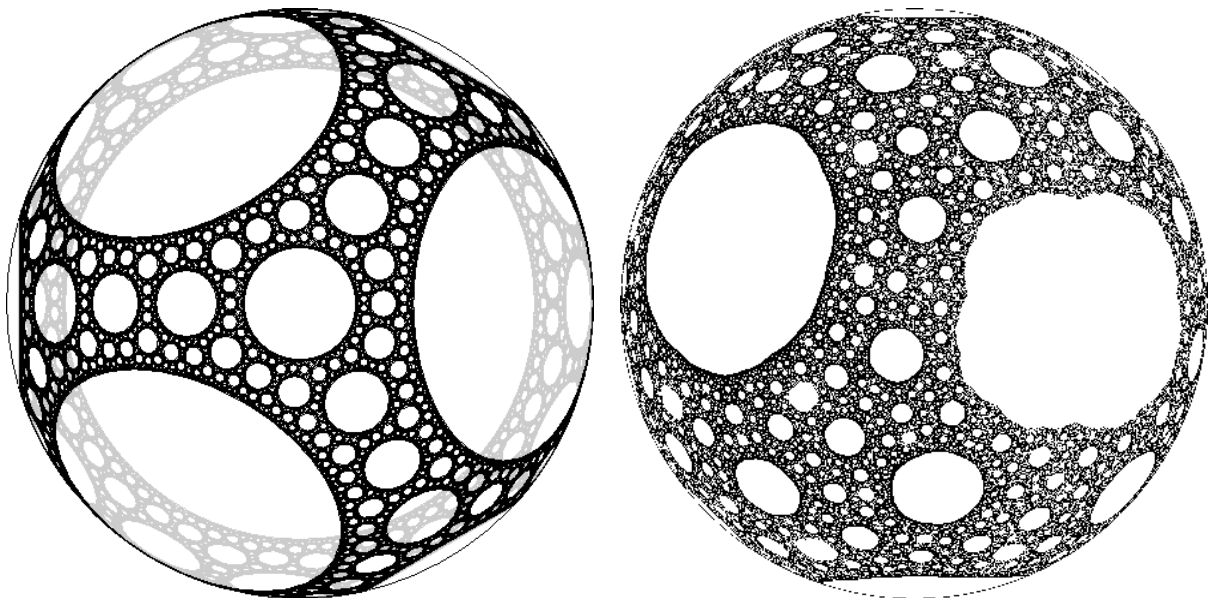
Obr. 175: Sierpinského trojúhelník a Sierpinského čtverec



Obr. 176: Sierpinského jehlan



Obr. 177: Sierpinského krychle



Obr. 178: Sierpinského koule

Tyto útvary byly dlouhou dobu považovány za patologická monstra. Byl to především Benoît B. Mandelbrot – matematik polského původu – kterému se v 70. letech 20. století podařilo nalézt souvislost mezi soběpodobnými objekty v matematice a přírodními útvary.



Benoît B. Mandelbrot (1924 – 2010)



Felix Hausdorff (1868 – 1942)

Ukázal, že to, co bylo v matematice považováno za dovádění myšlenkových konstrukcí ad absurdum, se může stát základem pro matematické modelování přírodních tvarů.

Pro běžné objekty vystačíme s dimenzemi 0, 1, 2 nebo 3. Proto bylo poměrně velkým překvapením, když byly objeveny zvláštní geometrické útvary, pro které toto rozdělení na celočíselné dimenze není dostatečné. Některé z nich nejsou jen abstraktní objekty vzniklé fantazií matematiků, ale mají své vzory přímo v přírodě. Mandelbrot studoval jev soběpodobnosti v různých souvislostech, ale především jej zaujala skutečnost, že délka mořského pobřeží závisí na délce použitého měřidla. Můžeme se pokusit vypočítat délku pobřeží ostrova, jehož linie je zobrazena na mapě, která má určité měřítko, např. 1: 1 000 000. Budeme-li používat k měření stále kratší tyč, naměřená délka se bude zvětšovat. V limitním případě pak bude délka libovolného pobřeží nekonečná (uvažujeme čistě geometrický případ – v reálném světě zabrání této nekonečnosti kvantová struktura prostoročasu – viz např. kvantová geometrodynamika). Stejného výsledku dosáhneme, použijeme-li stále podrobnější mapy, tj. budeme-li postupně zvětšovat měřítko mapy, přičemž ponecháme konstantní délku měřící tyče. Odtud vyplývá, že pro členitý útvar jako je pobřeží, není délka vhodnou mírou.

Mandelbrot ukázal, že vhodným matematickým pojmem pro vyjádření stupně členitosti je tzv. **zobecněná (Hausdorffova) dimenze d** . Tento pojem vysvětlíme nejnázorněji na příkladě jednotkové úsečky. Rozdělme tuto úsečku na N dílů. To odpovídá tomu, jako bychom se na úsečku podívali s N -násobným zvětšením. Měřítko nové úsečky se tedy vypočte jako

$$S = \frac{1}{N}. \quad (14.6.1)$$

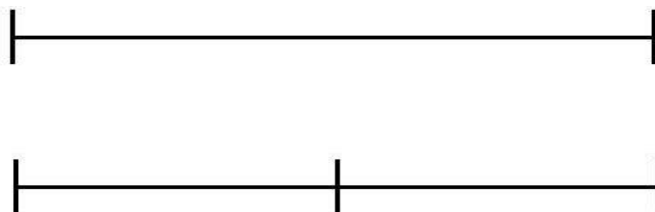
Pro délku úsečky L zřejmě platí:

$$L(S) = N(S) \cdot S^d = 1. \quad (14.6.2)$$

To je exponenciální rovnice pro neznámou d , jejímž řešením je

$$d = \frac{\log N}{\log \frac{1}{S}} = \frac{\log N}{\log N} = 1. \quad (14.6.3)$$

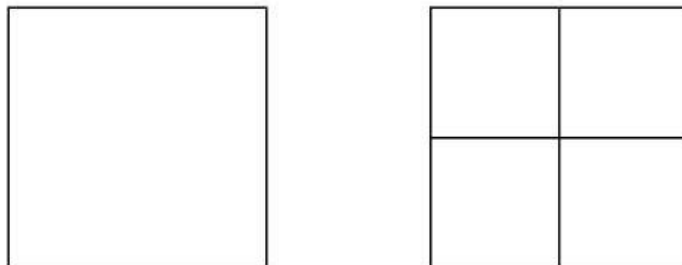
Hausdorffova dimenze d úsečky je rovna 1 stejně jako její dimenze topologická.



Obr. 179: Dělení úsečky

Analogicky můžeme dospět k dimenzi jednotkového čtverce či krychle. Zkonstruujme čtverec o jednotkové ploše. Po dvojnásobném zjemnění vypadá čtverec tak, jako by měl čtyřnásobnou plochu. Měřítko se tedy musí změnit podle vztahu

$$S = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (14.6.4)$$



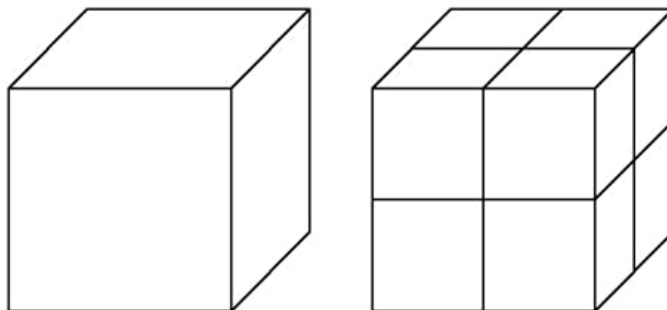
Obr. 180: Dělení čtverce

Hausdorffova dimenze čtverce pak vyjde

$$d = \frac{\log N}{\log \frac{1}{S}} = \frac{\log N}{\log \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{N}}}} = \frac{\log N}{\frac{1}{2} \log N} = 2. \quad (14.6.5)$$

Topologická dimenze čtverce je taktéž rovna dvěma, takže i v tomto případě dochází ke shodě s dimenzí Hausdorffovou.

Pro vyšší dimenze vypadá výpočet podobně. Například s rozdělením krychle na díly se výsledné krychličky zmenší o třetí mocninu z N .



Obr. 181: Dělení krychle

Měřítko se tedy vypočte jako

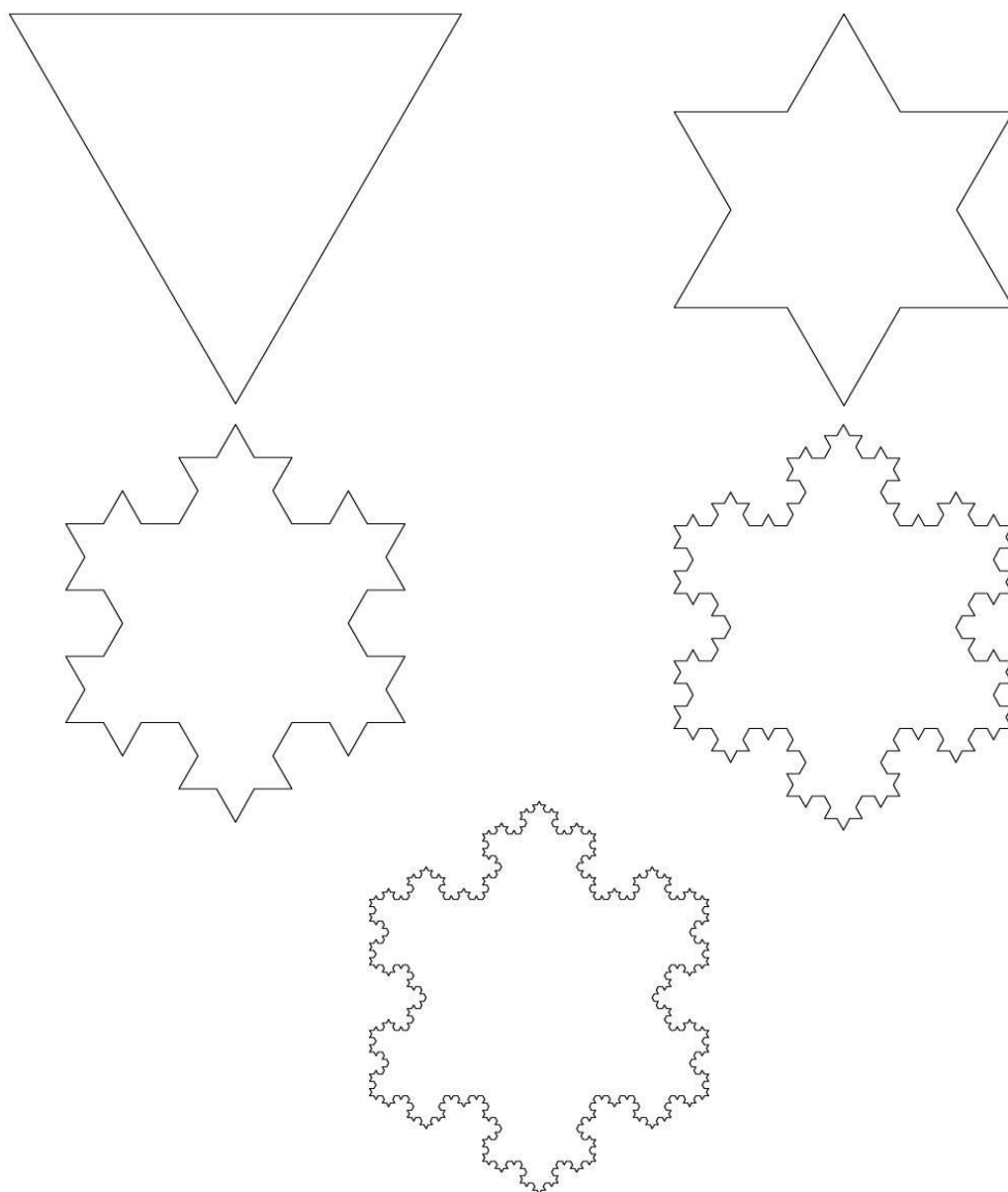
$$S = \frac{1}{\sqrt[3]{N}}, \quad (14.6.6)$$

a Hausdorffova dimenze krychle vyjde

$$d = \frac{\log N}{\log \frac{1}{S}} = \frac{\log N}{\log \frac{1}{\frac{1}{\sqrt[3]{N}}}} = \frac{\log N}{\frac{1}{3} \log N} = 3, \quad (14.6.7)$$

opět ve shodě s topologickou dimenzí krychle.

Jaká je ovšem např. dimenze Kochovy křivky? Jedná se o objekt, jehož zjemnění spočívá v tom, že se každá úsečka předchozího útvaru nahradí dvěma úsečkami s třetinovou délkou a rovnostranným trojúhelníkem sestrojeným uprostřed mezi dvěma novými úsečkami (viz obr. 182). Při trojnásobném zjemnění se délka zvětší čtyřikrát.



Obr. 182: Kochova křivka

Pro $N = 4$ se tedy měřítko musí zmenšit na třetinu:

$$S = \frac{1}{3}, \quad N = 4. \quad (14.6.8)$$

Hausdorffova dimenze tedy tentokrát vyjde

$$d = \frac{\log N}{\log \frac{1}{S}} = \frac{\log 4}{\log 3} \approx 1,2618595, \quad (14.6.9)$$

tj. neceločíselně. Z toho plyne, že délku ani obsah (tj. míru objektů dimenze 1 nebo 2) nelze použít jako míru Kochovy křivky. Pro tuto míru je třeba vzít hodnotu její Hausdorffovy dimenze $d = 1,2618595$. Tím jsme ukázali, že Hausdorffova dimenze, na rozdíl od topologické může nabývat i neceločíselných hodnot.

Geometrický útvar s neceločíselnou Hausdorffovou dimenzí se nazývá **fraktál**. Fraktální křivka má tedy v dvoudimenzionálním prostoru dimenzi $1 < d < 2$, v třidimenzionálním prostoru pak dimenzi $1 < d < 3$. Hausdorffova dimenze fraktálů je vždy vyšší, nežli jejich dimenze topologická. Např.

Kochova křivka je z topologického hlediska stále pouze jednorozměrnou křivkou. Pro modelování zeměpisných útvarů jsou vhodné fraktály s dimenzí o 0,2 až 0,3 větší, než je jejich topologická dimenze.

V následující tabulce je uveden odhad Hausdorffovy dimenze některých přírodních útvarů.

Tab. 13: Příklady Hausdorffovy dimenze různých přírodních útvarů

Přírodní objekt	Odhad Hausdorffovy Dimenze
Pobřeží	1,26
Povrch lidského mozku	2,76
Neerodované skály	2,3
Obvod dvourozměrného průmětu oblaku	1,33

Obecně existují i křivky, které zaplňují celou plochu, tzn. jejich topologická dimenze je rovna jedné, zatímco jejich Hausdorffova dimenze je rovna dvěma.



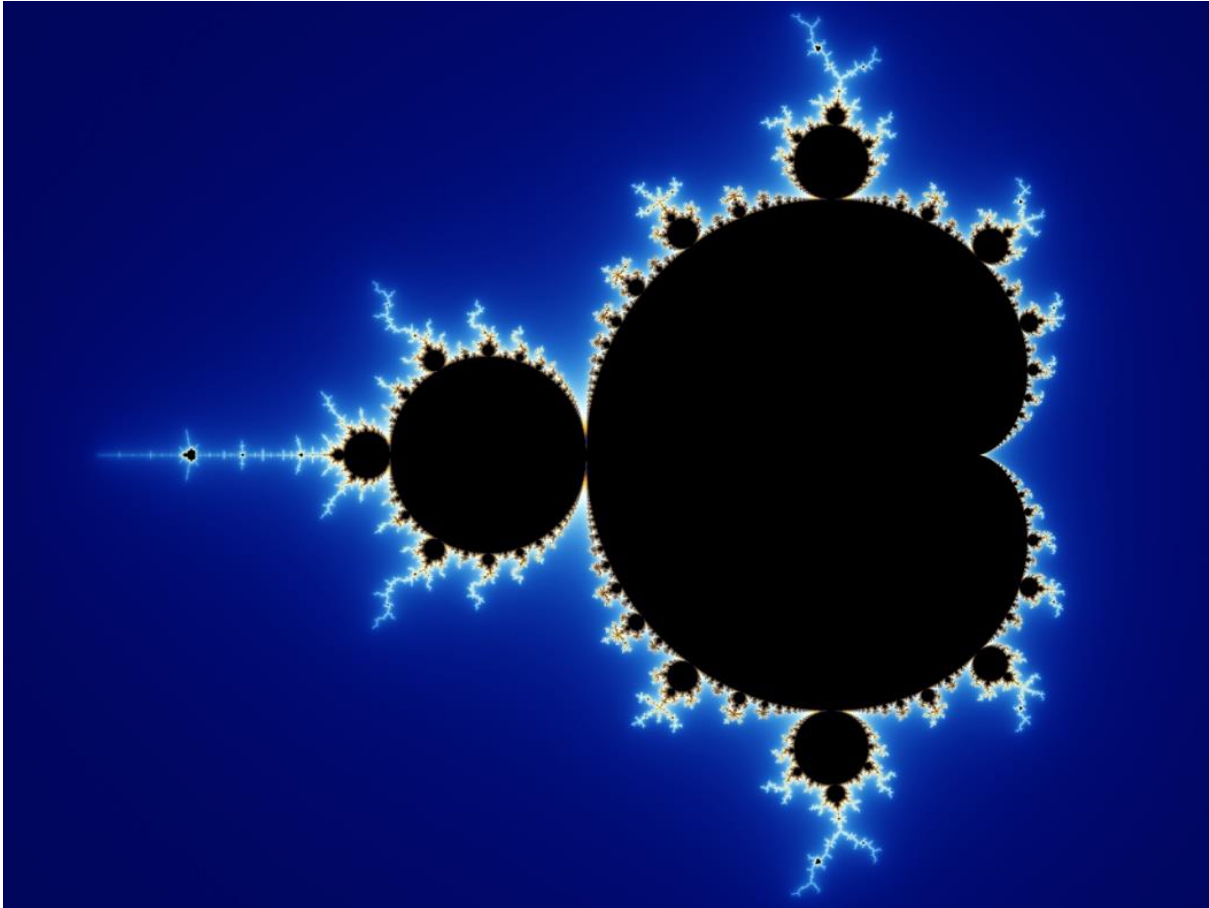
Pierre Joseph Louis Fatou (1878 – 1929)

Mezi takové křivky patří i hranice známé **Mandelbrotovy množiny** – nejsložitějšího to objektu, jaký kdy matematika měla tu čest prozkoumat (viz obr. 183). Množinu jako první definoval v roce 1905 francouzský matematik Pierre Fatou, při studiu různých rekurzivních procesů, jako např.

$$z_{n+1} \rightarrow z_n^2 + c. \quad (14.6.10)$$

Pokud se taková operace opakovaně provádí z nějaké počáteční hodnoty z_0 , vznikne tím posloupnost bodů, která se označuje jako orbit bodu z_0 vůči dané transformaci. Fatou si uvědomil, že o chování podobných systémů dobře vypovídá studium orbitu bodu $z_0 = 0$. Takových systémů existuje nekonečně mnoho (jeden pro každou hodnotu c). Jelikož Fatou neměl ve své době k dispozici počítač, pokusil se vytvořit orbity několika takových funkcí ručně. Přitom našel, že posloupnost jde do (komplexního) nekonečna pro všechna $|c| > 2$, takže pokud kterýkoliv člen posloupnosti překročí tuto hranici, pak c není prvkem množiny.

Ruční výpočty byly pochopitelně velice náročné, takže Fatou nikdy to, co se dnes označuje jako Mandelbrotova množina, na vlastní oči nespátlil. Prvním, kdo tuto množinu nechal vykreslit počítačem, byl Benoît Mandelbrot, podle kterého je pojmenována.



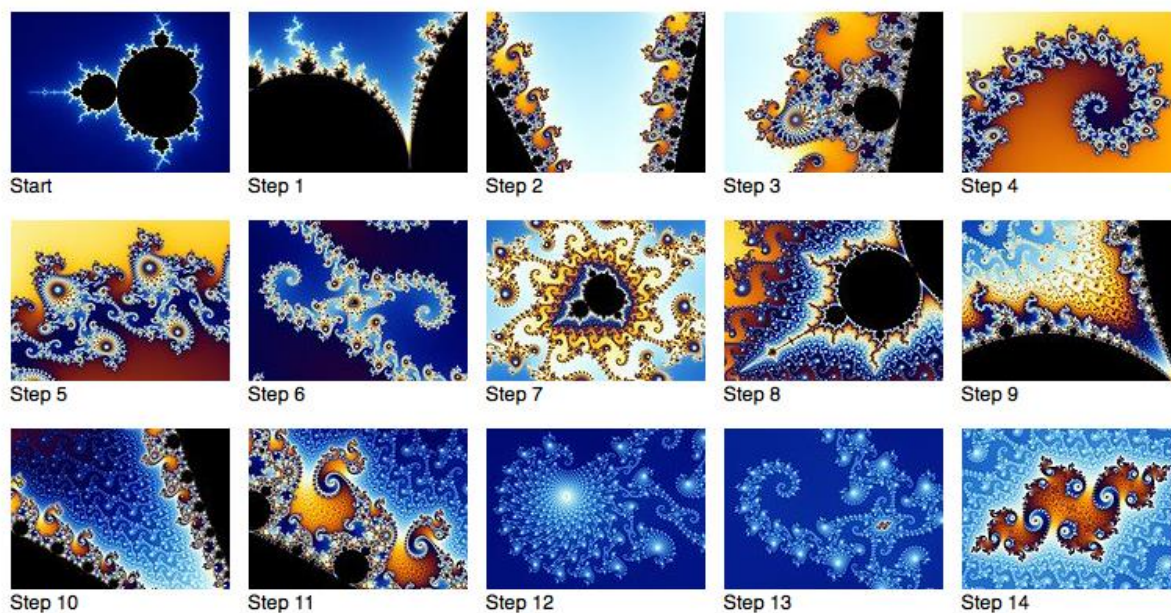
Obr. 183: Mandelbrotova množina (přezdívána též „jablečný mužíček“)

V okolí Mandelbrotovy množiny lze nalézt množství roztodivných symetrických útvarů, které objevil a popsal Gaston Julia.



Gaston Maurice Julia (1893 – 1978)

Tyto tzv. **Juliovy množiny** lze odhalit prostým zoomováním okolí Mandelbrotovy množiny, jak ukazuje následující sekvence obrázků.



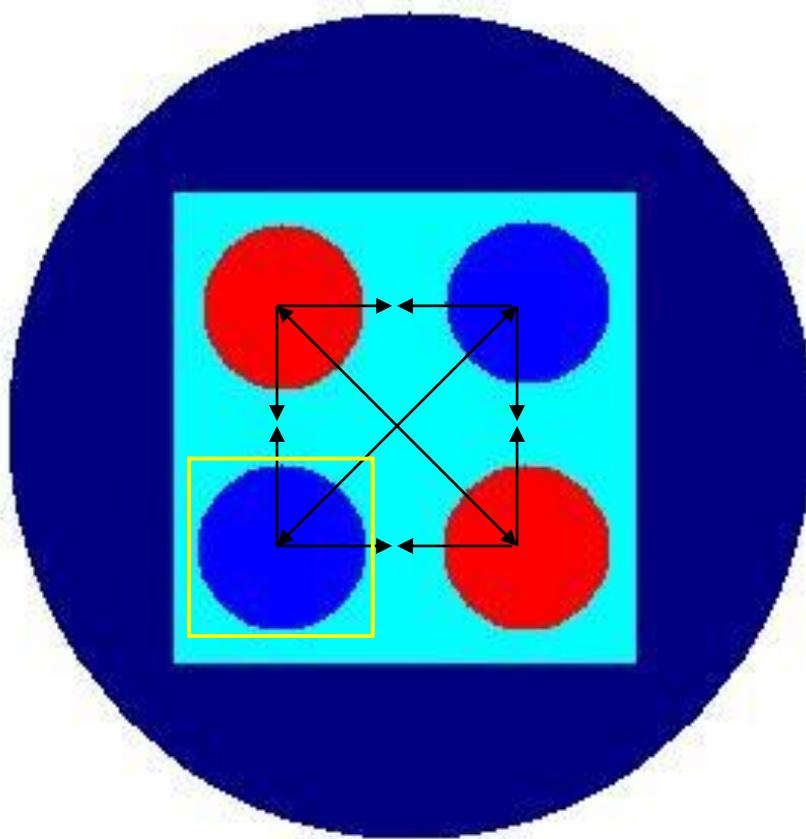
Obr. 184: Zoomování okolí Mandelbrotovy množiny až po nalezení Juliovy množiny

Mandelbrotova množina je ve skutečnosti jakýmsi katalogem Julioových množin. Každému bodu roviny odpovídá Juliova množina (s parametrem daným souřadnicemi daného bodu), přičemž bodům uvnitř Mandelbrotovy množiny odpovídají souvislé Juliovy množiny, bodům mimo pak nesouvislé. Vizuálně nejzajímavější Juliovy množiny odpovídají bodům poblíž hranice Mandelbrotovy množiny, bodům hluboko uvnitř odpovídají jednoduché geometrické tvary, bodům daleko vně pak jen několik roztroušených bodů. Do dnešní doby bylo okolí Mandelbrotovy množiny již velmi dobře prozkoumáno a Juliovy množiny podrobně katalogizovány.

14.7. Fraktální rekurse a multiversum

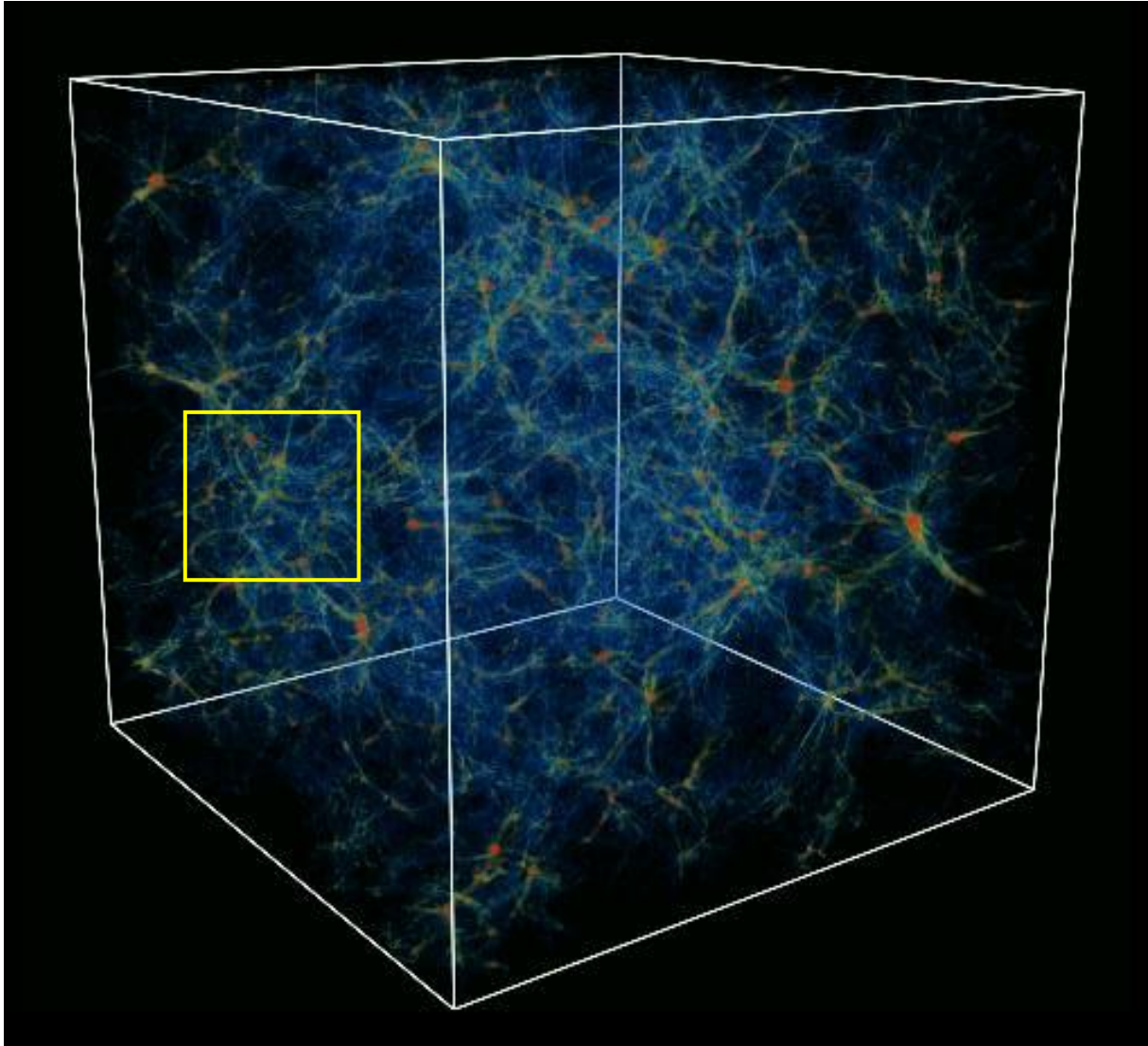
Stacionární teorie cytoprostoru byla formálně završena v roce 2005, kdy se konečně podařilo nalézt rigorózní důkaz správnosti druhého ze základních pilířů celé teorie – předpokladu o horní hranici energie kvant (Planckově energii) a z něj plynoucí nemožnosti přiblížit se rychlosti světla libovolně blízko.

Ponořme se nyní do struktury našeho světa tak, jak ji ukazuje teorie cytoprostoru, a provedme tzv. **velký zoom**. Série následujících obrázků znázorňuje náš svět, těmi největšími strukturami počínaje a těmi úplně nejmenšími konče. Na úplném konci pak budeme svědky **fraktální rekurse** – jedné z nejneuvěřitelnějších předpovědí teorie cytoprostoru.

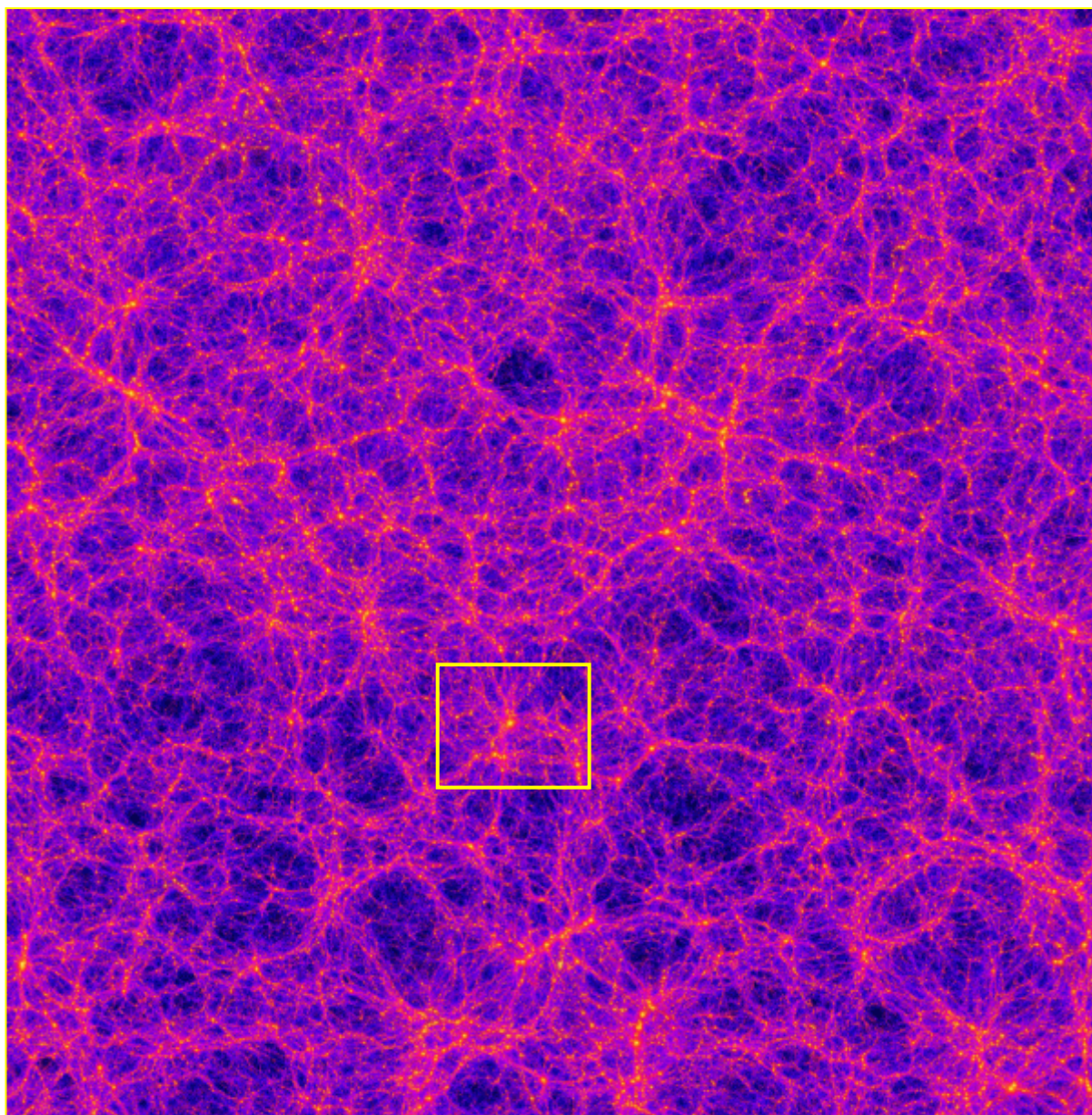


Obr. 185: Kupovesmír – 10^{27} m (Pozorovatelné vesmíry a antivesmíry jsou vyznačeny barevně, tmavě je znázorněno blandrium)

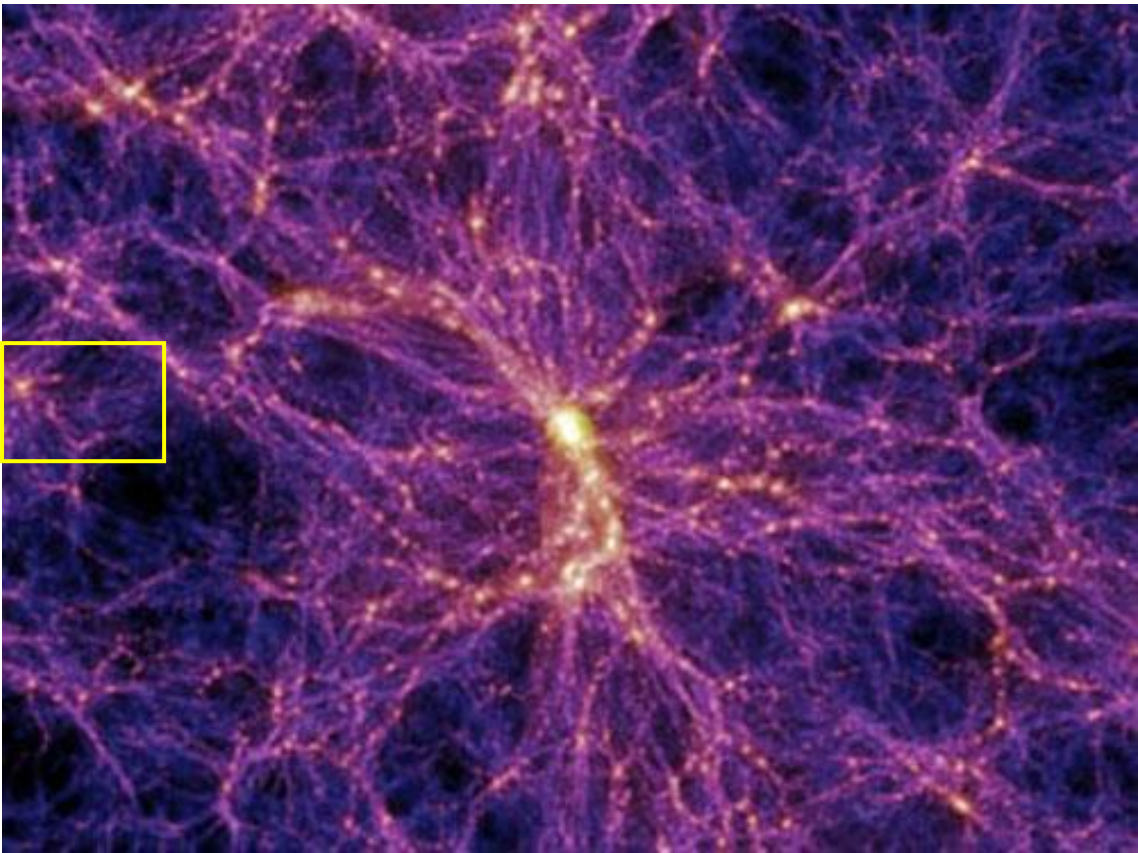
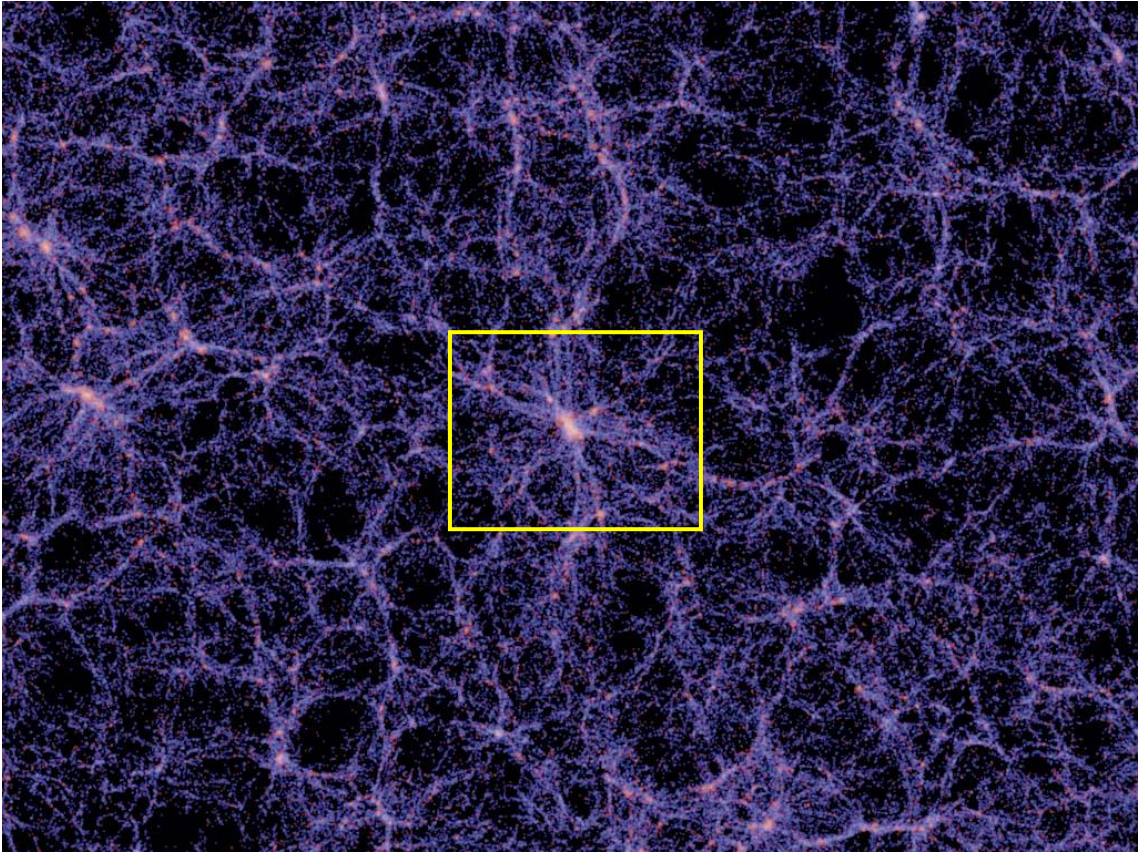
Šipky znázorňují vzájemné přitažlivé síly mezi vesmíry a mezi antivesmíry, dále pak síly odpudivé, vzájemně působící mezi vesmírem a antivesmírem (v takovýchto měřítkách jsou všechny dominantní síly čistě jen gravitačního a antigravitačního původu). Dokonalá souhra vzájemně opačných sil zajišťuje stabilitu celé této soustavy.



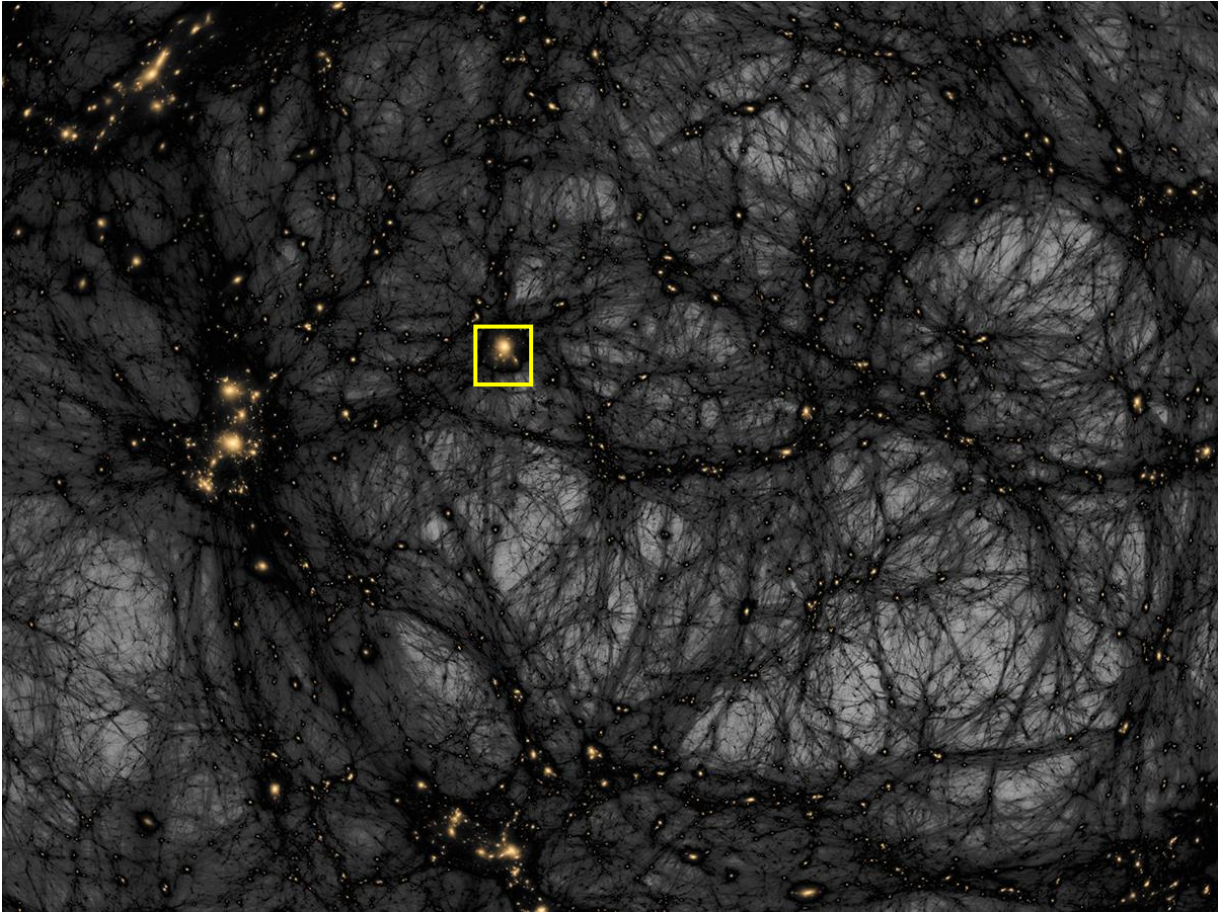
Obr. 186: Vnitřní uspořádání hmoty uvnitř vesmíru. Vidíme typickou houbovitou strukturu tvořenou nadkupami galaxií ve tvaru jakýchsi „špaget“ a „lívanců“ – 10^{26} m



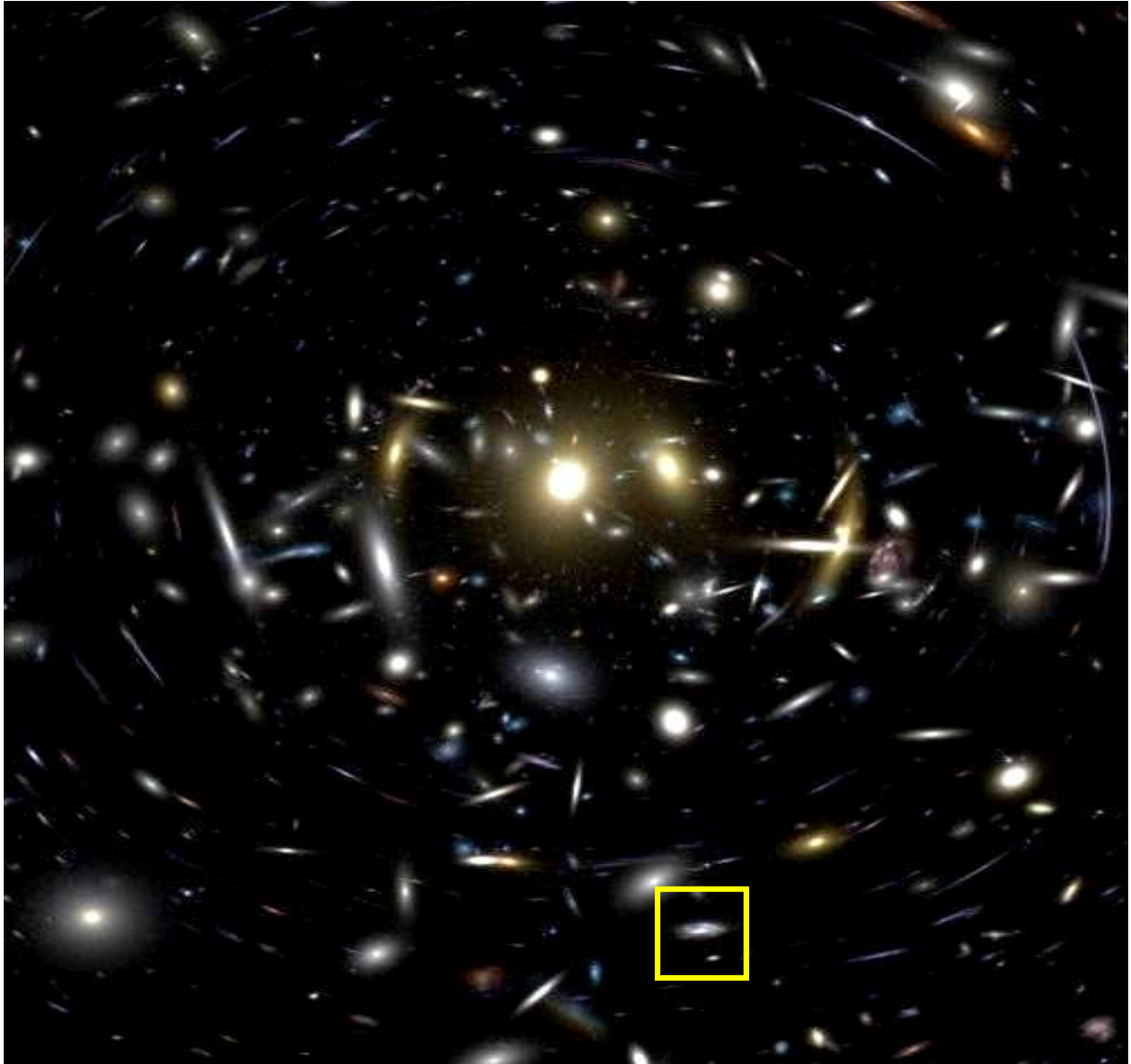
Obr. 187: Průřez vesmírem – 10^{25} m



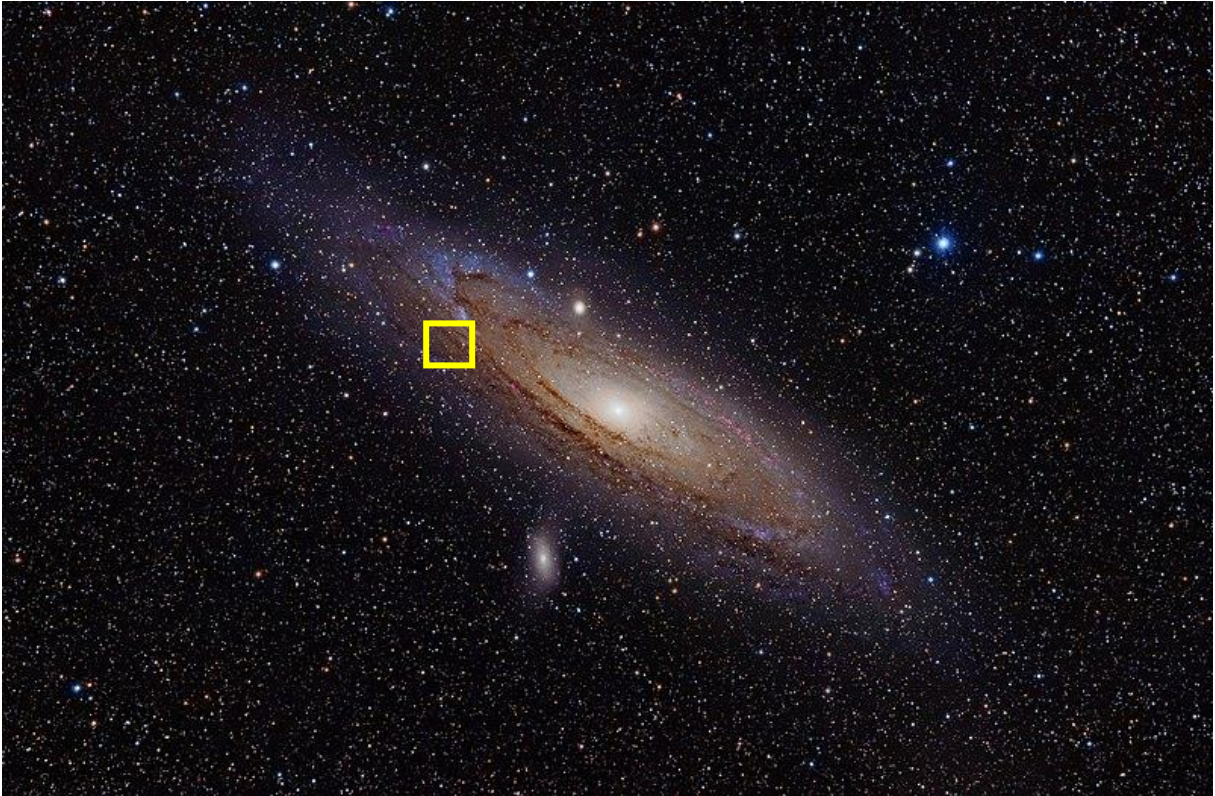
Obr. 188: Galaktická nadkupa – 10^{24} m



Obr. 189: Galaktické kupy – 10^{23} m

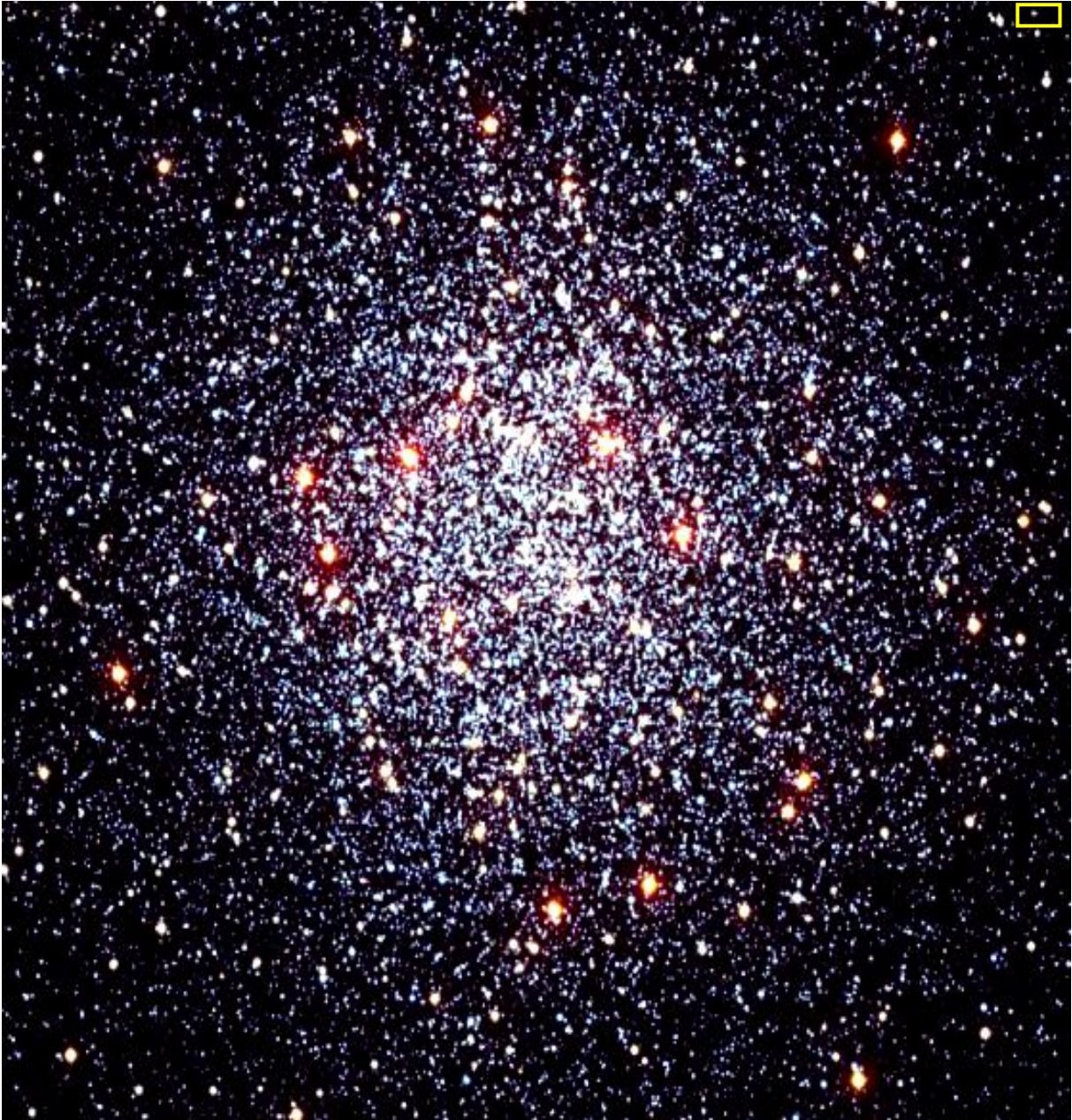


Obr. 190: Galaktická kupa – 10^{22} m – čítající stovky galaxií, jeví výrazné zkreslení svého obrazu efektem tzv. *gravitační čočky*. Obrovská hmota této galaktické kupy je zkoncentrována na tak malém objemu, že se světelné paprsky emitované vzdálenějšími objekty kupy, vlivem gravitace celé kupy, výrazně vychylují ze své původní dráhy. Obraz se tak jeví vzdálenému pozorovateli značně zdeformován.

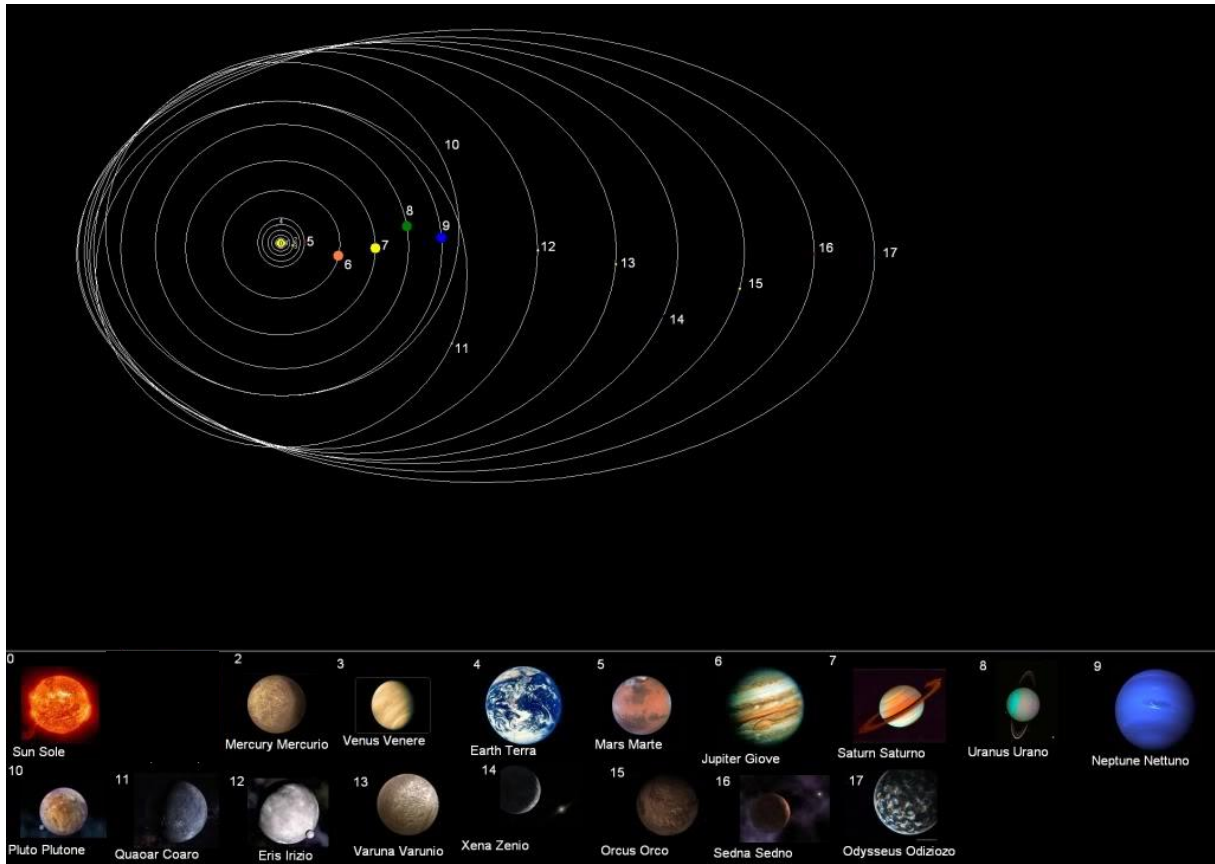


Obr. 191: Galaxie M31 v Andromedě, čítající stamilióny hvězdokup s celkovým množstvím přes 200 miliard hvězd, jež je z naší místní kupy galaxií nejvíce podobná té naší. Na obrázku jsou rovněž patrný dvě satelitní mikrogalerie, které jsou jakýmsi obdobami našeho Malého a Velkého Magelanova mračna – dvou satelitních galaxií obíhajících naší galaxii. (10^{21} m).

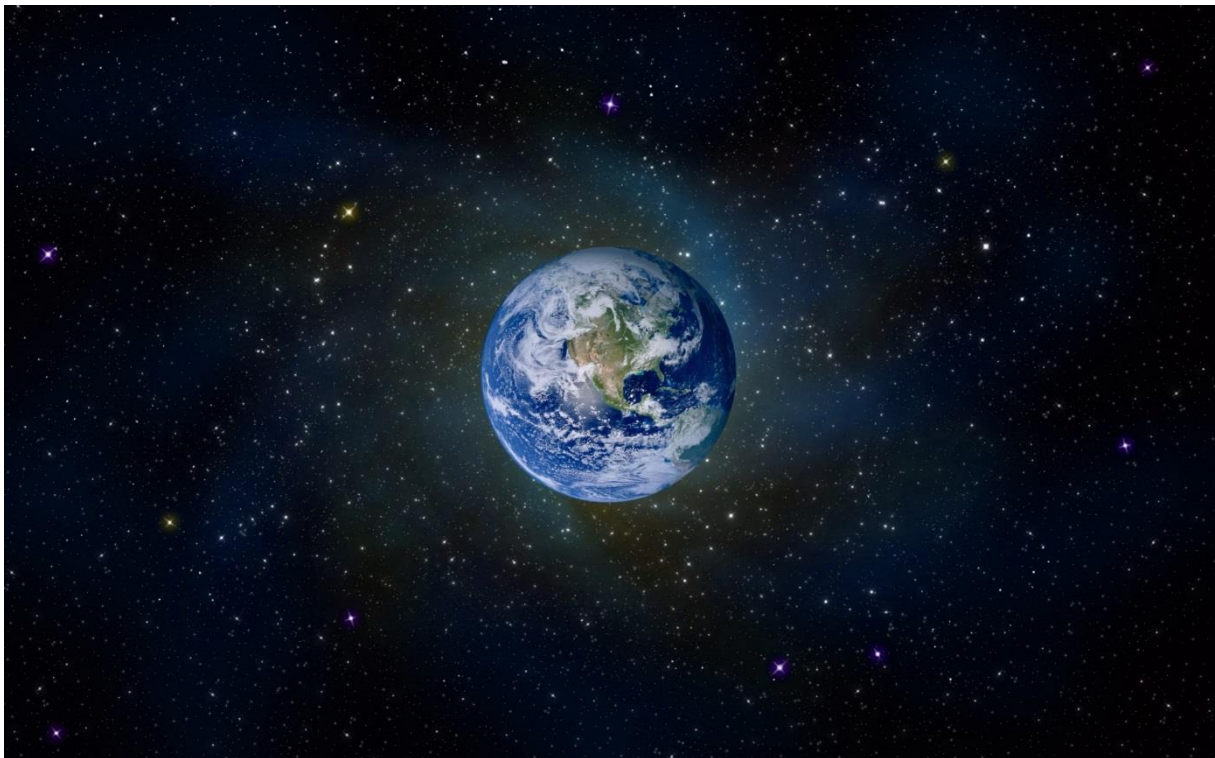
(Hvězdy v popředí, jež můžeme na snímku rozeznat pouhým okem, náleží ještě do naší galaxie. Mezi nimi a galaxií M31 leží propast téměř tří miliónů světelných roků takřka prázdného vesmírného prostoru).



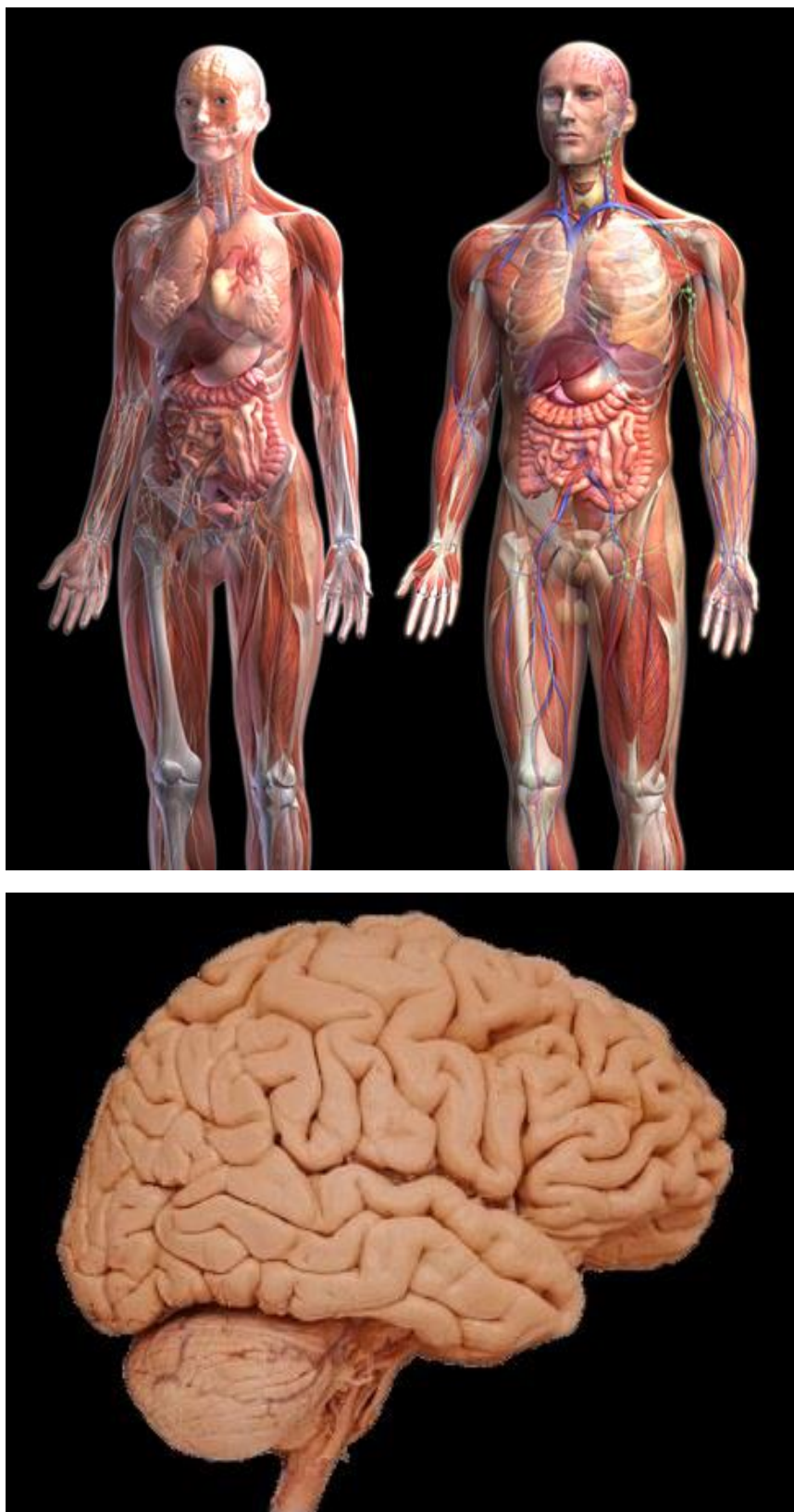
Obr. 192: Typická hvězdokupa. Průměrná vzdálenost mezi dvěma sousedními hvězdami uvnitř hvězdokupy činí několik světelných roků. (10^{18} m).



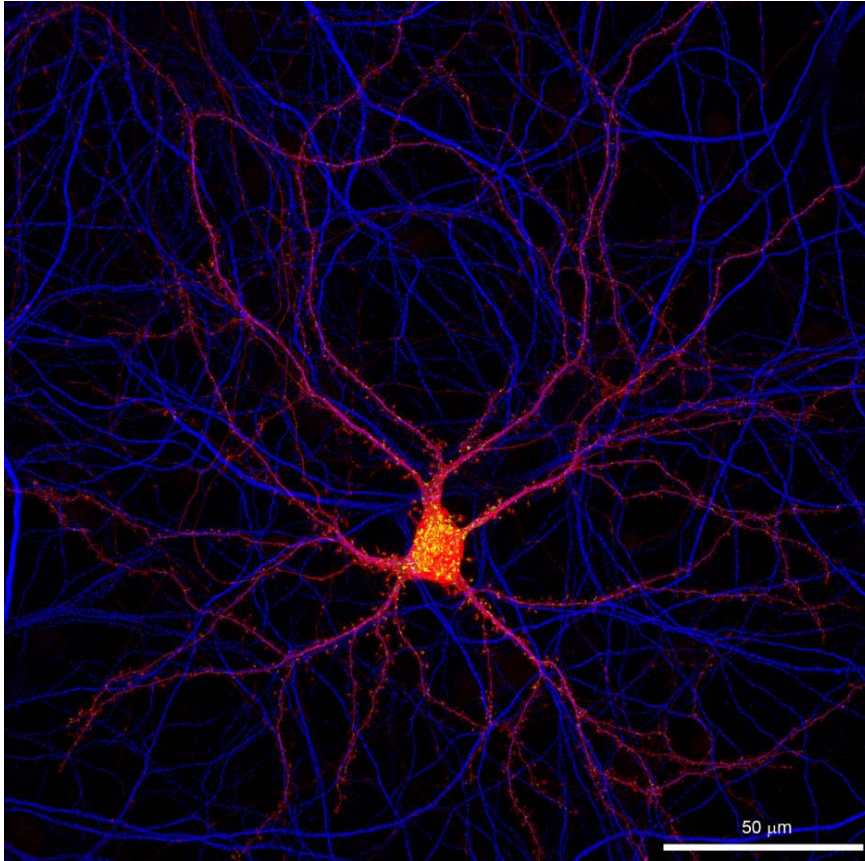
Obr. 193 ukazuje naši sluneční soustavu s devíti planetami – 10^{15} m



Obr. 194: fotografie naší rodné planety Země – 10^7 m



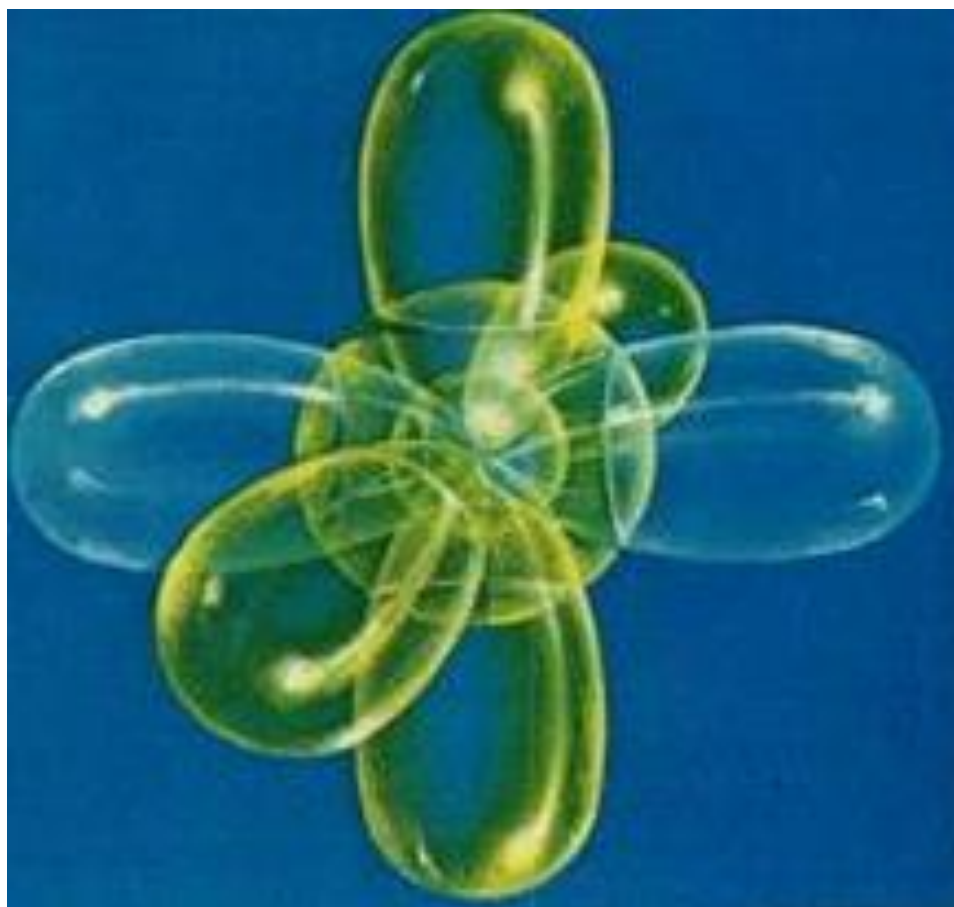
Obr. 195: Lidské tělo – 10^1 m



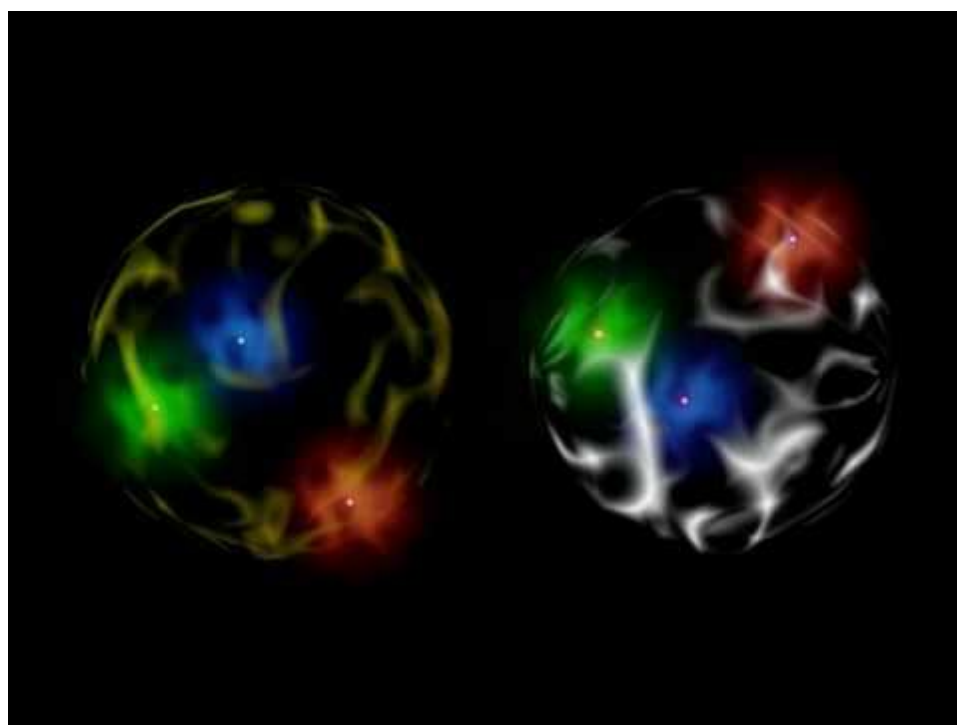
Obr. 196: Neuron – 10^{-4} m



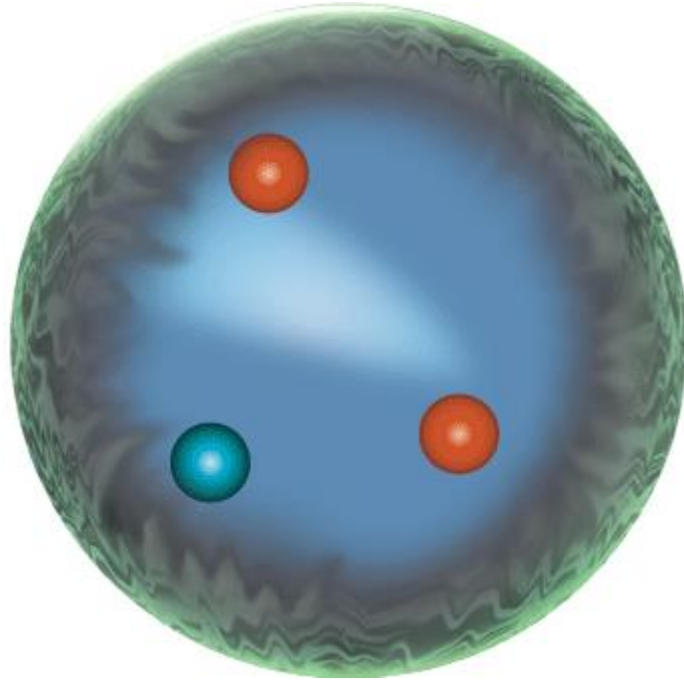
Obr. 197: Molekula DNA – 10^{-7} m



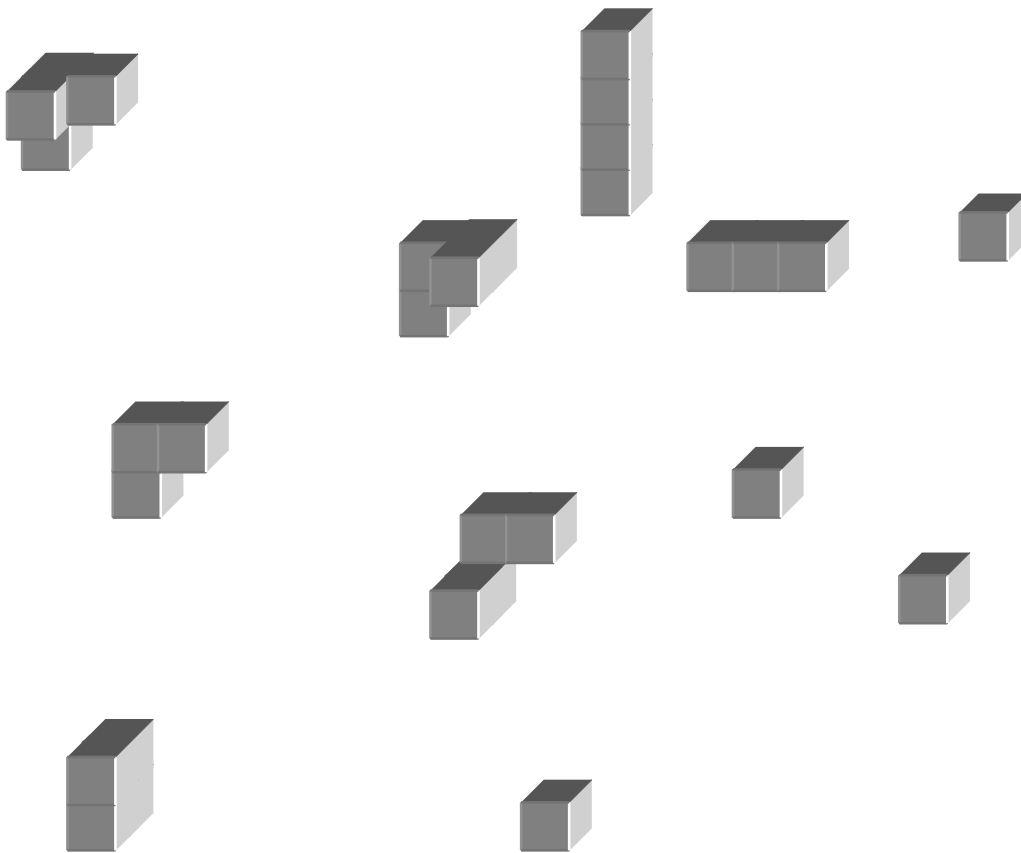
Obr. 198: Atom uhlíku – 10^{-10} m



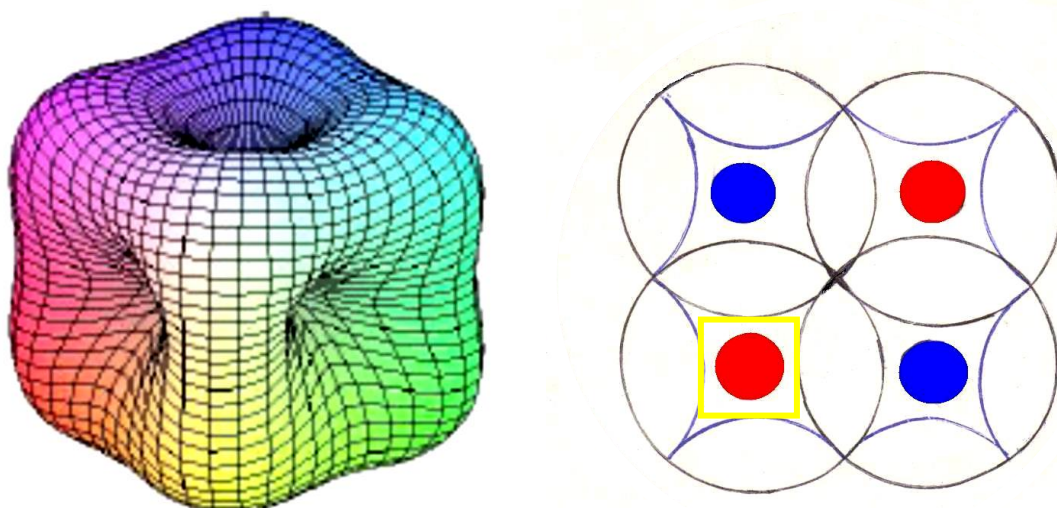
Obr. 199: Proton a neutron – 10^{-15} m



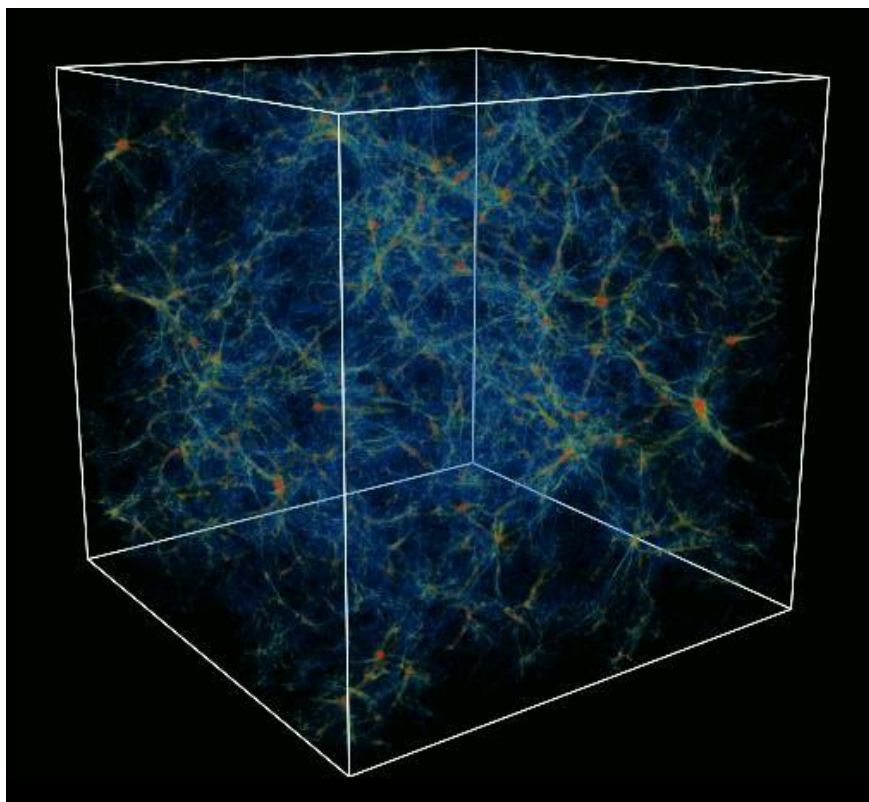
Obr. 200: Kvark tvořený třemi preony – 10^2 m



Obr. 201: Preony tvořené kvantiony – 10^{-34} m



Obr. 202: Kvantion = kupovesmír – 10^{-35} m



Obr. 203: Intrakvantionický vesmír – 10^{-36} m

Pokud bychom mohli pohlédnout do nitra kvantionu mikroskopem skýtajícím takřka libovolné rozlišení i za hranici danou Planckovou délkou (což, jak již víme, není možné), spatřili bychom částice obdobné našim největším vesmírným útvarům, jimiž jsou kupovesmíry, tj. **dekanentní mikročástice**, v tomto případě označené indexem –1. Pokud bychom obraz dále zvětšovali, uviděli bychom postupně nadkupy galaxií, galaktické kupy, jednotlivé galaxie, hvězdokupy i jednotlivé hvězdy. Pokud bychom pokračovali dál, opět bychom se dostali na úroveň kvantových objektů.

Důvodem, proč nic podobného ve skutečnosti nikdy nespátříme, je existence **blandria** obklopujícího kupovesmír, které jako obří duté zrcadlo odráží všechny informace zpět do kupovesmíru, jak jsme si

ukázali ve dvacáté kapitole. Blandrium je jednou z nejužasnějších entit, s nimiž se v Multiversu můžeme setkat. Proto budeme ve druhém dílu této knihy o blandriu ještě mnohokrát hovořit, stejně jako o celém výše popsaném mechanismu, který nese název **fraktální kvantová teorie Multiversa**. Prozrazuje nám skutečnost, že uvnitř každé tzv. **elementární částice** existuje množství vesmírů. Že tedy i my sami se nalézáme uvnitř pro nás ohromné elementární částice.

Rovněž jsme byli svědky toho, že kombinací pouhých osmi druhů preonů, lišících se od sebe kvantovými charakteristikami zvanými **chuť** a **teplota**, lze vytvořit veškeré leptony i kvarky. Samy preony jsou však rovněž složenými částicemi. Obsahují množství kvantonů – dekanentních mikročástic -1 tj. kupovesmírů, a proto je někdy nazýváme **supervesmíry**.

Tab. 14: Fraktální kvantová teorie Multiversa

Fraktální název	Pořadový index	Obečná fyzikální charakteristika
ATD. do ∞		
Makrární mikročástice	+1	Preon +2 (supervesmír)
Dekanentní mikročástice	+1	Kupovesmír
Eneární mikročástice	+1	Vesmír
Oktární mikročástice	+1	Supergalaxie
Septimární mikročástice	+1	Kupogalaxie
Hexadentní mikročástice	+1	Galaxie
Kvintární mikročástice	+1	Hvězdokupa
Tetrární mikročástice	+1	Planetární systém
Terciární mikročástice	+1	Hvězda, planeta
Sekundární mikročástice	+1	Atom
Primární mikročástice	+1	Elementární částice
Makrární mikročástice	0	Preon +1
Dekanentní mikročástice	-1	Kupovesmír -1 (kvanton)
Eneární mikročástice	-1	Vesmír -1
Oktární mikročástice	-1	Supergalaxie -1
Septimární mikročástice	-1	Kupogalaxie -1
Hexadentní mikročástice	-1	Galaxie -1
Kvintární mikročástice	-1	Hvězdokupa -1
Tetrární mikročástice	-1	Planetární systém -1
Terciární mikročástice	-1	Hvězda -1, planeta -1
Sekundární mikročástice	-1	Atom -1
Primární mikročástice	-1	Elementární částice -1
Makrární mikročástice	-1	Preon -2
Dekanentní mikročástice	-2	Kupovesmír -2 (kvanton -1)
Eneární mikročástice	-2	Vesmír -2
Oktární mikročástice	-2	Supergalaxie -2
Septimární mikročástice	-2	Kupogalaxie -2
Hexadentní mikročástice	-2	Galaxie -2
Kvintární mikročástice	-2	Hvězdokupa -2
Tetrární mikročástice	-2	Planetární systém -2
Terciární mikročástice	-2	Hvězda -2, planeta -2
Sekundární mikročástice	-2	Atom -2
Primární mikročástice	-2	Elementární částice -2
ATD. do ∞		

V tomto dílu bylo rovněž ukázáno, že v každém kvantionu/kupovesmíru se nalézá náš vesmír, a to dokonce hned v několika identických kopiích. V nitru každého kupovesmíru jsou pečlivě uchovány naše čtyři vesmíry a jejich čtyři antihmotné protějšky.

Mají-li dekanentní mikročástice čili kupovesmíry, označení -1 , jedná se právě o kvantiony, tj. kupovesmíry -1 . Ukázali jsme, že jakákoliv hmota v Multiversu, ať již organická, či anorganická, je ve skutečnosti tvořena kvantiony, tj. kupovesmíry, v nichž ubíhá čas výrazně rychleji, oproti našemu světu. Blandrium je tedy i jakási hráz dělící od sebe časy dvou světů.

Kvantová teorie Časomultiversa s sebou přináší zcela nový pohled a způsob chápání prostoru a času. Od Einsteinova objevu až do dnešní doby, jsme byli zvyklí vnímat čas jako nehmotný čtvrtý rozměr směřující stále od minulosti do budoucnosti. Kvantiony nám však představují čas v úplně jiném pojetí, které zároveň vyvrací možnost evolučního vývoje Multiversa. Multiversum musí existovat v neměnné podobě od počátku věků – již na počátku v něm musela být pevně stanovena veškerá jeho historie (minulost i budoucnost zároveň).

Viděli jsme také, že teorie cytoprostoru předpovídá existenci tzv. **paralelních vesmírů** čili **hypergrup**. Paralelní čili souběžné vesmíry vyjadřují nekonečnou kontinuitu vibračních stavů hmoty, energie, časů a prostorů. V počítačovém kyberprostoru by tomu odpovídalo nepřeborné množství různých programů. Kosmický computer je však na rozdíl od těch pozemských nesrovnatelně složitější.

Moderní fyzika tedy předpovídá existenci různých forem hmoty, jež se navzájem prolínají. Celé Multiversum je vyplněno nepřeborným množstvím paralelních světů vnořených jeden do druhého. Tyto cizí světy jsou od sebe odděleny interhypergrupárními bariérami – vše je zde na dosah ruky a přeci nepřekonatelně vzdáleno.

V roce 1930 publikoval brněnský rodák Kurt Gödel **větu o úplnosti predikátové logiky prvního řádu** a v roce 1931 další dvě **věty o neúplnosti axiomatických formálních systémů s aritmetikou**. Prostřednictvím těchto vět ukázal, že není možné navrhnout soubor axiomů, které by byly dostačující pro zodpovězení každé otázky, kterou lze klást a formulovat uvnitř formálního systému s aritmetikou. Tyto věty nejen že otřásl celým někdejší matematickým světem a ukončily více než padesátileté úsilí logiků a matematiků úplně formalizovat matematiku (jenž vešlo ve známost jako tzv. **Hilbertův program**), ale ovlivnily i vědecké a filosofické myšlení druhé poloviny 20. a počátku 21. století.

Z prvního Gödelova teorému plyne, že žádný formální systém nemůže být zároveň úplný a bezesporný, z druhého pak to, že bezespornost formálního systému nelze uvnitř tohoto systému dokázat. Oba teorémy se opírají o důkaz existence nerozhodnutelné věty, která je prostředky systému formulovatelná, ale nedá se dokázat prostředky tohoto systému. Nepatří do množiny dokazatelných vět, jejichž pravdivost může být důkazem prokázána – je nedokazatelná. Protože ale sama o sobě tvrdí, že je nedokazatelná, tvrdí pravdu a je proto pravdivá. Jedná se o případ věty, která se dá prostředky systému formulovat, ale nikoli dokázat, a v tomto smyslu je pak systém neúplný: nedají se v něm dokázat všechny pravdivé věty, které se v něm dají formulovat. K důkazu vět Gödel rozvinul nebo zcela nově vyvinul několik matematických postupů či technik. Například tzv. **Gödelovo číslování**, které je unikátním kódovacím systémem, který umožňuje jednoznačný převod mezi formulami a čísly. Kódování spolu se zavedením rekurzivních funkcí převádí logiku na aritmetiku a některé části Gödelova důkazu připomínají to, čemu dnes říkáme programovací jazyk počítačů (podobný jazyku Lisp). Srovnatelný je zde „převod geometrie na aritmetiku“, který provedl v 17. století René Descartes a který je dnes známý jako **analytická geometrie**.

Další inovací je zvláštní použití Cantorovy diagonální metody, která je jednou ze základních technik teorie množin. Metoda je založena na myšlence, s jejíž pomocí Cantor kdysi dokázal, že reálných čísel na zvoleném intervalu je více, než nekonečno (tzv. **Cantorova teorie transfiniteho kontinua**). Postup spočívá v očíslování všech objektů v systému (spočetná množina), čímž obdržíme nekonečněrozměrné matice čísel. Pak se ovšem využijí diagonální prvky těchto matic pro získání dalších čísel, která nejsou součástí původního systému, o kterém jsme původně předpokládali, že je úplný. Tím dojdeme k logickému sporu s předpokladem úplnosti systému. Takže systém je třeba

rozšířit na algebraické nadtěleso původního tělesa atd. Další technikou spojenou s Cantorovou metodou je postup využívající paradoxy jako regulární matematicko-logické prostředky, které v logice hrají podobnou úlohu jako Möbiova páska nebo Kleinova láhev v topologii.

Gödelovy věty položily pevné základy matematické logice, teorii důkazu v matematice, teorii výpočetní složitosti, programování počítačů a základům matematiky skrze teorii množin. A právě rozvinutí teorie množin věnoval Gödel největší úsilí v 30. letech, kdy se úspěšně pokusil prokázat nezávislost axiomu výběru na ostatních axiomech teorie množin a jen částečně úspěšně o prokázání téhož u hypotézy kontinua. Zdravotní problémy a nešťastné události v Evropě způsobily změnu v zaměření jeho výzkumu a první léta v Americe se věnoval filosofii matematiky. Nejvýznamnějšími z tohoto období jsou dvě práce věnující se Russellově matematické logice a Cantorovu problému kontinua.

Kurt Gödel ukázal, že to samé, co provedl Cantor v teorii čísel, se dá rozšířit i na formální logiku – že v každém axiomatickém systému lze dospět k výrokům, které jsou v rámci daného axiomatického systému nerozhodnutelné (známý příklad: křesťan pronese výrok: „všichni křesťané jsou lháři“). Stávající axiomatický systém tak musí být opět rozšířen. Jeho rozšířením se zacelí původní trhliny v logice, ale protože se systém změnil, objeví se zase nové.

Gödelovy věty vyvolaly bouřlivou diskusi ve vědeckých kruzích. Hlavním předmětem sporů byla otázka, zda tyto věty platí i pro jiné oblasti, než je matematika – např. pro lidské myšlení, umělou inteligenci, a také fyziku.

Další významný krok učinil před 2. světovou válkou britský matematik Alan Turing. Za druhé světové války byl Turing jedním z nejdůležitějších vědců, kteří v Bletchley Parku luštili německé tajné kódy šifrované stroji Enigma a Tunny. Toto úsilí bylo velice úspěšné a Angličané měli po větší část války k dispozici „tajné“ nepřátelské komunikace. Ani po válce ovšem o této své práci nemohl mluvit, jelikož by tím porušil státní tajemství. Turing dlouhodobě uvažoval o možnostech inteligentních strojů a je autorem myšlenky tzv. **Turingova testu**, která tvrdí, že za inteligentní můžeme stroj považovat tehdy, když nejsme schopni odlišit jeho výstup (například jeho odpovědi) od výstupu člověka.

Turing byl praktikující homosexuál. V lednu 1952 se seznámil s devatenáctiletým nezaměstnaným Arnoldem Murrayem a pozval jej k sobě domů. 23. ledna byl jeho dům vykraden a Murray sdělil Turingovi, že zlodějem byl pravděpodobně jeho známý. Turing nahlásil vloupání na policii a během vyšetřování vyšlo najevo, že měl s Murrayem sexuální vztah. Následně byl obviněn ze sexuálního deliktu a čelil soudnímu procesu. V souvislosti s tím mu byl odepřen další přístup k utajovaným informacím, a tedy i jeho účast na šifrování ve Vládním komunikačním centru (GCHQ). Přišel rovněž o možnost cestovat do USA. Svě místo na univerzitě v Manchesteru si ale udržel.

Turing byl odsouzen a musel volit mezi (až dvouletým) vězením a probací – podmíněným prominutím trestu, které ovšem bylo vázáno na podstoupení hormonální „léčby“. Rozhodl se pro druhou možnost: po dobu jednoho roku dostával ke snížení libida dávky syntetického ženského hormonu estrogenu, což se neobešlo bez řady nepříjemných vedlejších účinků.

7. června 1954 Turing náhle zemřel na otravu kyanidem draselným a dle oficiálního stanoviska se jednalo o sebevraždu, čímž byly smeteny ze stolu spekulace o politické vraždě.

V září 2009 se britský premiér Gordon Brown jménem vlády omluvil Alanu Turingovi za příkoří, které mu bylo způsobeno, když byl odsouzen pro homosexualitu. Dne 24. prosince 2013 britská královna Alžběta II. udělila Alanu Turingovi královskou milost. Na počest Alana Turinga je od roku 1966 udílána **Turingova cena** – jedno z nejvýznamnějších ocenění v oboru informatiky.

Roku 1936 Turing formuloval v jazyce informatiky problém obdobný Gödelovu. Dnes je tento problém známý jako **Turingův stroj** – teoretický model obecného výpočetního stroje, který se stal jedním ze základních pilířů informatiky. Turing matematicky odvodil, že nejenže existují problémy, které, jak dokázal Gödel, jsou principiálně nerozhodnutelné, ale existují i úlohy, které jsou principiálně nevypočitatelné. Turing dokázal, že nelze vytvořit algoritmus schopný řešení jakéhokoliv

matematického problému. Aniž by to tehdy Turing tušil, již o rok dříve přišel princetonský matematik Alonzo Church s konceptem tzv. λ -kalkulu. Ten byl ještě daleko komplikovanější než Turingův, avšak vedl ke stejnému závěru. Fakt, že dva různí matematici, nezávisle na sobě a zcela odlišnými metodami a postupy dospěli ke stejnému závěru, přesvědčil matematickou veřejnost, aby teorém nevypočitatelnosti široce akceptovala.

Na základě tzv. **Churchovy-Turingovy teze** pak lze toto zjištění aplikovat na Hilbertem formulovaný tzv. *Entscheidungsproblem* neboli **problém rozhodnutelnosti**. Jednalo se o hypotetický univerzální postup, jenž by dovedl vždy neomylně posoudit, je-li nějaké matematické tvrzení pravdivé, či nepravdivé. Ve svém slavném programu jeho existenci roku 1928 postuloval samotný David Hilbert. Práce Gödela, Churcha a Turinga ve 30. letech zasadili této Hilbertově víře smrtelnou ránu. Hilbertovi se tak na sklonku života zhroutil jeden z jeho nejdůležitějších životních projektů.

Po druhé světové válce byly myšlenky Turingova stroje využity při konstrukci prvních počítačů řízených programem uloženým ve vnitřní paměti. Tyto počítače Turing prakticky využíval v 50. letech, kdy pracoval mimo jiné na teoretickém objasnění procesu morfogeneze v biologii.



Kurt Friedrich Gödel (1906 – 1978)



Alonzo Church (1903 – 1995)



Alan Mathison Turing (1912 – 1954)

Posledním krokem bylo rozšířit tyto myšlenky také na fyzikální teorie. V 90. letech minulého století byly vskutku nalezeny příklady fyzikálních problémů, které jsou nerozhodnutelné. Jak je možno z řečeného očekávat, nezahrnují neschopnost určit něco fundamentálního o povaze zákonů fyziky či o nejelementárnějších částicích hmoty, spíše se jedná o nemožnost provést některé specifické matematické výpočty, jež by dovolovaly určit běh událostí v dobře definovaném fyzikálním problému.



Francisco Antônio de Moraes Accioli Dória (1945)



Newton Carneiro Affonso da Costa (1929)

Zajímavou řadu příkladů tohoto typu vytvořili brazilští matematikové Francisco Doria a Newton da Costa. V reakci na vyzývavý problém formulovaný ruským matematikem Vladimírem Arnoldem zkoumali, zda je možné mít obecné matematické kritérium, které by rozhodlo, jestli nějaká rovnováha je či není stabilní. Stabilní rovnováha je jako míč na dně lavóru – posuňme jej trochu a vrátí se zpět na dno; nestabilní rovnováha je jako svisle postavená jehla – při sebenepatrnějším vychýlení se bude rovnováze vzdalovat. Je-li rovnováha prosté povahy, problém je velmi elementární; student přírodních věd jej dokáže vyřešit v prvním ročníku. Ale když rovnováha existuje v mnohem komplikovanějších kombinacích různých soupeřících vlivů, problém se stává mnohem složitějším. Když je jen málo soupeřících vlivů, o stabilitě rovnováhy lze rozhodnout prozkoumáním rovnic, které dané situaci vládnou. Arnoldova výzva zněla objevit algoritmus, který by nám řekl, zda je to vždy možno udělat,

at' už je počet soupeřících vlivů jakýkoliv a at' jsou jejich vzájemné vztahy, jakkoliv složité. „Objevením“ se tu myslí nalezení vzorce, do něhož můžeme dosadit rovnice ovládající rovnováhu podle naší definice stability, a z něhož vyplyne odpověď „stabilní“ či „nestabilní“.

Kupodivu da Costa a Doria dokázali, že žádný takový algoritmus nemůže existovat. Existují rovnováhy charakterizované speciálními řešeními matematických rovnic, jejichž stabilita je nerozhodnutelná. Aby tato nerozhodnutelnost měla vliv na reálně zajímavé problémy matematické fyziky, rovnováha musí zahrnovat souhru velkého počtu různých soupeřících vlivů. Da Costa a Doria se snažili identifikovat třídu problémů, kde odpověď na prostou otázku, jako „stane se orbita částice chaotickou?“ je nerozhodnutelná.



Vladimir Igorevič Arnold (1937 – 2010)

Z těchto i pozdějších důkazů vyplynulo, že každý popisovaný fyzikální systém je neúplný a pro zacelení svých děr musí být rozšířen o nějaký svůj nadsystém. Tím se staré díry sice zacelí, ale objeví se zas nové, díky tomuto rozšíření. Výsledkem těchto zjištění byl závěr, že svět je sice neomezeně zkoumatelný, nikoliv však úplně poznatelný, což byla pro hledače TOE (theory of everything) velmi špatná zpráva. Naštěstí byl objeven jeden způsob, kterak důsledky Gödelových teorémů pro fyziku obejít, či alespoň citelně oslabit.

Klíčovým nápadem, který roku 1987 odstartoval moji práci na teorii cytoprostoru, a kterým se tato odlišuje od všech ostatních dosavadních pokusů o TOE, byla myšlenka fraktální rekurse. Ve světle Gödelovy věty, nebo i prostší logiky, nemohla žádná z nerekurzivních teorií, už v principu uspět. Vždy je totiž možno se ptát po příčině příčiny, příčiny, U nerekurzivních teorií je takovýto řetězec příčin jediného zkoumaného jevu nekonečný, a tudíž se nikdy nelze dobrat prapříčiny či prapodstaty. Výhodou rekurzivních teorií je právě skutečnost, že k prapříčině lze vždy dospět konečným počtem kroků, tedy zodpovězením konečného množství otázek.

Mé první úvahy o teorii cytoprostoru se zrodily v létě roku 1987, kdy se mi podařilo formulovat novou matematickou teorii, umožňující počítat s nekonečny jako s běžnými čísly. Na základě této matematiky byla vytvořena základní koncepce Multiverza a Časomultiverza a formulována jejich fraktální kvantová teorie. V témže roce byly předpovězeny některé nové částice, jako např. kvantiony, midony a partony, které se následně ukázaly rozhodujícími pro porozumění teorii cytoprostoru.

Klíčová myšlenka o celulární struktuře prostoročasu přišla v létě roku 1990 během mého studia některých matematických grup za pomoci Youngových polyomin. Postupně se stávalo stále zřejmějším, že vše ve vesmíru musí být omezeno jak shora, tak i zdola. Že musí existovat jak minimální, tak i maximální kvantum energie, stejně jako i minimální a maximální kvantum prostoru a také času. Byly předpovězeny nové kvantové vlastnosti preonů – částic existujících uvnitř kvarků a leptonů, nesoucích nové kvantové náboje nazvané teplota a chuť. Za pomoci tohoto modelu byla sestavena preonová struktura všech existujících elementárních částic (včetně několika dosud neznámých) a předpovězeny jejich vlastnosti.

V následujících letech jsem se intenzivně věnoval studiu jednak dynamických a jednak topologických vlastností Časomultiverza. Postupně jsem provedl rozšíření Einsteinovy teorie relativity na oblast nadsvětelných rychlostí a následně formuloval topologickou verzi relativistické kvantové teorie. Podařilo se mi zavést relativisticky konzistentní dynamiku cytoprostoru tvořeného systémem cytoprostorových chreod, po nichž se mohou šířit cytoresonanční kvazičástice – cytony.

Následně byla formulována teorie hypergrup a v roce 1995 i teorie cytu a paracytu, vysvětlující stabilitu vesmírů a antivesmírů uvnitř kupovesmíru, jakož i záhadu chybějící antihmoty (narušení CP invariance). V témže roce jsem rovněž ukázal, že veškeré relativistické jevy (lorentzovskou invarianci) lze přirozeně odvodit ze samotné dynamiky cytoprostoru, bez nutnosti jejich postulování. Vypočetl jsem frekvenci, na které celý systém běží, jakož i operační rychlost cytoprostoru, napět'ovou konstantu kvantionu a celou plejádu dalších nových konstant přírody. Stanovil jsem rovněž počet nejbližších paralelních hypergrup. Krom toho jsem zjistil, že ve skutečnosti existují 4 kategorie světů, vzhledem k jejich paralelnímu, resp. sériovému zapojení v prostoru, resp. v čase.

Již o rok později se mi podařilo zprostornit a následně též zhmotnit čas. To odstartovalo objev tzv. lineárních chronorů, u nichž byl později rozpoznán těsný vztah k výsledkům tehdy právě probíhající druhé superstrunové revoluce. Prokázal jsem, že podstatou elementárních částic je jistým způsobem zhmotnělý čas tvořící struny. V následujících několika letech se ukázalo, že tímto způsobem mohou vznikat nejen struny, ale též vícedimenzionální brány.

Mezi léty 1996 – 1998 se mi podobných objektů podařilo zkonstruovat hned několik. Kromě lineárního chronoru byl zkonstruován rovněž orbitální chronor a za značného vypětí sil nakonec i chronor sférický. Správnost této koncepce byla potvrzena, jakmile vyšlo najevo, že dává stejnou předpověď napět'ové konstanty kvantionu, jako mnohem starší analýzy dynamiky srážek cytonů, provedené v době před objevem chronorů, na základě fyzikálně prostších modelů.

Následující roky se vyvíjely ve znamení snah o kvantování pohybu sférického chronoru. Právě pečlivý rozbor kvantového chování tohoto druhu p-brány nakonec vedl na samém konci 20. století k významnému úspěchu celé teorie cytoprostoru – k odhalení existence kubického subchronoru, prokazujícímu správnost celé koncepce celulární struktury prostoročasu, druhu předpokládané hexaedrické symetrie a fraktální povahy Časomultiverza.

Přelom 20. a 21. století se odehrával v duchu snah o zevrubné prozkoumání kvantových kmitů existujících na povrchu i v nitru kubického subchronoru, s cílem přesně vypočíst jeho rozměry, jakož i nahlédnout do jeho vnitřní struktury za účelem finálního potvrzení fraktální rekurse cytoprostoru.

To se nakonec skutečně podařilo při použití nejmodernějších partií matematiky, známých mimo jiné z relativistické kvantové teorie prostoročasu, jakou je např. smyčková kvantová gravitace, doplněných však o řadu nových myšlenek a koncepcí.

Překvapující předpovědi této nové teorie byl m.j. výpočet celkové doby trvání jedné vesmírné periody, který jsem uskutečnil v roce 2000, během mé hospitalizace s komplikovanou frakturou kotníku, v poklidném prostředí klášterní Nemocnice Milosrdných sester svatého Karla Boromejského v Praze, jež přímo vybízelo k meditacím a rozímání o hlubokých problémech jsoucna, umocněným vlivem injekcí morfinu podávaných proti pooperačním bolestem. Tato předpověď se později ukázala klíčovou pro formulování tzv. nestacionární teorie cytoprostoru, s jejímiž myšlenkami vás za krátko stručně seznámím ve druhé části knihy.

Dalším významným obdobím byl Rok 2003, kdy se mi podařilo podat rigorózní důkaz základního pilíře teorie cytoprostoru – předpokladu o existenci nejmenšího, dále nedělitelného kvanta energie. Přesto, že již dříve existovaly silné indicie, že tomu tak musí být (zejména z oblasti fyzikální teorie informace, kde počet informací zpracovatelných za jednotku času výpočetním zařízením je diskrétní hodnotou úměrnou entropickému toku, který je dále úměrný energetickému příkonu zařízení), rigorózní kvantově mechanický důkaz do té doby stále chyběl.

Objev, že hmota je tvořena oscilujícím časem, odhalil překvapivé souvislosti mezi termodynamickou teplotou a frekvencí těchto oscilací. Tím byly objeveny časoprostorové symetrie dovolující prodloužit řešení mnoha kvantověmechanických problémů i do zdánlivě nepřipustných oblastí záporných hodnot.

Stacionární teorie cytoprostoru byla formálně završena v roce 2005, kdy se konečně podařilo nalézt rigorózní důkaz správnosti druhého ze základních pilířů celé teorie – předpokladu o horní hranici energie kvant (Planckově energii) a z něj plynoucí nemožnosti přiblížit se rychlosti světla libovolně blízko.

15. Úvod do nestacionární teorie Cytoprostoru

Již v roce 2005 začínalo být zřejmé, že cytoprostor není časově nezávislé, rigidní pozadí, že se jeho struktura s časem vyvíjí a jeho geometrie a dynamika velmi závisí na veškerých fyzikálních procesech, které v něm probíhají a které musí být těmito změnami zpětnovazebně ovlivňovány. Jinak bychom zde měli jen zamrzlý statický vesmír bez energie a bez „života“.

Roku 2006 se proto začala rodit nová koncepce zvaná **nestacionární teorie cytoprostoru**. Svoji nelineární dynamikou se jedná o koncept významně technicky náročnější, než byla stacionární teorie cytoprostoru, leč stojící pevně na jejích základech. Právě seznámení s nestacionárním modelem cytoprostoru budeme věnovat několik závěrečných kapitol.

Abychom dokázali vystihnout základní principy nestacionární teorie Cytoprostoru, nemůžeme se tentokrát v některých částech výkladu zcela oprostít od poněkud vyšší matematické náročnosti, sahající místy až po vysokoškolskou úroveň. Výklad je nicméně kocipován tak, aby byl laskavý čtenář schopen pochopit alespoň základní rámec oněch myšlenek i v případě, omezí-li se na studium pouhého textu.

15.1. Relativistická kvantová mechanika

15.1.1. Elitzurův – Vaidmanův jev, nulová měření

Podle kvantové teorie je vlnová funkce fotonu rozprostřena po rozsáhlé oblasti prostoru. Pokud kvantové vlně (kterou kvantová mechanika chápe jako čistě matematický objekt) postavíme do cesty např. fotografickou desku, k vyloučení energie z vlny dojde jen v jednom jediném bodě vlny, kde nastane zčernání jediného zrna fotografické emulze. Tento proces je navíc pouze náhodný a pravděpodobněji k němu dochází v těch místech, kde má vlna větší amplitudu. Vlnová funkce tak nenese energii spojitě rozprostřenou v celém jejím objemu, jako je tomu třeba u vln na mořské hladině. Její amplituda (přesněji řečeno kvadrát její absolutní hodnoty) reprezentuje pouze pravděpodobnost kolapsu vlnové funkce a detekce kvanta energie v libovolném bodě prostoru.



Avshalom Cyrus Elitzur (1957)



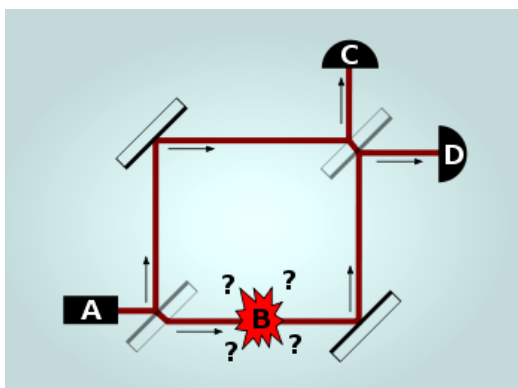
Lev Vaidman (1955)

Tato skutečnost dostává měřitelný význam v okamžiku, kdy využijeme k detekci nikoliv fyzikální část částice (tzn. reálnou energii), ale naopak tu ryze matematickou část (imaginární) a provedeme tzv. nulová měření.

Představme si nyní modelovou situaci, kdy teroristé mají 100 bomb, z nichž zhruba polovina má roznětku se skrytou vadou. Pro plánovaný teroristický útok potřebují 14 stoprocentně funkčních bomb. Jak je ale detekovat, aniž by je při tom zároveň odpálili? Z hlediska klasické mechaniky je úkol nespílitelný. Z hlediska kvantové mechaniky je však situace o mnoho příznivější. Podivuhodným rysem kvantové mechaniky je totiž skutečnost, že nám dovoluje testovat, co by se mohlo stát, aniž by se to opravdu stalo. Kvantová mechanika tedy testuje to, o čem filozofové hovoří jako o potencialitě.

Roznětka se opatří detektorem schopným ji spustit i v případě, že na něj dopadl jediný foton určité

vlnové délky. Před dopadem na detektor se fotonu postaví do cesty polopropustné zrcadlo skloněné pod úhlem 45° .



Obr. 204: Schematické znázornění Eilitzur – Vaidmanova jevu

Zdalo by se, že nastalá situace odpovídá skutečnosti, kdy se od zrcadla odrazí právě polovina fotonů a druhá polovina jím projde. Z hlediska kvantové mechaniky je však takovýto přístup zcela nesprávný. Ve skutečnosti se každý foton nalézá v superpozici obou stavů, odpovídajících jak průchodu, tak i odrazu. Polopropustné zrcadlo tedy pouze oddělí tu část vlnové funkce, která nese reálné kvantum energie, od té části vlnové funkce, která je čistě matematická. Dělení je zcela náhodné, takže zhruba v polovině případů dopadne na detektor reálný foton a bomba vybuchne. Ve druhé polovině případů však dopadne na detektor holá vlnová funkce, tj. čistě matematický objekt, který nenese žádnou energii, a tudíž nemůže roznětku spustit. Poté obě struktury (reálný foton a holou vlnovou funkci) opět propojíme a necháme interferovat. Provedeme to následovně: zrcátko detektoru bomby je vůči směru pohybu dopadající vlny skloněno pod úhlem 45° a část fotonového svazku, která se od polopropustného zrcadla odrazila, dopadá na plně reflexní plochu skloněnou rovněž pod úhlem 45° . Oba svazky se poté znovu setkají na druhém polopropustném zrcadle, v místech C a D jsou detektory fotonů. Předpokládejme, že středy obou polopropustných zrcadel leží ve vrcholech čtverce, jehož strany určují dráhy fotonů a odraz se děje vždy na povrchu zrcadla. Předpokládejme dále, že testovaná bomba je zmetek. Vlna, která procházela po horní dráze a skončila v detektoru C, neprošla ani jedním z polopropustných zrcátek, zatímco vlna běžící po spodní dráze prošla oběma. Optická dráha druhé vlny je tedy delší a tloušťku zrcátek lze volit tak, aby se po setkání obě vlny interferencí vyrušily. Naproti tomu, obě vlny, které skončí v D, prošly jen jednou tloušťkou zrcátka, dopadají tedy do D ve stejné fázi a interferencí se zesilují. V případě, kdy je bomba zmetek, se tak může vyskytnout signál pouze v detektoru D ale nikdy v detektoru C.

Jestliže je ale testovaná bomba funkční, není zrcátko na jejím senzoru úplně pevné a změnilo se tedy v měřicí přístroj. Bomba pak měří, ve kterém stavu se foton nalézá po kontaktu s prvním polopropustným zrcadlem – je to buď stav „foton dorazil k bombě“, nebo stav „foton nedorazil k bombě“. Pakliže foton prošel skrz polopropustné zrcadlo, pak dorazil k bombě, teroristé měli smůlu a o bombu přišli. Obstarají si tedy novou a zkusí to znovu. Existuje 50% pravděpodobnost, že se foton od prvního polopropustného zrcadla odrazil, k bombě tedy nedospěl a tato neexplodovala. Tím jsme však provedli tzv. **nulové měření**, neboť po ověření funkčnosti použité bomby (což je možno provést např. jejím odpálením někdy v budoucnu) můžeme principiálně získat informaci o tom, že foton s měřícím zařízením (bombou) vůbec neinteragoval, což znamená, že musel jít po horní dráze. Tím pádem ale nemá s čím interferovat a po kontaktu s druhým polopropustným zrcadlem může s pravděpodobností 50 % dopadnout na detektor C a se stejnou pravděpodobností na detektor D. Ve druhém případě se o bombě nic nedozvíme, neboť detektor D registruje fotony i v případě, že je bomba zmetek. Pokud však registroval foton detektor C, pak s jistotou víme, že jsme našli funkční bombu.

Klíčovým bodem této úvahy je fakt, že funkční bomba funguje jako měřicí přístroj, což zabrání destruktivní interferenci v C přesto, že foton s bombou vůbec neinteragoval – proběhlo **nulové měření**.

Z původního počtu 100 % bomb jsme tedy určili 50 % potenciálně funkčních, z nichž jsme ale polovinu odpálili a z té zbylé poloviny (25 % původního počtu bomb) jsme polovinu s určitostí identifikovali jako funkční (12,5 % původního počtu bomb) a u té druhé poloviny si stále ještě nejsme jisti. Situace v této skupině je nyní tedy obdobná, jako na počátku a celý experiment tak můžeme na této skupině zopakovat. Získáme tím dalších 12,5 % ze vstupního počtu testovaných bomb, což představuje 1,5625 % z původního počtu a stejný podíl bomb u kterých si opět nejsme jisti. Ve třetím iteračním kroku z těchto podezřelých bomb vybereme dalších 12,5% funkčních, což vzhledem k původnímu počtu představuje již pouhých 0,1953 %. Ve čtvrtém iteračním kroku k nim přibude dalších 0,0244 % atd. Po sečtení této řady dospíváme k závěru, že z původního počtu podezřelých bomb jsme schopni tímto postupem záskat cca. 14% funkčních kusů, což je 28 % z původního počtu funkčních kusů. Jde o jev vskutku pozoruhodný, který je v ostrém rozporu s klasickou mechanikou, a navíc je na současné technologické úrovni experimentálně testovatelný. Experimentální ověření výše popsaného Elitzurova – Vaidmanova jevu prakticky uskutečnili Zeilinger, Kwiat, Weinfurter a Kasevich v roce 1994.



Anton Zeilinger (1945)



Paul Kwiat (1968)



Harald Weinfurter (1960)



Mark A. Kasevich (1967)

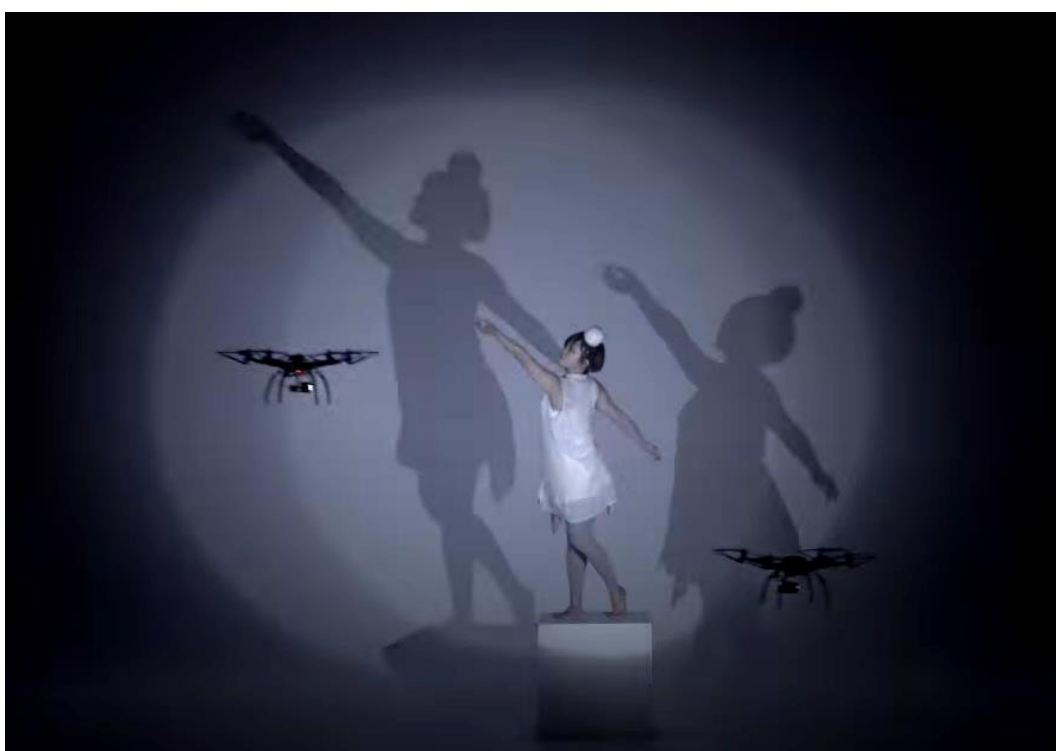
Vidíme, že jestliže holá vlnová funkce dopadla na funkční detektor bomby, bude interferogram jiný nežli v případě, že dopadla na detektor vadný. Pouhá matematická struktura – funkce komplexní proměnné – tak vydala svědectví o reálném zařízení, k jehož diagnostice byla použita. Budoucí význam těchto vlastností přírody lze očekávat zejména při konstrukci kvantových počítačů, jakým je velmi pravděpodobně i sám lidský mozek. V těchto počítačích se bude prolínat reálná a imaginární část světa způsobem, který možná v důsledku poprvé povede k umělému vytvoření entity známé jako **vědomí**.

Každý foton, ač se jedná o bodovou částici (v mlžné komoře zanechává lineární stopu, na fotografické desce způsobí zčernání vždy jen jediného zrna), a tedy může projít vždy jen jednou cestou, reaguje svým chováním velmi citlivě na fakt, zda jsou otevřeny i další (teoreticky dokonce libovolně vzdálené) možné cesty, či nikoliv. Podle toho si pak volí místo, kam může a kam nemůže dopadnout. Pozoruhodné je, že experiment skončí úplně stejně i v případech, že provedeme nulová měření, kdy jsou otevřeny např. dvě štěrbin, ale za jednou z nich je umístěn detektor schopný ohlásit, že danou šterbinou prošla částice. Procházející částice pak okamžitě reagují na stav detektoru – je-li zrovna zapnutý, či nikoliv – a podle toho si volí, zda dopadnou na fotografické desce do míst, kam by dopadla částice (dva pruhy), či naopak do míst, kam by dopadla vlna (série periodicky se střídajících interferenčních maxim a minim). Na zapnutý či vypnutý stav detektoru přitom reagují částice okamžitě (tedy nekonečnou rychlostí) a to včetně těch částic, které se náhodně rozhodly projít tou ze

štěrbín, za níž se žádný detektor nenachází, takže s ním nemohly vejít v přímou interakci a „osahat si“ zda je vypnutý, či zapnutý (jedná se o jakousi kvantovou formu mimosmyslového vnímání).

15.1.2. Strašidelné působení na dálku

Šokující předpovědi kvantové mechaniky vedly řadu fyziků k přesvědčení, že kvantová teorie není úplnou teorií a že její pravděpodobnostní charakter je důsledkem existence **skrytých proměnných**, které pouze nejsme schopni identifikovat. Podle této myšlenky zdánlivě oddělené objekty ve skutečnosti mohou reagovat na určitý skrytý proces probíhající v pozadí. Velmi zjednodušenou analogií jsou stíny tanečnice vrhané dvěma reflektory na plátno na různých místech jeviště. Oba stíny se mění současně podle pohybů tanečnice po jevišti. Pokud bychom byli schopni pozorovat pouze ony stíny, zdálo by se, že spolu interagují jakýmsi mysteriálním způsobem. Ve skutečnosti však pouze reagují na základnější proces probíhající v pozadí.



Obr. 205: Demonstrace analogie nelokální skryté proměnné prostřednictvím stínů tanečnice

15.1.2.1. Problém nelokálnosti v kvantové teorii

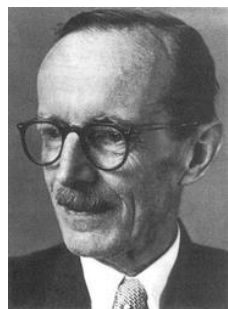
K nejznámějším příznivcům teorie skrytých proměnných patřili např. Albert Einstein, Luis de Broglie, Erwin Schrödinger, Erwin Madelung a David Bohm. V roce 1935 publikovala trojice autorů Albert Einstein, Boris Podolsky a Nathan Rosen myšlenkový experiment, který vešel ve známost jako **EPR paradox**, podle iniciál příjmení autorů. Z této geniální myšlenkové konstrukce jednoznačně vyplynulo, že je-li kvantová mechanika úplnou teorií, potom musí být závislá na skutečnosti, kterou Einstein nazval **strašidelným působením na dálku**.



Louis Victor Pierre Raymond vévoda de Broglie (1892 – 1987)



Erwin Rudolf Josef Alexander Schrödinger (1887 – 1961)



Erwin Madelung (1881 – 1972)



Boris Podolsky (1896 - 1966)

Pokusím se nyní v krátkosti nastínit, o co v EPR konstrukci vlastně jde. Jak již víme, kvantová mechanika předpovídá, že žádná kvantová vlastnost neexistuje a priori, dokud ji měřicím zařízením nezaznamenáme. Vzpomeňme např. Feynmanovo sčítání přes historie, které přímo využívá skutečnosti, že před aktem měření se částice nalézá ve směsici (fyzikové říkají superpozici) všech možných stavů, z nichž kterýkoli by mohl být principiálně naměřen.

Nejinak je tomu i se spinem, který můžeme u nabitých částic měřit tím, že je necháme projít nehomogenním magnetickým polem a poté dopadnout na fotografickou desku, jako to učinili roku 1921 Stern a Gerlach. Co si ale počít s měřením spinu u částic, které jsou bez náboje a přítomnost magnetického pole tudíž příliš necítí? Co když budeme chtít měřit spin třeba u fotonů?

Možná vás překvapí, že je to dokonce ještě jednodušší a v dnešní době si takový experiment může téměř každý udělat v domácích podmínkách. Není k tomu vůbec zapotřebí specializovaná laboratoř plná drahého vybavení.



Otto Stern (1888 - 1969)



Walter Gerlach (1889 - 1979)

Každý z vás byl již jistě někdy ve 3D kině, kde si za symbolický poplatek zakoupil 3D brýle. Pokud jste šli s partnerem/partnerkou, dostali jste tedy dvojce 3D brýle, což pro náš experiment postačí. 3D kino je založeno na promítání dvojice navzájem posunutých obrazů (sejmutých původně dvojicí kamer) na plátno, přičemž každý z obrazů nesou fotony s jinou projekcí svého spinu čili tzv. **polarizací**. Jestliže je např. levý z obrazů polarizován horizontálně, pravý bude polarizován vertikálně. V brýlích jsou vsazeny tzv. **polarizační filtry**, které mají schopnost propouštět vždy jen fotony s určitou polarizací (s určitou projekcí svého spinu). V každých brýlích je vždy před jedním okem polarizační filtr propouštějící fotony s horizontální polarizací a před druhým okem polarizační filtr

pootočený o 90° , který tudíž propouští pouze fotony s vertikální polarizací. Právě použití polarizačních filtrů zajistí, že každé oko uvidí jen jeden z dvojice různě polarizovaných obrazů, které jsou promítány na plátno. Touto iluzí vzniká v mozku vjem stereoskopického (binokulárního) vidění neboli vnímání 3D obrazu. Na obdobných principech fungují také např. 3D televizory.

Pokud vyndáte z brýlí obě polarizační fólie a dáte je za sebe, žádné fotony neprojdou skrz. První fólie totiž propustí pouze fotony s jednou polarizací, které však druhá fólie (propouštějící pouze fotony s kolmou polarizací) všechny pohltí. Jakmile jednu z fólií o malý úhel pootočíte, pravděpodobnost průchodu fotonu se stane nenulovou a vy opět skrz fólie trochu uvidíte. Pokud ji pootočíte o úhel 90° , bude intenzita procházejícího světla maximální.

Toto si lze zatím intuitivně celkem dobře představit. Modifikujme nyní ale náš experiment tím, že mezi dvě kolmo polarizující fólie (které tedy nepropustí dohromady žádné fotony) vložíme ještě jednu polarizační fólii (vyndanou z těch druhých brýlí), avšak pootočenou o 45° . Zdravý rozum velí, že pokud již tak neprůhledný materiál doplníme ještě dalším filtrem, světlo už nemá tuplem šanci projít skrz. Jenomže spoléhat se v moderní fyzice na zdravý rozum, je věc ošemetná a ani tento případ nebude výjimkou. Vložení třetí fólie paradoxně způsobí, že fotony začnou systémem filtrů opět procházet.

Vysvětlení tohoto nanejvýš podivného výsledku opět přináší kvantová mechanika. Projekce spinu nemá nikdy úplně ostrou hodnotu – je superpozicí všech možných projekcí, které vystupují ve vlnové funkci fotonu s různými pravděpodobnostmi. Pokud dva polarizační filtry navzájem pootočíme o 45° , klesne pravděpodobnost průchodu fotonu na 50 % původní pravděpodobnosti, kdy dvojice filtrů propouštěla maximum fotonů. V tomto uspořádání tedy projde jen polovina fotonů – obraz ztmavne, ale stále bude viditelný. Při dalším pootočení o 45° by měla pravděpodobnost klesnout o zbylých 50 %, takže by měl obraz úplně zmizet. Tak tomu skutečně je, pokud použijeme jen dvě fólie.

Přidání třetí fólie, však celou situaci mění – průchod fotonů skrz každou z fólií lze totiž považovat za akt měření, který vymaže informaci o předešlé historii každého z fotonů a vytváří nový výchozí stav. Jestliže tedy máme 3 fólie navzájem vůči sobě pootočené o 45° , pak druhá fólie zredukuje počet fotonů na 50 % z počtu fotonů, které prošly první fólií, třetí fólie pak opět zredukuje počet fotonů na 50 % z počtu fotonů, které prošly druhou fólií. Celkově tedy naší trojici filtrů projde 25 % z počtu fotonů, které propustil první filtr.

Pokud jste si experiment sami provedli, snad vás přesvědčil, že každá částice se až do aktu měření skutečně nalézá v superpozici různých projekcí svého spinu a teprve aktem měření náhodně rozhodneme, která orientace spinu se u té, které částice skutečně měřitelně projeví. Tak, jako jsme pootočením polarizačního filtru o 45° náhodně rozhodli, které fotony projdou a které filtr pohltí. Měřením spinu zároveň vytváříme novou superpozici, takže jakmile u téže částice budeme následně měřit spin v jiném směru (např. pootočeném o dalších 45°), opět nevíme předem nic o tom, jakou projekci spinu naměříme tentokrát (které fotony projdou a které budou pohlceny ve třetím polarizátoru).

Představme si nyní, že máme dva elektrony na stejné energetické hladině v nějakém atomu. Pauliho vylučovací princip striktně nařizuje, že aby vedle sebe mohly existovat dva fermiony, nemohou mít všechna kvantová čísla stejná. Dva elektrony sedící na stejné hladině se tak vždy musí lišit alespoň projekcí svého spinu. O takovýchto dvou elektronech s navzájem korelovanými spiny říkáme, že jsou **entanglované** (propletené).

Autoři EPR uvažovali následovně: Rozdělme tyto elektrony a předejme jeden z nich Alici a druhý Bobovi, kteří s nimi poté odletí kosmickým korábem na opačné konce Sluneční soustavy. Pokud si Alice s Bobem před svým startem seřídili hodinky, startovali ve stejný okamžik a po celou dobu letu se pohybovali stejnými rychlostmi, mají jistotu, že i na opačných stranách Sluneční soustavy jsou jejich hodinky stále synchronizované.

Předpokládejme ještě, že se před odletem dohodli na hodině, minutě a sekundě, kdy provedou oba naráz měření, každý na svém elektronu. Alice ani Bob předem neví, jakou projekci spinu naměří. Na tom by nebylo nic až tak divného – kdyby např. vezli namísto elektronů zapečetěné obálky s binárními

číslíci 0 a 1 uvnitř, také by až do rozlepení obálek nevěděli, kterou číslici má každý z nich v obálce. Na rozdíl od zapečetěných obálek však elektrony až do aktu měření skutečně nemají jasně určenou projekci svého spinu. Vzpomeneme-li si na náš experiment s polarizačními filtry, o tom, která projekce spinu bude skutečně pozorována, rozhoduje náhoda v okamžiku měření. Až do tohoto okamžiku se dle kvantové mechaniky elektron nalézá v superpozici obou možných projekcí svého spinu. Přesto nám zákony kvantové mechaniky zaručují, že pokud byly projekce spinů elektronů jednou spárované (vzájemně opačné), zůstanou tak i poté, co byly elektrony přeneseny na opačné strany Sluneční soustavy.

Ve chvíli, kdy Alice provede měření na svém elektronu, dozví se okamžitě, jakou projekci spinu v tu samou chvíli naměřil Bob na opačné straně Sluneční soustavy, a naopak. Přesto, že světelný signál by napříč Sluneční soustavou cestoval až několik let (Oortův oblak, tvořící hranici Slunečního systému, má poloměr až 2 světelné roky). Elektrony přitom do poslední chvíle „nevěděly“ jakou projekci spinu každému z nich přírodní ruleta přidělí. Informace o konečné volbě projekce spinu se tak mezi oběma elektrony předala nadsvětelnou rychlostí. Ba co víc, přenesla se okamžitě.

Je to ale skutečně tak, nebo zde přeci jen může vstupovat do hry skrytá proměnná, vzájemně korelující stav obou entanglovaných elektronů a předem tajně rozhodující o tom, co Alice i Bob ve skutečnosti naměří? V roce 1964 odvodil irský fyzik John Bell sérii matematických nerovností, založených na obdobných tricích s pootáčením polarizačních filtrů, jaké jsme si předvedli výše. Přesné splnění těchto nerovností by znamenalo, že za zdánlivě náhodným chováním kvantového světa (jakým je např. náhodná volba projekce spinu konkrétního elektronu v okamžiku jeho měření) ve skutečnosti stojí hlubší lokální deterministický proces probíhající skrytě kdesi v pozadí, a že tedy kvantová mechanika je neúplnou teorií.

Popišme si stručně, jak Bellův nápad v základním principu funguje. Předpokládejme, že jsou oba entanglované elektrony předem naprogramovány tak, aby při měření spinu podél některé z os navzájem skloněných řekněme pod úhly 45° , každý z nich vykázal spin dle skrytého algoritmu. Tentýž program bude diktovat druhému z elektronů, aby při měření podél téže osy vykázal spin přesně opačný. Očíslujeme-li jednotlivé osy po řadě 1, 2, 3, může program přiřazovat jednotlivým osám prvního elektronu spiny např. \uparrow , \uparrow , \downarrow , a stejným osám druhého elektronu spiny přesně opačné, tzn. \downarrow , \downarrow , \uparrow . Ve skutečnosti si lze představit i jiné algoritmy navzájem korelující spiny, vždy ale bude platit, že nejméně dva ze spinů každého elektronu budou orientovány stejným směrem.

Předpokládejme dále, že si Alice a Bob vybírají zcela náhodně, podél které osy bude jeden každý z nich provádět svá měření. Existuje tak celkem 9 možností, jak mohou svá měření uskutečnit. Přidržíme-li se výše zavedeného číslování os, potom těchto 9 možností je (1,1), (1,2), (1,3), (2,1), (2,2), (2,3), (3,1), (3,2), (3,3). Z těchto devíti možností si povšimněme pěti – (1,1), (2,2), (3,3), (1,2), (2,1) – které způsobí, že Alice i Bob spatří vzájemně opačný spin. V prvních třech případech se oba náhodně rozhodli měřit podél téže osy, zbylé dvě kombinace mají za následek rovněž vzájemně opačný spin, a to z jednoduchého důvodu: měření probíhá podél 3 os, zatímco spin může nabývat pouze dvou hodnot. Podél některých dvou ze tří měřených os tak bude naměřen tentýž spin – viz předchozí odstavec.

Jelikož pět je více než polovina z devíti, znamená to, že pro víc než 50 % případů naměří Alice a Bob navzájem opačné spiny entanglovaných elektronů. Pokud by naopak měla pravdu kvantová mechanika a spin elektronu podél každé z os není předem dán – vzniká zcela náhodně až v okamžiku měření – nemůže již z principu existovat žádný lokální (omezený na každý jeden elektron) skrytý program (skrytá proměnná), jež by spiny dvou entanglovaných elektronů vzájemně koreloval. V takovém případě naměří Alice a Bob navzájem opačný spin v průměru u přesně 50 % případů a ve stejném počtu případů dojde naopak ke shodě v pozorované orientaci obou spinů.

Toto tzv. **narušení Bellových nerovností** by znamenalo, že žádná lokální skrytá proměnná (metaforicky řečeno „zapečetěná obálka s předem daným výsledkem uvnitř“) neexistuje a kvantová mechanika je vnitřně konzistentní teorií.

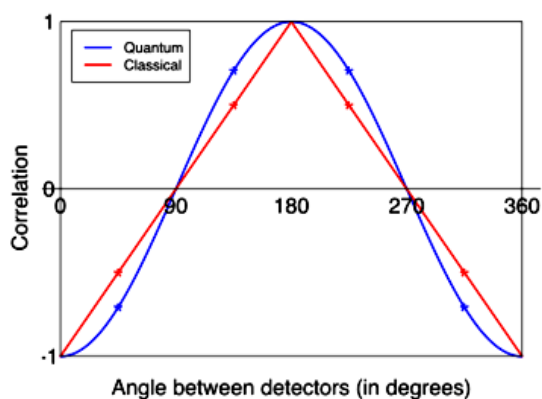


John Stewart Bell (1928 – 1990)



Alain Aspect (1947)

Na počátku 80. let minulého století provedl tým francouzských fyziků pod vedením Alaina Aspecta sérii přesných měření polarizačních stavů fotonů, ve kterých se statisticky významnou pravděpodobností skutečně potvrdili narušení Bellových nerovností, a tedy nelokální charakter kvantové mechaniky (Einsteinovo strašidelné působení na dálku).



Obr. 206: Bellova klasická předpověď (červená křivka) versus změřený výsledek (modrá křivka) potvrzující narušení Bellových nerovností předpovídané kvantovou mechanikou

Pozornému čtenáři jistě neuniklo, že narušení Bellových nerovností ve skutečnosti nijak nevyvrací působení **nelokálního** skrytého procesu, který koreluje stavy entanglovaných elektronů na dálku, po vzoru naší tanečnice vrhající stín na dvě různá plátna. Zdá se, že minimálně ty objekty ve vesmíru, které spolu jedenkrát vešly v interakci (je jedno, zda si synchronizovaly své hodiny, nebo třeba spiny), zůstávají již nadále propojeny díky holografickému charakteru prostoru a neustále spolu zvláštním okamžitým způsobem komunikují. Je třeba hned zkraje upozornit, že tímto způsobem komunikace nelze přenášet žádné využitelné bity informací. Alice a Bob si nemohou nadsvětelnou rychlostí poslat žádnou zprávu např. ve smyslu nějakého sdělení, které měli předem napsané na papírku. Mohou pouze současně získat informaci o tom, jaký spin elektronu právě naměřili.

Z Aspectova experimentu vyplývá, že se musíme zřeknout lokální skutečnosti, a že buď svět „tam venku“ není skutečný, nebo že dochází k nějaké formě komunikace mnohem rychlejší než světlo (k Einsteinovu „strašidelnému působení na dálku“). Entanglovaný pár je tvořen jedinou vlnovou funkcí, která principiálně může být natažena přes celý vesmír. V okamžiku měření na jednom konci kolabuje tato vlnová funkce jako celek a pozorovatel na druhém konci se ihned dozvídá výsledek měření. Nejedná se o informaci v pravém slova smyslu, neboť výsledky měření nelze předem nijak ovlivnit, a tudíž touto cestou nelze přenášet zprávy a lorentzovská invariance není narušena. Jde o něco mnohem subtilnějšího, než je informace, ale přesto zřejmě zcela zásadního. V Lorentzových transformacích totiž vystupuje i časová složka, a právě čas se chová velmi podobně, jako onen entanglovaný pár v kvantové mechanice. Způsob, kterak se linie současnosti mezi vzdálenými objekty ve vesmíru neustále, a hlavně okamžitě přizpůsobují změnám jejich vzájemného potenciálu (funkce vzdálenosti a zrychlení) je doslova fascinující a velmi to opět připomíná strašidelné působení na dálku. Pokud vesmír nějak dokáže neustále, v každém okamžiku, „měřit“ polohu a změnu hybnosti každého objektu,

na základě těchto hodnot stanovovat vzájemné potenciály jednotlivých objektů a jim přiřazovat odpovídající linie současnosti, lorentzovská invariance je tím automaticky zachována, nezávisle na existenci či neexistenci podkladové plochy. Ba co víc, ona podkladová plocha (pokud by byla schopna přenášet signály vysoce nadsvětelnou rychlostí) může být dokonce nutná k tomu, aby právě toto vesmír dokázal.

Pokud jednu částici páru nalezneme náhodně ve stavu A , zaujme v tom samém okamžiku druhá částice stav B , bez ohledu na jejich vzájemnou vzdálenost. Jakým kanálem se spolu dorozumívají? Kvantová mechanika nám tu ve skutečnosti poodhaluje jedno z největších tajemství vesmíru.

Tímto problémem se zabývali po značnou část života např. David Bohm, Richard Feynman, John Wheeler, John Cramer a řada dalších. Principiální problém přitom nepředstavuje princip neurčitosti, který je jen pouhým důsledkem hlubších zákonitostí, jimiž se řídí příroda. Zásadní otázkou spíše je, proč mají částice vlnovou, či vlny částicovou povahu, jaká je skutečná fyzikální podstata děje zvaného kolaps vlnové funkce a jak je možné, že probíhá v celém prostoru naráz. Je primární entitou korpuskule a vlnová funkce teprve čímsi, co okolo sebe korpuskule vytvářejí, či je primární entitou vlna a kvanta jsou pouhou iluzorní záležitostí vznikající v důsledku neschopnosti atomární látky (tvořené, hodně zjednodušeně řečeno, celočíselným násobkem půlvln) vysílat a přijímat energii jinak, než po kvantech? KM na tyto otázky odpověď nezná, pouze našla vhodný matematický aparát simulující pozorované chování kvantových entit a schopný dávat poměrně rozsáhlé předpovědi, které jsou v souladu s pozorováním.

15.1.2.2. Kvantová teorie s pilotní vlnou

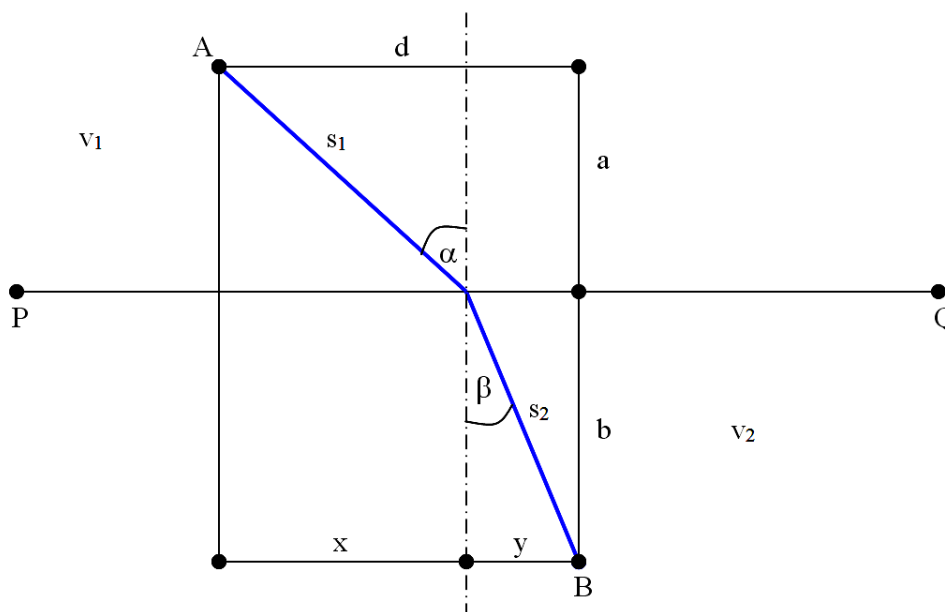
Výše popsané podivné chování kvantových objektů se v minulosti řada výzkumníků pokusila nějak rozumově uchopit a vysvětlit. Za tímto účelem vznikla celá řada modelů, přičemž ty nejzajímavější a nejživotoschopnější jsou založeny na myšlence kvantové teorie s pilotní vlnou formulované Ernestem Madlungem, která dává adekvátní kvantově mechanické předpovědi. V tomto modelu světa je primární entitou částice, která kolem sebe šíří vlnění podobně, jako loďka na vodní hladině. Interakcí mnoha částic (např. testovací částice + všechny částice tvořící experimentální aparaturu) dochází k interferenci vlnových příspěvků od každé ze zúčastněných částic (teoreticky od každé částice ve Vesmíru). Interferenci těchto vln vzniká v prostoru velmi složitý kvantový potenciál, který je obecně dosti obtížné spočítat a který nutí volnou testovací částici putovat mnohem pravděpodobněji v blízkosti minim tohoto potenciálu nežli jeho maxim. Pro jednoduchá uspořádání, pro něž se podařilo kvantový potenciál nalézt, se výsledky nikterak nelišily od předpovědi klasické kvantové teorie. V této souvislosti se někdy hovoří o Vesmíru jako o gigantickém hologramu, v němž každá část je latentním obrazem celku.

Podstatou této koncepce je představa, že kvantové objekty mohou existovat jako skutečné částice s ostrou hodnotou hybnosti a polohy (samozřejmě v rámci možností, které dovoluje zrnitost samotného prostoročasu), avšak jejich vlastnosti nemůžeme změřit s neomezenou přesností. Podle tohoto obrazu je chování částice v kvantovém světě určeno nějakým dodatečným polem, které se mění způsobem, jež nelze přímo pozorovat. Skryté změny tohoto pole pak určují chování částic na kvantové úrovni.

David Bohm navrhl, že u základního řádu v pozadí světa se jedná o pole tvořené nekonečným počtem překrývajících se vln a toto překrývání vln produkuje lokální jevy, jež vnímáme jako částice. Všechny tyto myšlenky jsou víceméně analogické přístupu ke kvantové mechanice, který vyvinul Richard Feynman pod názvem **kvantování dráhových integrálů**, o kterém jsme se krátce zmínili v prvním dílu knihy. Uvažujme nyní následující myšlenou situaci:

Budiž bod A stanovištěm plavčíka a bod B místem na moři, kde tonoucí zoufale volá o pomoc. Přímka procházející body P , Q budiž rozhraním mezi mořem a souší. Označme v_1 rychlost, kterou se plavčík, spěchající na pomoc tonoucímu, pohybuje po souši a v_2 rychlost, jíž se pohybuje v moři. Úkol zní

nalézt takovou trajektorii z bodu A do bodu B, po níž se plavčík dostane k tonoucímu za co nejkratší čas.



Obr. 207: K principu lomu paprsků

Z Pythagorovy věty pro délku trajektorie dostáváme

$$s = \sqrt{a^2 + x^2} + \sqrt{b^2 + y^2} \quad (15.1.1)$$

což je funkce dvou proměnných x, y , kterou dále upravíme na tvar

$$s = \sqrt{a^2 + x^2} + \sqrt{b^2 + (d - x)^2} \quad (15.1.2)$$

čímž jsme eliminovali proměnnou y . Pro čas t potom platí

$$t = \frac{s}{v} = \sum_{i=1}^2 \frac{s_i}{v_i} = \frac{\sqrt{a^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{b^2 + (d - x)^2}}{v_2}. \quad (15.1.2)$$

Nyní vypočteme derivaci času podle x :

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dx} &= \frac{d}{dx} \left(\frac{\sqrt{a^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{b^2 + (d - x)^2}}{v_2} \right) \\ &= \frac{1}{v_1} \frac{d}{dx} (a^2 + x^2) \frac{d}{du} \sqrt{u} + \frac{1}{v_2} \frac{d}{dx} (b^2 + d^2 - 2dx + x^2) \frac{d}{dw} \sqrt{w} = \\ &= \frac{1}{v_1} 2x \frac{1}{2\sqrt{u}} + \frac{1}{v_2} (2x - 2d) \frac{1}{2\sqrt{w}} = \frac{1}{v_1} \frac{x}{\sqrt{u}} - \frac{d - x}{v_2 \sqrt{w}} = \frac{1}{v_1} \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} - \frac{1}{v_2} \frac{d - x}{\sqrt{b^2 + (d - x)^2}} \\ &= \frac{\sin \alpha}{v_1} - \frac{\sin \beta}{v_2}. \end{aligned} \quad (15.1.4)$$

Pro minimální čas tak musí platit

$$\frac{dt}{dx} = 0 \quad (15.1.5)$$

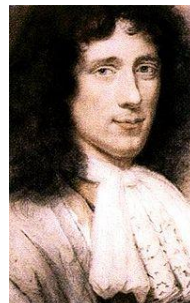
($t_{\max} = \infty$) takže dostáváme konečný výsledek pro hledanou dráhu

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}$$

(15.1.6)

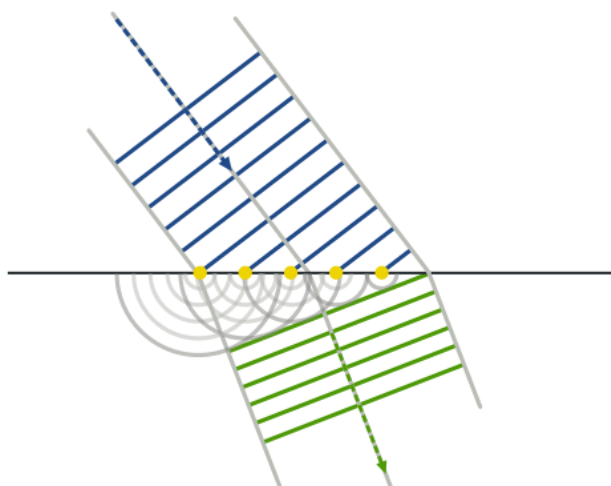


Willebrord Snellius (1580 – 1626)



Christiaan Huygens (1629 – 1695)

To je ovšem známý Snelliův zákon, který lze odvodit rovněž z Huygensova principu vlnové mechaniky a tedy např. i optiky (viz obr. 208). Podle tohoto principu lze v každém okamžiku každý bod na čele šířící se vlnoplochy chápat jako nový zdroj sekundárního vlnění. Nový tvar čela vlny o malý okamžik později lze pak určit jako vnější obálku vln, šířících se z těchto zdrojů.



Obr. 208: Vysvětlení Snellova zákona na základě Huygensova principu

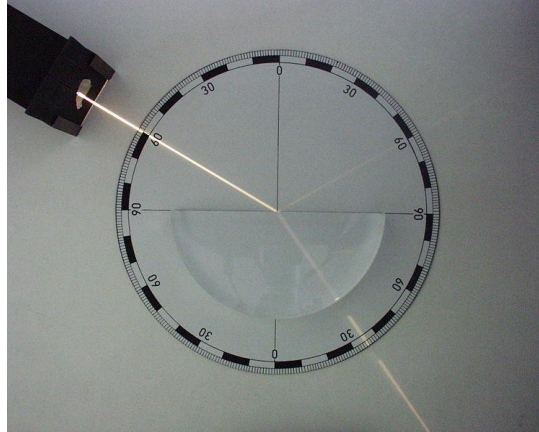
Fotony se tedy vždy šíří takovou cestou, která jim zabere minimální čas, což je věta známá jako **Fermatův princip**.



Pierre de Fermat (1601 – 1663)

Podle Feynmanovy metody kvantování dráhových integrálů je touto cestou právě ta, kde se rozdíl časů pro blízké dráhy blíží nule. Pro tyto dráhy se pravděpodobnosti skládají konstruktivně a posilují se.

Pro „bláznivé“ dráhy fotonů, které leží daleko od optimální dráhy s minimem času, se projevuje daleko větší rozdíl v časech pro blízké dráhy, pravděpodobnosti těchto drah se skládají destruktivně a vzájemně se vyruší. Namísto, aby se řeklo, že foton se šíří každou z možných cest, jejichž pravděpodobnosti se navzájem skládají, můžeme stejně tak uvažovat, že každou z možných cest se šíří pilotní vlna, která vytváří kvantový potenciál, jenž udržuje foton na cestě nejmenšího odporu, což bude zároveň cesta s minimem času.



Obr. 209: Demonstrace lomu světelného paprsku na rozhraní dvou optických prostředí s různým indexem lomu.

Vlnovou funkci částice můžeme obecně napsat jako

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\rho(\mathbf{r}, t)} \exp[i\phi(\mathbf{r}, t)], \quad (15.1.7)$$

kde

$$\rho(\mathbf{r}, t) = |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (15.1.8)$$

je úměrná hustotě pravděpodobnosti a

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \arg[\psi(\mathbf{r}, t)] \quad (15.1.9)$$

reprezentuje fázi vlnové funkce. Protože v řadě experimentů se zajímáme o $|\psi|^2$, zdálo by se, že fáze nehraje v kvantových procesech žádnou roli. Ve speciálně postavených interferenčních experimentech ji však přesto musíme brát v úvahu, jak se lze přesvědčit na příkladu Aharonova – Bohmova jevu.

Podobně je tomu rovněž v případě nízkoteplotních experimentů se supravodivými či supratekutými kvantovými systémy. V dynamice těchto kvantových kapalin a v jejich topologických vlastnostech hraje fáze dokonce rozhodující roli. Tyto soustavy jsou popsány tzv. **makroskopickou vlnovou funkcí**, která má tvar formálně shodný s (15.1.7), avšak ρ je zde úměrné nikoliv pravděpodobnosti nalezení částice, nýbrž přímo hustotě kondenzátu neboli makroskopickému počtu částic v základním kvantovém stavu. Fázový faktor ϕ je pak makroskopickou fází tohoto kondenzátu. Makroskopická vlnová funkce tvoří základ fenomenologického popisu všech kvantových kapalin. Pokud se u těchto kapalin nalézá obrovský počet částic v jediném kvantovém stavu, dostává vlnová funkce $\psi(\mathbf{r}, t)$ klasickou interpretaci. Kondenzát pak můžeme považovat za makroskopickou kvantovou částici.

Vlnovou funkci $\psi(\mathbf{r}, t)$ je rovněž možno formulovat pomocí klasické akce S a poté definovat dráhu částice pomocí Hamiltonova principu jako trajektorii, podél níž je akce S minimální. Vlnová funkce má v tomto formalismu tvar

$$\psi = |\psi| \exp\left(\frac{iS}{\hbar}\right) = |\psi| \exp(i\phi) = \sqrt{\rho} \exp\left(\frac{iS}{\hbar}\right), \quad (15.1.10)$$

s jehož pomocí lze formulovat tzv. **hydrodynamickou formu Schrödingerovy rovnice**, kterou poprvé publikoval již v roce 1926 Erwin Madelung. Dosadíme-li do klasické Schrödingerovy rovnice vlnovou funkci (15.1.10), dostaneme dvě nelineární rovnice:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \left(\frac{\rho}{m} \nabla S \right) = 0, \quad (15.1.11)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{2m} (\nabla S)^2 + V_s + Q_m = 0,$$

kde

$$Q_m = \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{\nabla^2 \rho}{\rho} + \frac{(\nabla \rho)^2}{\rho^2} \right) \quad (15.1.12)$$

je právě **kvantový potenciál**. Položíme-li

$$\mathbf{J} = \frac{\rho}{m} \nabla S, \quad (15.1.13)$$

kde \mathbf{J} značí proudovou hustotu částic, pak z první rovnice (15.1.11) dostaneme

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \quad (15.1.14)$$

což je rovnice kontinuity známá z klasické hydrodynamiky (odtud pojmenování **hydrodynamická forma Schrödingerovy rovnice**), popř. elektrodynamiky (jedná-li se o proud nabitých částic). Druhá rovnice (15.1.11) odpovídá klasické Jacobiho rovnici, v níž se ovšem vyskytuje nový člen Q_m tj. kvantový potenciál. Pro $Q_m = 0$ dostáváme rovnice klasické mechaniky.

Kvantovou mechaniku tak můžeme interpretovat jako klasickou mechaniku doplněnou o kvantový potenciál Q_m , který závisí na hustotě částic ρ a jejím gradientu. Vlnovou funkci ψ pak můžeme interpretovat jako kvantové pole doprovázející každou jednotlivou částici, dynamika částic je řízena gradientem fáze či akce a proudová hustota bude dána vztahem

$$\mathbf{J} = \frac{\rho}{m} \nabla S = \frac{\hbar}{m} \nabla \phi. \quad (15.1.15)$$

Hydrodynamická formulace Schrödingerovy rovnice, známá také jako **mechanika s kvantovým potenciálem**, smazává historicky vyhloubenou propast oddělující od sebe klasickou a kvantovou fyziku, zdůrazňuje jednotu našeho světa.

15.1.2.3. Pilotní vlna a Teorie skrytých proměnných

Na výše popsanou Madelungovu interpretaci s kvantovým potenciálem již o rok později navázal Louis de Broglie ve své **teorii pilotní vlny**. Stalo se tak na proslulé Páté Solvayově konferenci, která se konala roku 1927 krátce po konečné formulaci kvantové mechaniky, jež vešla ve známost jako **kodaňská** (podle působiště jejího hlavního protagonisty Nielse Bohra). Vévoda de Broglie zde poprvé představil alternativní formulaci kvantové mechaniky, která byla vůbec první rigorózně formulovanou **teorií skrytých proměnných**. De Broglieova teorie řešila záhadu částice a vlny tím nejprostším způsobem: de Broglie postuloval existenci skutečné vlny i skutečné částice. Teorie byla založena na představě, že ačkoli je např. elektron v podstatě klasickou částicí, jeho chování určuje tzv. **pilotní vlna**, která se řídí pravidly kvantové pravděpodobnosti a na elektron silově působí. Kvantové vlny spolu vzájemně interferují, čímž vznikají střídající se vzory maxim a minim, které pak ovlivňují pozorovatelný pohyb a uspořádání částic v prostoru prostřednictvím kvantového potenciálu, který na částice působí silou. Skrytou proměnnou je v této teorii přesná poloha částice.

15.1.2.4. Amplituda pravděpodobnosti coby druh silového pole

Předpokládejme, že se částice vlivem kvantových fluktuací prostoročasu posune náhodně v prostoru v Plackově čase o 1 Planckovu délku. Pokud ji v čase t_0 lokalizujeme v bodě \mathbf{r} vlnového klubka, pak v čase $t_0 + n \cdot t_h$ bude její nejpravděpodobnější pozicí povrch sféry vzdálené o $n^{1/3} \cdot l_h$ od bodu \mathbf{r} . Ve skutečnosti však je prostorová distribuce pravděpodobnosti nalezení částice dána kvadrátem normy vlnové funkce:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\hbar\pi^4 d^{\frac{5}{2}}} \int \int \exp\left(\frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{i\hbar} - \frac{(r-a)^2}{2d^2}\right) d^3\mathbf{r} \exp\frac{\frac{p^2}{2m}t - \mathbf{p}\mathbf{r}}{i\hbar} d^3\mathbf{p} \quad (15.1.16)$$

Vlnové klubko se tedy efektivně vskutku chová jako silové pole udržující částici blízko svého středu.

Pole pilotních vln velkého souboru částic vytváří komplikovaný dynamický kvantový potenciál v celém prostoru, na který jsou citlivá všechna kvanta. Kvantový potenciál v okolí stínítka (filtru) se dvěma štěrbinami se bude lišit od kvantového potenciálu v okolí stínítka s otevřenou pouze jedinou štěrbinou. Kvantum, které do takového prostředí vstoupí, se octne v jakémsi „morfogenetickém“ poli, které okamžitě reaguje na aktuální stav filtru. Částice tak bude setřásána do minim kvantového potenciálu a ta se budou u různých filtrů (s různým počtem štěrbin) pochopitelně lišit. To je důvod, proč přítomnost druhé štěrbinou ovlivňuje stav částice, která se při tom rozhodla projít pouze tou první.

Tato myšlenka se zdánlivě ocitla v kritických potížích, když v roce 1932 von Neumann uveřejnil svoji převratnou knihu o kvantové teorii, která obsahovala mimo jiné i údajný „důkaz“, že žádná teorie se skrytými proměnnými nemůže náležitě popsat chování objektů v kvantovém světě. Protože byl von Neumann jedním z nejšpičkovějších matematiků své doby, nikoho nenapadlo hlouběji zkoumat jeho myšlenkový postup a existujících problémů v jeho argumentaci si tak zpočátku nikdo nevšiml.

Na vcelku školáckou chybu ve von Neumannově důkazu upozornila jako první matematicka Grete Hermannová v roce 1935, podrobnější matematický rozbor celého von Neumannova omylu pak zveřejnil John Bell dokonce až v roce 1966.



John von Neumann (1903 – 1957) Grete Hermann (1901 – 1984)

Začátkem 50. let minulého století se americký fyzik David Bohm spolu s dalšími badateli pustili do rozvoje takové interpretace kvantové mechaniky, která se nese v duchu teorií skrytých proměnných a funguje přitom v konfrontaci s experimentální realitou stejně dobře, jako klasická kodaňská interpretace. Nicméně pohled na kvantovou skutečnost, jež skýtá, je zcela odlišný. Bohm tento svůj pohled na podstatu skutečnosti shrnul v knize *The Ghost in the Atom*.

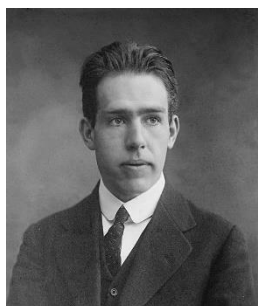
Podle Bohmovy interpretace mají částice vždy ostrou hodnotu polohy i hybnosti, avšak jakýkoliv pokus o jejich změření rozmaže tyto informace změnou pilotní vlny související s částicemi. „Šťouchnutí“ do pilotní vlny na jednom místě (např. změřením polohy elektronu) okamžitě změní tvar pilotní vlny všude jinde, což ovlivní všechny částice ve sféře jejího působení. Protože způsob, jakým pilotní vlna ovlivňuje částice, určuje zpětně její tvar, nezáleží na tom, jak silná vlna na tom či onom místě je. Dokud do příslušného místa vlna zasahuje, změna jejího tvaru ovlivňuje všechny tamní částice. Klíčové přitom je, že pilotní vlna na poruchu v jednom konkrétním místě reaguje okamžitě v celém svém objemu. Sama pilotní vlna má tedy nelokální charakter.

Bell v roce 1966 dokázal, že teorie skrytých proměnných mohou fungovat právě za předpokladu nelokálnosti. Zároveň ale ukázal, že nelokálnost musí zahrnovat dokonce každá myslitelná interpretace kvantové reality. Bell v tomto roce publikoval své slavné nerovnosti, jejichž narušení znamenalo, že je jednou pro vždy potřeba zavrhnout pojem **lokální skutečnosti**. Slovo „lokální“ v této souvislosti znamená, že neexistuje žádná komunikace rychlejší než světlo ve vakuu a slovem „skutečnost“ je míněna existence světa nezávisle na našich pozorováních. Jakmile bylo experimentálně potvrzeno, že příroda vskutku Bellovy nerovnosti porušuje, bylo ihned zřejmé, že se musíme minimálně jednoho z těchto dvou pojmů vzdát.

Máme-li být úplně přesní, pak Bellova nerovnost ve skutečnosti vlastně vůbec nezávisí na kvantové mechanice. Porušení Bellových nerovností vyžaduje zavržení lokální skutečnosti dokonce i v případě, že by se časem kvantová mechanika ukázala být úplnou teorií. Vlnová funkce, ačkoliv zřejmě stojí v samých základech fyzikální reality, se sama poněkud vymyká čemukoli, co jsme zvyklí nazývat fyzikálním systémem. Jednak není přímo pozorovatelná – lze ji detekovat pouze pomocí částic. Na tom by nebylo nic až tak zvláštního – např. fyzikální pole lze detekovat rovněž jen s pomocí testovacích částic. Mnohem závažnější vlastností vlnové funkce je právě skutečnost, že se může měnit v celém prostoru naráz. Změny se v ní šíří takovou závratnou rychlostí, že v rámci přesnosti našeho měření času dané Planckovou škálou, nastávají v celém prostoru jakoby současně.

Bohm myšlenku, že vše je propojeno se vším, jakož i okamžitě ovlivňováno veškerými událostmi ve vesmíru prostřednictvím pilotní vlny, dále rozvinul. Vystoupil s názorem, že zdánlivě nezávislé objekty ve skutečnosti reagují na určitý proces, který probíhá v pozadí.

John Bell později navrhl, aby se de Broglieova teorie se všemi důsledky z ní plynoucími nazývala **theory of beable variables** (veličin existujících nezávisle na pozorování), v protikladu k **theory of observable variables** (veličin vznikajících až coby důsledek pozorování), jíž prosazoval Niels Bohr. Tzv. **de Broglieova – Bohmova formulace kvantové mechaniky** tvoří jeden z přístupů k základům kvantové mechaniky, který je dnes předmětem stoupajícího zájmu.



Niels Henrik David Bohr (1885 – 1962) David Joseph Bohm (1917 – 1992) Yakir Aharonov (1932)

Na rozdíl od *theory of observable variables* činí tato teorie víc, než jen pouhé statistické předpovědi – dopodrobna totiž popisuje, co se děje v každém jednotlivém experimentu. Vlna při svém vývoji v čase ovlivňuje pohyb částice, a při tom porušuje relativitu současnosti, neboť zákon, který určuje vliv vlny na částici, může platit pouze v jediném souřadném systému. Má-li to celé dávat smysl, musí existovat preferovaná soustava, jejíž hodiny odměřují preferovaný čas.

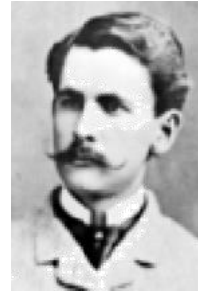
Dokud kontrolujeme předpovědi kvantové mechaniky jen na statistické úrovni, nemusíme se ptát, jak byly tyto korelace ve skutečnosti ustanoveny. Jakmile se ale snažíme pokročit od statistické předpovědi k příčinám, tj. k teorii skrytých proměnných, dochází ke konfliktu s relativitou současnosti. Aby teorie skrytých proměnných fungovala, musí přijmout definici současnosti pouze jediného – preferovaného – pozorovatele (rozuměj preferované soustavy). To ale navrací zpět do hry koncept absolutního klidu a absolutního pohybu, který zde existoval před Einsteinem.

15.1.3. Co kdyby Einstein nikdy nežil?

První experimentální výsledky svědčící o tom, že náležité vysvětlení chování světla vyžaduje dramatickou změnu způsobu, jakým do té doby fyzikové na svět nahlíželi, se objevily již v roce 1887, kdy Michelson a Morley oznámili své definitivní experimentální výsledky. V těchto experimentech spolu interferovaly dva navzájem kolmé paprsky světla. Pokud by ve směru pohybu Země okolo Slunce byla jiná rychlost světla než kolmo na tento směr, výsledný interferenční obrazec by se měnil během pootáčení celé aparatury o různé úhly. Nic takového ale nenastalo.

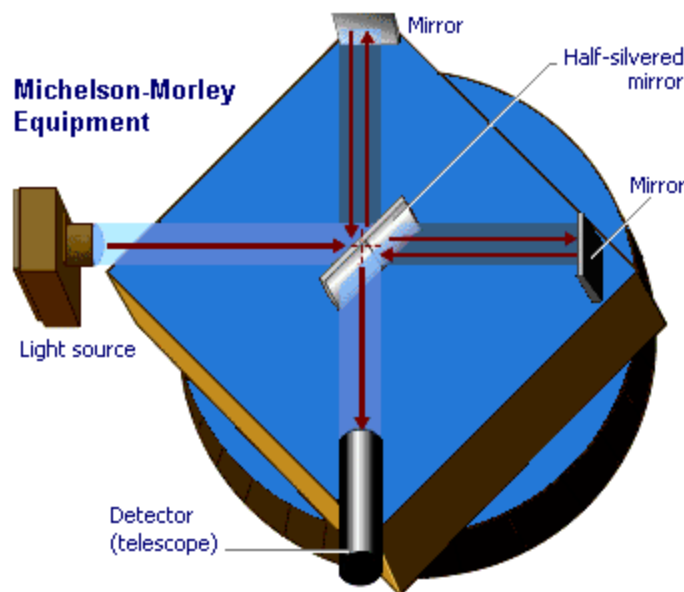


Albert Abraham Michelson (1852 – 1931)



Edward Williams Morley (1838 – 1923)

V roce 1889 nabídl irský fyzik George Fitzgerald vysvětlení výsledků Michelsonova – Morleyova experimentu. Okolnost, že se při tomto experimentu nepodařilo naměřit jakoukoli změnu rychlosti světla s ohledem na směr, kterým se světlo pohybovalo relativně k Zemi, mohla být podle něj důsledkem smršťování celé experimentální aparatury (i samotné Země) ve směru pohybu.



Obr. 210: Schéma Michelson – Morleyova experimentu

Problém by to vyřešilo, neboť by tak rychlost světla relativně k Zemi sice závisela na pohybu Země „éterem“, ale měřicí aparatura by se smršťovala přesně v potřebné míře, aby to vyvolalo iluzi, že rychlost světla je stále c .

V 90. letech 19. století stejnou myšlenku nezávisle předložili i Hendrik Lorentz a Jules Henri Poincaré, dovedli ji však mnohem dále než Fitzgerald. V roce 1904 odvodil Lorentz soubor rovnic známý jako **Lorentzovy transformace**, jež popisují, jak se z pohledu pozorovatelů, kteří se pohybují odlišnými rychlostmi, transformují nejen délka pohybujícího se tělesa, nýbrž i čas a další veličiny. Své transformační rovnice Lorentz odvodil proto, aby matematicky popsal, jak by se elektromagnetická

pole jevila různým pozorovatelům. Tyto transformace totiž do Maxwellových rovnic vkládají relativní rychlosti pozorovatelů.

O rok později Albert Einstein ukázal, že tytéž transformační rovnice se hodí i pro popis mechanických systémů a jejich transformací z pohledu pozorovatelů pohybujících se různými rychlostmi. Ukazují, jak se z pohledu různě rychlých pozorovatelů jeví odlišně nejen délka a čas, nýbrž také rychlost, a dokonce i hmotnost, hybnost a energie pohybujících se těles.

Lorentzovy výzkumy elektromagnetismu Einsteinovi posloužily coby odrazový můstek při odvozování speciální teorie relativity. Klíčovým pojmem speciální teorie relativity je předpoklad, že vesmír a fyzikální zákony by se měly jevit stejně všem pozorovatelům, nehledě na to, jak se pohybují. Tento předpoklad je znám jako **Lorentzova invariance**.

Bell poukázal na možnost, že „nejlacinějším řešením“ celé záhady kvantového světa je návrat k tomu druhu relativity, který existoval před Einsteinovou verzí, tedy k teorii, kterou vytvořili vizionáři jako Fitzgerald, Lorentz a Poincaré na základě předpokladu o reálné existenci „éteru“, to jest absolutního prostoru, na jehož pozadí probíhají veškeré fyzikální procesy.



George Francis FitzGerald (1851 – 1901)



Jules Henri Poincaré (1854 – 1912)



Hendrik Antoon Lorentz (1853 – 1928)

Dle těchto úvah tzv. **preferovaná souřadnicová soustava** vskutku existuje, ale naše měřicí přístroje jsou pohybem zdeformovány právě tak, aby to zajistilo, že se nám nikdy nepodaří detekovat žádný pohyb „skrze absolutní prostor“ (nebo „relativně k němu“). Existence preferované soustavy souřadnic má velmi zajímavý důsledek: Přestože se věci v této soustavě mohou pohybovat rychleji než světlo, v ostatních souřadnicových soustavách, ve kterých se vlivy šíří jak rychleji než světlo, tak zpátky v čase, je to jenom určitým druhem optické iluze.

Pakliže existuje preferovaná soustava souřadnic, hodiny v této soustavě budou odtikávat preferovanou rychlostí času. Jedním rázem se tím obnovují jak Newtonův absolutní prostor, tak jeho absolutní čas. Pouze v Einsteinově verzi relativity, ve které jsou si všechny souřadnicové soustavy vzájemně ekvivalentní, platí, že pohyb rychlejší, než světlo znamená rovněž „skutečný“ pohyb zpátky v čase.

Bell tyto představy rozvinul v knize [*Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*](#). Ukázal, jak použití předeinsteinovské myšlenky preferované soustavy souřadnic, kombinované s experimentálním faktem, že pohyb relativně k této soustavě souřadnic nepozorujeme, vede k obvyklé formě Lorentzových transformačních rovnic, takže nelze experimentálně určit, která ze dvou rovnoměrně se pohybujících soustav je opravdu v klidu a která se pohybuje.

Poukáží v této souvislosti ještě na jednu záhadu, která znepokojuje vědce po řadu desetiletí – záhadu setrvačnosti. Má-li těleso změnit směr svého pohybu, nebo se začít pohybovat rychleji či pomaleji – na to vše je potřeba energie. Ale jak vlastně objekt „ví“, že se jeho pohyb mění (nebo nemění)?

V takovém vesmíru, jaký známe, se chování těles podle všeho jeví jakoby svoji rychlost „měřila“ vzhledem k průměrné poloze (resp. k těžišti) veškeré hmoty ve vesmíru. Známé je to jako **Machův princip**. Einsteina tento princip při jeho formulaci obecné teorie relativity výrazně ovlivnil. Je ovšem poněkud ironií, že přes veškeré Einsteinovy snahy obecná teorie relativity ve skutečnosti Machův princip či původ setrvačnosti nevysvětluje. Má-li však Machův princip jakýkoli pravdivý základ, pak

ve vesmíru existuje preferovaná souřadnicová soustava.

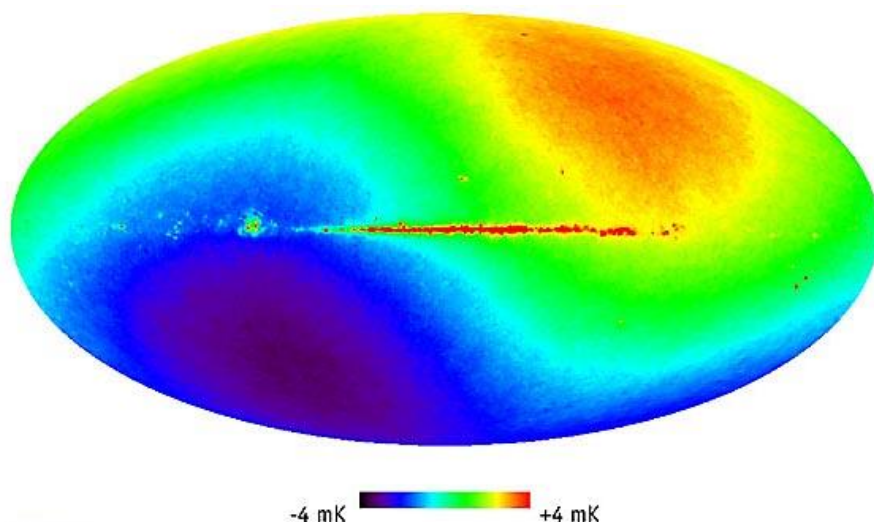


Ernst Mach (1838 – 1916)

Víme, že se vesmír rozpíná. Preferovanou souřadnicovou soustavou, specifikovanou průměrným rozložením veškeré hmoty ve vesmíru, je pak ta, ve které toto rozpínání probíhá dokonale rovnoměrně do všech směrů. Víme též, že v prvních okamžicích svého zrodu byl vesmír vyplněn superhorkou „polévkou“ elektromagnetického záření. Toto záření od té doby natolik ochladlo, že se přeměnilo ve slabý mikrovlnný rádiový šum o teplotě něco málo pod 3 K, dodnes takřka rovnoměrně vyplňující celý vesmír. Pozorovatel se tudíž nachází v klidu vůči preferované souřadnicové soustavě vesmíru i tehdy, když se nepohybuje relativně k reliktnímu záření kosmického pozadí. Preferovanou souřadnicovou soustavu nám tak nabízí dokonce samotné elektromagnetické pole. Např. sluneční soustava se v současnosti pohybuje vůči prostoru rychlostí $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ve směru souhvězdí Iva.

Tento pohyb vůči absolutnímu prostorovému pozadí je dobře viditelný na počítačově neupravených snímcích ze sondy Planck Explorer, která v roce 2012 přinesla dosud nejpřesnější snímky této kosmické radiace, jež je reliktem po horkém období vesmíru krátce po velkém třesku.

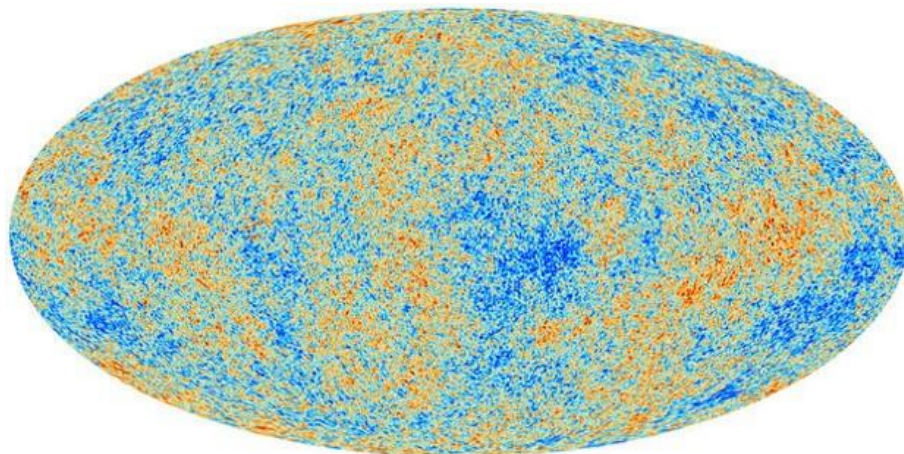
Modrá oblast na Obr. 211 je dopplerovský modrý posuv reliktního záření o 4 mK směrem k vyšším teplotám (kratším vlnovým délkám) oproti průměrné hodnotě, způsobený relativním pohybem (přibližováním se) Sluneční soustavy vzhledem k této oblasti ve Vesmíru. Obdobně červená oblast na opačné straně vesmíru je dopplerovský rudý posuv reliktního záření o 4 mK směrem k nižším teplotám (větším vlnovým délkám), způsobený vzdalováním se Sluneční soustavy od tohoto místa na obloze.



Obr. 211: Dopplerovský záznam pohybu Sluneční soustavy vzhledem k reliktnímu pozadí vesmíru

Horká linie uprostřed snímku představuje další rušivý element způsobený zářením hvězd v rovině naší vlastní Galaxie, která představuje tenký disk, skrz který hledíme do hlubokého vesmíru. Veškeré tyto

efekty je potřeba nejprve odečíst, abychom nakonec získali čistý obraz reliktního vesmírného pozadí i s prvotními fluktuacemi, jež snad představují prvotní zárodky dnešních galaxií – viz Obr. 212.



Obr. 212: Reliktní pozadí Vesmíru po odečtení dopplerovských a dalších rušivých vlivů

Zajímavým důsledkem těchto úvah je i fakt, že Einsteinovy rovnice produkují správný druh machovských vlivů, pouze pokud je ve vesmíru dostatek hmoty, aby se prostoročas gravitačně zakřivil „sám do sebe“. V otevřeném vesmíru, zasahujícím ve všech směrech do nekonečna, nelze rovnice žádným způsobem uvést do rovnováhy s konečným množstvím setrvačnosti. Obvykle to sloužilo jako argument proti tvrzení, že obecná teorie relativity zahrnuje Machův princip, protože se lidé domnívali, že vesmír nutně musí být otevřený. Nyní však máme dostatek přesvědčivých důkazů, že vesmír je ve skutečnosti uzavřený.

Astronomka Eleonora Di Valentino z britské Manchester University a její kolegyně s využitím dat evropské vesmírné observatoře Planck zveřejněných roku 2018 dokládají, že náš vesmír je zakřivený a uzavřený. Jejich výzkum uveřejnil časopis Nature Astronomy.

Badatelé vyšli z principu gravitačních čoček. Ve své studii se přitom zaměřili právě na reliktní mikrovlnné záření vesmíru (CMB). Z pozorování observatoře Planck a obzvláště z dat zveřejněných v roce 2018 plyne, že reliktní záření je gravitačně čočkováno silněji, než by podle stávajících modelů mělo být. Tým Planck Collaboration tomu říká anomálie Alens a doposud šlo o velkou záhadu. Podle týmu Di Valentino pro pozorovanou anomálii nabízí solidní fyzikální argumenty právě uzavřený vesmír.



Eleonora Di Valentino (1986)

15.1.3.1. Privilegovaný systém - návrat ztraceného syna

V minulých dílech jsme si ukázali, že řada problémů současné fyziky by se značně zjednodušila, pokud by existovala preferovaná globální soustava. Máme zde však přímý rozpor mezi fyzikální potřebou existence takové soustavy a principem relativity, který to současně zakazuje. První věc, již jsme si všimli, je, že vesmír skutečně volí jeden preferovaný stav klidu. Pokud pozorujeme vesmír teleskopy, vidíme, že drtivá většina galaxií se od nás vzdaluje ve všech směrech stejnou rychlostí závislou na vzdálenosti od nás. To ale může platit jen pro jedinou preferovanou soustavu ve vesmíru. Pokud by se nějaký pozorovatel pohyboval vůči této soustavě vysokou rychlostí, vnímal by galaxie, ke kterým směřuje, jako pomalejší než ty, které nechává za sebou. Dalším způsobem, kterak vybrat preferovanou soustavu ve vesmíru, je reliktní záření, o kterém jsme rovněž hovořili. Pozoruhodné je, že tyto dvě jmenované preferované soustavy spolu přesně splývají – galaxie se v průměru jeví v klidu vůči stejné soustavě, ve které na nás dopadá reliktní záření ze všech směrů se stejnou teplotou. Vůči této preferované soustavě se Sluneční soustava pohybuje rychlostí přibližně 400 km/s, což činí v porovnání s rychlostí světla jen asi jedno promile.

Na menších měřítkách je však princip relativity inerciálních systémů velmi dobře experimentálně otestován. Předpovědi Einsteinovy teorie relativity jsou potvrzeny množstvím experimentů, z nichž mnohé lze chápat jako testy existence preferované soustavy ve vesmíru. Máme zde tedy opět protichůdné výsledky pozorování – na kosmologických měřítkách existují doklady o preferované soustavě, na menších měřítkách ale důkazy hovoří ve prospěch principu relativity. A co je ještě zajímavější, v subkvantových mikroměřítkách, s jakými pracuje teorie strun, smyčková kvantová gravitace a mnohé další, nás fyzika opět vede k existenci preferovaného systému souřadnic, neboť všechny tyto teorie stojí a padají s invariancí velikosti Planckovy délky, která by se měla jevit stejná všem pozorovatelům, ať už se pohybují, jakkoliv rychle. Stojíme tedy před velkým hlavolamem, jehož tajemství se podařilo poodhalit teprve nedávno.

15.1.3.2. Planckovská invariance

Ukázalo se, že obecná teorie relativity může být přeformulována jako teorie s preferovanou synchronizací času napříč celým vesmírem. Tato preferovaná volba synchronizace je určena rozložením hmoty ve vesmíru. Konceptů OTR s preferovanou soustavou bylo navrženo ve skutečnosti několik. Různé verze této teorie nesou názvy jako **tvarová dynamika**, **OTR bez časoprostorové kovariance**, **gravitace s intrinsickým časem** apod. Teorie zhruba říkají, že nemá smysl porovnávat objemy vzdálených objektů. Co zůstává invariantní, je pouze objem celého vesmíru. Pokud tedy na jednom místě vše zmenšíme, musí existovat další oblast, která to vyrovná zvětšením tak, aby se objem vesmíru neustále zachovával. V této teorii pak existuje jediná rychlost, kterou plyne čas napříč celým vesmírem.

V OTR je naproti tomu objem univerzální, zatímco čas relativní. Ve skutečnosti jsou tyto dvě teorie navzájem duální, neboť prostřednictvím důmyslného matematického triku lze relativitu času za relativitu objemu zaměnit. Fyzikální obsah těchto dvou popisů je stejný a jakákoliv fyzikální otázka bude mít v obou teoriích stejnou odpověď. Zatímco v OTR žádný preferovaný čas neexistuje, v duální teorii ano.

Tento globální koncept času má za důsledek, že pro každou událost v čase existuje preferovaný pozorovatel, jehož hodiny měří jeho plynutí. Neexistuje však způsob, kterak nalézt tohoto pozorovatele prostřednictvím lokálního měření – volba speciálního globálního času je určena tím, jak je rozložena hmota napříč celým vesmírem. Proto na měřítkách mnohem menších než vesmír, souhlasí

experimenty s principem relativity, zatímco v kosmologických měřítkách je splněna potřeba globálního času.

Ted Jacobson, který se zabývá smyčkovou kvantovou gravitací a jako první našel přesná řešení Wheelerovy – DeWittovy rovnice, již dlouhá léta úspěšně rozvíjí teorii s privilegovanou soustavou. K obdobným vizionářům tohoto druhu, patří např. Holger Nielsen, jakož i nositelé Nobelovy ceny za fyziku Robert Laughlin a Grigorij Volovik, kteří vycházejí z myšlenky, že princip relativity by mohl být emergentním jevem a platí tedy přesně jen v makroměřítkách, jak si vysvětlíme v následujícím odstavci.



Holger Bech Nielsen (1941)



Robert Betts Laughlin (1950)



Grigorij Jefimovič Volovik (1946)

Další zajímavý krok byl učiněn v rámci teorie známé jako **Doubly Special Relativity** (DSR), spojené zejména s prací autorů Giovanniho Amelino-Camelii a João Magueija. Einsteinova speciální teorie relativity stojí na dvou postulátech: prvním z nich je relativita pohybu, druhým je invariance rychlosti světla (Lorenzova invariance). Až do nedávné doby nebylo známo, že lze sestavit konzistentní teorii s pozměněným druhým postulátem. V této nové verzi teorie relativity je kladen požadavek na platnost nejen lorentzovské invariance (nezávislost rychlosti světla na pohybu pozorovatele), ale současně je vyžadována platnost tzv. **planckovské invariance**, tedy nezávislosti Planckovy délky na rychlosti pohybu pozorovatele – *Planckova délka se jeví stejná ve všech vztažných soustavách*.



Giovanni Amelino-Camelia (1965)



João Magueijo (1967)

Motivace pro tuto konstrukci je jednoduchá – vyjdeme-li z představy, že Planckova buňka je nejmenším kvantem prostoru a Planckova energie naopak největším kvantem energie, pak se přirozeně vkrádá otázka, jak zachovat invarianci Planckovy délky a Planckovy energie vůči všem pozorovatelům, nezávisle na jejich relativní rychlosti. Právě tento zjevný problém si poprvé uvědomil v roce 1999 Giovanni Amelino-Camelia. Vytvořil teorii, podle které se na subkvantových rozměrech relativistický efekt kontrakce délek odchyluje od předpovědí STR a na Planckově délce limitně zcela vymizí



Vladimir Alexandrovič Fok (1898 – 1974)



Andreas Albrecht (1957)



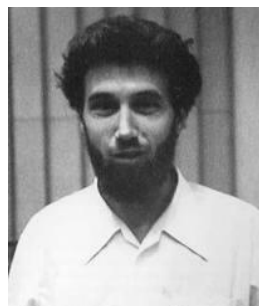
John Moffat (1932)

V roce 2000 Joao Magueijo, Andreas Albrecht, John Moffat a Lee Smolin rozpracovali modifikaci speciální teorie relativity založené právě na invarianci Planckovy délky. Jejich práce byla vystavěna na stařícké a téměř zapomenuté myšlenkové konstrukci Vladimira Focka. Problém spočíval v tom, kterak zachovat principy STR ale pozměnit její pravidla tak, aby se všichni pozorovatelé shodli nejen na univerzální hodnotě rychlosti světla ale také na univerzální hodnotě Planckovy délky. Konstantní rychlostí se v této konstrukci pohybují pouze fotony s energií malou ve srovnání s Planckovou energií.

Nezávisle na této práci použil Giovanni Amelino-Camelia aparát matematické **teorie kvantových grup** rozvinuté britským matematickým fyzikem Shahn Majidem. Majidovým cílem bylo najít jednotné matematické vyjádření základních pojmů teorie relativity a kvantové teorie. Dospěl k revolučnímu zobecnění klasických symetrií ve formě kvantových grup a následné modifikaci Einsteinovy teorie relativity v kontextu tzv. **nekomutativní geometrie** – objevu matematického fyzika Alaina Connese. Jedním z velkých úspěchů nekomutativní geometrie je, že vede přímo ke standardnímu modelu. Přepíše-li se Maxwellova elektrodynamika do nejjednodušší možné nekomutativní geometrie, dostaneme WSG elektroslabé sjednocení. Jinými slovy, automaticky se vynoří Higgsovo pole i elektroslabá interakce.



Shahn Majid (1960)



Alain Connes (1947)

Tento matematický aparát se ukázal nezbytným k úspěšnému vyjádření DSR. V teoriích DSR cestují fotony s vyšší energií nepatrně rychleji než nízkoenergetické fotony. Pokud se však jejich energie blíží Planckově energii, roste jejich rychlost nade všechny meze. Protože ve velmi raném vesmíru panovaly obrovské teploty a energie, byla podle DSR rychlost světla mnohem větší. Pokud by se potvrdila platnost DSR, mohly by se stát inflační kosmologické modely (o nichž jsme hovořili v pátém dílu) zbytečnými, neboť všechny oblasti vesmíru kdysi mohly být v kauzálním kontaktu, a tudíž dokázaly snadno synchronizovat svoji teplotu.



Jerzy Kowalski-Glikman (1970)



Laurent Freidel (1968)

Roku 2001 se výše jmenované skupině teoretiků za významného příspěví polského fyzika Jerzy Kowalskiho-Glikmana a francouzských teoretiků Laurenta Freidela a Etera Livina podařilo prokázat logickou bezspornost celé teorie na modelu třírozměrného prostoročasu. Na planckovských rozměrech podle této nové teorie existuje absolutní vztažná soustava, umožňující absolutně rozlišit pohyb a klid částic.

15.1.3.3. Emergentní povaha času

Jakkoli observační údaje dosud nepotvrdily poněkud extravagantní předpověď DSR stran rozdílné rychlosti fotonů různých vlnových délek, vede diskretizace prostoru ve skutečnosti k přirozenému zachování planckovské invariance i bez potřeby DSR. Jak se blížíme k planckovským rozměrům, stává se pohyb stále méně spojitým, což zcela přirozeně generuje narušení lorentzovské invariance v těchto měřítkách.

Subkvantová mechanika vede k takovému druhu pohybu, při kterém se jeden kvantion rozpadá, aby byla jeho identická kopie vzápětí kreována o diskrétní krok (Planckovu buňku) dále. Kauzální souvislost mezi oběma stavy – minulým a následným – je zde odlišná od makroskopické kauzální souvislosti vyžadující zachování lorentzovské invariance.

Lze to demonstrovat na příkladu pohybu světelného odrazu, nebo třeba konce rotující tyče, kde rovněž neexistuje přímá příčinná souvislost mezi předchozím a následným stavem. Tyto objekty proto nejsou ve svém pohybu vázány lorentzovskou invariancí a jejich tvar se při pohybu lorentzovky nedeformuje. Nemění se dokonce ani při dosažení rychlosti světla a mohou bez problému rychlost světla překonat.

Pro důkaz si můžeme představit rotující laserové ukazovátka, které obklopíme kruhovou stěnou o poloměru 1 km a poté roztočíme rychlostí 300 000 otáček za sekundu. Od rozsvícení laseru bude trvat zlomek sekundy, než světlo dorazí ke stěně a zanechá na ní světelný bod (odraz). Od této chvíle během jediné sekundy oběhne světelný bod stěnu 300 000-krát. Urazí přitom vzdálenost $300\,000 \cdot 2\pi$ kilometrů. To však znamená, že se odraz pohybuje 2π -násobkem rychlosti světla a zcela očividně tedy porušuje lorentzovskou invarianci. Zcela přirozeně si také zachovává svoji vlastní invarianci tvarovou a rozměrovou. V opačném případě by se totiž již po dosažení rychlosti světla smrštil na nulu a přestal by být viditelným. Při své nadsvětelné pouti by nabyl dokonce imaginárního obsahu své plochy (záporné číslo pod odmocninou v Lorentzově transformaci délky). Nic takového se však zjevně nestane. Experiment je realizovatelný již soudobými prostředky – v laboratoři dokážeme roztočit sice malé, leč makroskopické objekty rychlostí až 10 000 000 otáček za sekundu.

Když budeme snižovat rozlišení, pod kterým prostor pozorujeme, resp. budeme sledovat objekty složené ze stále většího počtu částic, nastane dekoherence a původně diskrétní posuny elementů prostorové mříže budou stále hůře rozeznatelné. Pohyb pozorovaného objektu jako celku se začne stávat stále více spojitým, ačkoli jeho jednotlivé elementy budou vykonávat stále jen diskrétní kroky. Díky dekoherenci těchto kroků však již jejich diskrétní charakter nebude relevantním pro pohyb

objektu jako celku. Původně diskrétní pohyb subkvantových elementů tak díky jevu emergence vede ke spojitému charakteru pohybu objektu, zachovávajícímu lorentzovskou invarianci.

K tomuto posunu od narušení lorentzovské invariance k jejímu přesnému zachování nedochází skokově, což je pro jevy dekoherence a emergence dosti typické. Naopak, existuje pozvolný přechod od diskrétně hopskajících subkvantových objektů ke spojitě plynoucím makroobjektům, který nazýváme kvantovým světem.

V celé teorii relativity je vždy deformace času jistým způsobem duální k deformaci prostoru. Pro vysvětlení našich pozorování můžeme vždy použít jedno, či druhé. Co Bob vysvětlí zpomalením chodu hodin v soustavě Alice, to je pro Alici jen důsledkem deformací prostorových délek v soustavě Boba, a naopak.

Srozumitelně lze tento princip demonstrovat na příkladu pohybu mionů v tzv. **sekundárním kosmickém záření**: to vzniká v horních vrstvách atmosféry interakcí tzv. **primárního kosmického záření** přicházejícího z hlubin vesmíru, s atomy vzduchu. Mion, který vznikne takovouto interakcí ve výšce zhruba 9 km nad zemským povrchem, se rozpadá natolik rychle, že by podle klasické fyziky měl urazit pouhých 450 m, což by mu znemožnilo dosáhnout povrchu. Experimenty však dokládají, že miony dopadají na zemský povrch ve velmi hojném počtu – dokonce se jedná na hladině moře o majoritní složku sekundárního kosmického záření. Tento zdánlivý rozpor vysvětlují právě Lorentzovy transformace: Pozorovatel na Zemi snadno spočítá, že díky vysoké rychlosti mionu ubíhá čas v soustavě mionu zhruba 20-krát pomaleji, takže mion z hlediska soustavy spojené se Zemí žije 20-krát déle, než z hlediska své vlastní soustavy. To mu umožňuje urazit 20-krát větší vzdálenost a dosáhnout zemského povrchu.

Nyní si na chvíli představme hypotetického kvantového pozorovatele cestujícího uvnitř mionu. Jeho hodiny od chvíle zrození mionu neúprosně odtikávají čas jeho života, který činí pouhé 2,2 μs . I když se řítí k Zemi rychlostí blízkou rychlosti světla, snadno si spočítá, že za tak krátkou dobu urazí nanejvýš 450 m. Protože se však výsledek téhož experimentu nazíraný z různých soustav nemůže lišit, bude mu oněch 450 m muset stačit k tomu, aby dosáhl zemského povrchu. To však neznamená nic jiného, než že se z hlediska soustavy spojené s mionem jeví prostorová vzdálenost mion – Země 20-krát kratší, než je tomu z hlediska soustavy spojené se Zemí.

Zatímco jeden pozorovatel použil k vysvětlení svého pozorování dilataci času, druhý pozorovatel vysvětlil své pozorování téhož jevu kontrakcí délek. Obě dvě vysvětlení jsou přitom duální v tom smyslu, že vedou ke shodné předpovědi – srážce mionu se Zemí.

Uvažujme jiný příklad: kladné a záporné náboje téže velikosti s lineární hustotou τ rovnoměrně rozložené na přímce (typicky uvnitř rovného vodiče). Jsou-li oba druhy náboje v klidu, bude tato přímka elektricky neutrální.

Představme si nyní, že náboje jednoho znaménka, např. záporné, se začnou pohybovat rychlostí u . Podle zákona o kontrakci délek vzroste lineární hustota záporných nábojů na $-\gamma\tau$ a přímka se stane nabitou s hustotou $\tau(1 - \gamma)$, kde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{u}{c}$.

Máme-li nyní dvě takové, pro jednoduchost identické rovnoběžné přímky (typicky dva rovnoběžné vodiče) ve vzájemné vzdálenosti r , budou na sebe působit elektrickou silou

$$f_e = \frac{\tau^2(1-\gamma)^2}{2\pi\epsilon_0 r}. \quad (15.1.17)$$

Abychom určili celkovou sílu působící na jednotku délky druhé přímky, musíme určit zvlášť sílu působící na kladné a záporné náboje. Na kladné náboje působí zřejmě síla

$$f = \frac{\tau^2(1-\gamma)}{2\pi\epsilon_0 r}. \quad (15.1.18)$$

Přejdeme-li do klidové soustavy záporných nábojů druhé přímky, zjistíme, že na ně působí ze strany první přímky táž síla. Výsledná celková síla na jednotku délky druhé přímky bude

$$f = 2 \frac{\tau^2(1-\gamma)}{2\pi\epsilon_0 r}. \quad (15.1.19)$$

Srovnáním (15.1.17) a (15.1.19) zjistíme, že celková přitažlivá síla (15.1.19) je mnohem větší než nepatrná odpudivá síla elektrická (15.1.17). Pouhou Lorentzovou transformací tak vznikla mezi vodiči měřitelná přitažlivá síla

$$f = \frac{\tau^2}{\pi\epsilon_0 r} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) \approx -\frac{\mu_0 u^2 \tau^2}{2\pi r} = -\frac{\mu_0 I^2}{2\pi r}, \quad (15.1.20)$$

kteřá při malých vzájemných rychlostech (ve srovnání s rychlostí světla) kladných a záporných nábojů odpovídá magnetické síle, jak ji popisuje **Ampérův zákon**.

Povšimněme si, že ačkoliv vznik magnetické síly bylo pro nás výhodné popsat prostřednictvím kontrakce délek v soustavě nabitých částic pohybujících se uvnitř vodiče, předchozí příklad s mionem nás utvrzuje v přesvědčení, že musí existovat komplementární popis celé situace z pohledu laboratorní soustavy, kde řídicí úlohu bude hrát dilatace času. Ačkoli takový popis není zdaleka tak názorný, fyzikálně je duální našemu vysvětlení vzniku magnetické síly, jež jsme podali výše.

Můžeme tedy říci, že zatímco v makroměřítkách se efektivně jeví relativní jak čas, tak i prostor (záleží na úhlu pohledu jednotlivých pozorovatelů, jak jsme právě demonstrovali v příkladu s mionem), v planckovských měřítkách se již prostor i čas stávají absolutními, neboť pevná prostorová mříž s invariantním objemem buněk vytváří podkladovou vrstvu pro mikrosvět, a změny v uspořádání kvantonů uvnitř této mříže (křížků uvnitř buněk 3D piškvorkového světa) definují lokální rychlost plynutí času. Jak si ale ihned ukážeme, s časem je to ještě krapet složitější.

V 15. kapitole jsme využili převratnou myšlenku Stephena Hawkinga a Jima Hartla s názvem **No boundary theorem** abychom ukázali, že v extrémních podmínkách, jaké panují např. ve středu černých děr, či jakými byl např. okamžik velkého třesku, se čas stává jen další z dimenzí prostoru a jeho anizotropie spojená s jedním význačným směrem plynutí se postupně vytrácí až úplně vymizí.

Důsledkem této teorie je absence určitého okamžiku či bodu stvoření – počáteční singularity, kde jsou hodnoty fyzikálních polí nekonečné. Když zpětně pohlížíme směrem k tomuto okamžiku, jež jsme nazývali nulou času, slábne samotná představa času, a nakonec čas v obvyklém slova smyslu úplně přestává existovat. Elementární částice jsou lokálně fluktuujícím časem bez jasně definované šipky svého plynutí nemilosrdně smýkány chaoticky sem a tam do všech směrů, až ztratí jakoukoli představu o časové následnosti a prostorových proporcích – prostor a čas se pro ně stávají poněkud mlhavou krajinou.

Opět to můžeme vysvětlit elementární úrovní popisu světa na Planckově škále, kde nelze zavést termodynamickou šipku času, jak jsme si to ukázali ve čtvrté kapitole. Kvanton oscilující chaoticky mezi buňkami piškvorkového světa můžeme chápat, jako částici, přeskakující mezi spojenými nádobami. Ve čtvrté kapitole jsme si ukázali, že všechny konfigurace takového systému jsou stejně pravděpodobné a nelze pro něj tedy zavést termodynamickou šipku času, která by byla dána růstem entropie směrem od uspořádanějších, a tedy méně pravděpodobných stavů k těm s větší pravděpodobností a entropií. Situaci lze přirovnat ke kyvadlovým hodinám, kterým kdosi utrhл ručičky. Kdykoliv na hodiny pohlédneme, můžeme odečíst polohu kyvadla. Pokud ale chybí mechanismus, který by zaznamenával a zobrazoval na ciferníku počet kyvů kyvadla, nezobrazují hodiny v každém okamžiku nic jiného než pouhou polohu kyvadla. Dvě identické polohy kyvadla přitom mohou nastat v jediném okamžiku, stejně jako po libovolném počtu kyvů. Pokud chybí systém, který by počítal a zaznamenával počet kyvů kyvadla, obvyklý pojem času se vytrácí, přestože je pohyb kyvadla prokazatelný. Na úrovni planckovského světa vsutku žádný takto složitý systém, který by se podobal hodinovému stroju, ještě neexistuje. K existenci času potřebujeme dosáhnout jisté úrovně

složitosti a komplexnosti, která ve světě elementárních atomů látky ještě není k dispozici. Čas se tak vynořuje coby emergentní, a nikoliv fundamentální vlastnost přírody.

Nejvyšší rychlost, kterou se dokáže kvantion přeskupit mezi dvěma buňkami, může v takovémto světě ve skutečnosti značně překračovat rychlost světla. Ve třetí kapitole jsme si vysvětlili, že lokálně nadsvětelné rychlosti částic jsou dokonce podstatou Hawkingovy radiace horizontu událostí. Pouze zprůměrovaná, tedy v podstatě emergentní rychlost změn v přeskupování uspořádání kvantionů v mřížci, nakonec definuje Planckův čas coby jistý „makroskopický“ limit. Nejedná se tedy zřejmě o nejkratší možný okamžik v mikrosvětě, ale opět o emergentní vlastnost. Můžeme tedy celou záležitost předefinovat tak, že nejkratší **průměrný** čas potřebný k přeskupení částic uvnitř prostorové mřížky piškvorkového světa je roven Planckovu času. Částice, která se trvale přeskupuje uvnitř mřížky tak, že všechny její elementy mění polohu o jednu planckovu délku právě v Planckově čase, pak definuje makroskopický limit rychlosti – rychlost světla.

Hawkingova-Hartleova hypotéza dovoluje předefinovat pohyb částic pomalejších než světlo v Planckově škále jako jakousi cestu vrávorajícího opilce, který, ačkoli ušel již 1000 kroků, stále se nalézá jen pár desítek metrů od hospody, ze které svoji noční pout' započal. Pokud takovéto částici začneme dodávat energii, dráha jejího chaotického pohybu se usměrní a její efektivní (emergentní) rychlost se zvýší. Jako když si pro vrávorajícího opilce přijde jeho manželka, aby jej odvedla domů.

Hloubavý čtenář nyní jistě namítne, že pohyb je přeci relativní. Co se pozorovateli jedoucímu v rychlíku zdá jako klid (vagón, sedadla, spolucestující), to je pro pozorovatele stojícího venku na peróně v pohybu, a naopak. Jak tedy v takovém světě vůbec může docházet k relativistickému zpomalení chodu hodin? Odpověď zní, že u inerciálních pohybů to vlastně doopravdy možné není. Rozhodující roli zde hrají setrvačné síly, a ještě i cosi navíc, o čem si nyní budeme chvíli vyprávět. Držte si klobouky, pojedeme z kopce.

15.1.4. Strašidelné působení na dálku – podruhé

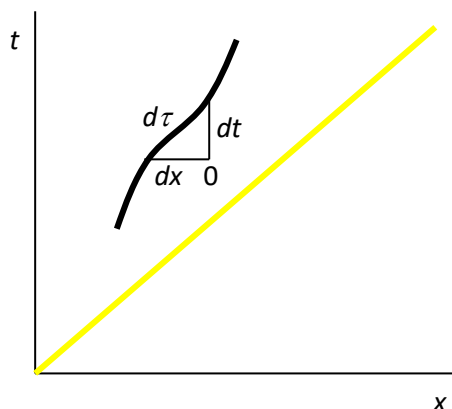
Představme si modelovou situaci, kdy Bob zůstává na Zemi, zatímco jeho dvojče Alice se vydá na cestu vesmírem, kde se pohybuje rychlostí blízkou rychlosti světla a posléze se vrátí zpátky na Zemi. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že Země je inerciální soustava a Alice se vydává na cestu korábem, který může za velmi krátký časový interval dosáhnout rychlost blízkou rychlosti světla, nebo ji změnit na opačnou. Podle teorie relativity se od okamžiku startu, kdy si oba blíženci nařídili hodinky na stejný čas, vyvíjejí jejich časy různě. **Bob pozoruje, že se zpomalují Aliciny hodinky, Alice naopak pozoruje, že se zpomalují hodinky Boba.** Mnohý čtenář, nyní jistě namítne, že toto je holý nesmysl. Vždyť je přeci jasné, že při srovnávání času dvou hodin, mohou být vždy pouze jedny zpožděny oproti druhým a nemůže tomu být současně naopak. To už přeci není jen proti zákonům klasické fyziky, ale proti rozumu jako takovému.

Jak ale ihned uvidíme, skutečnost je dokonce ještě záhadnější. Podle teorie relativity zjistí sourozenci již za letu Aliciny rakety, že i po korekci na konečnou rychlost signálů, které je spojují, **se skutečně Aliciny hodinky zpomalují oproti Bobovým a naopak.** Poměr chodu času bude přitom stejný jak při Alicině cestě tam, tak i při cestě zpátky, neboť se změní jen směr vzájemné rychlosti. Ponechme zatím stranou manévry, při nichž Alice otočí raketu a pádí zpět, jakož i opětovné přistání na kosmodromu, a ptejme se, jak to dopadne, až si sourozenci padnou na kosmodromu do náruče a začnou si srovnávat hodinky. Jestliže se Alicin koráb pohyboval rychlostí $0,96 c$ a byl na cestách podle palubního deníku 14 let, tedy 7 let na cestě tam a 7 let na cestě zpátky, pak Alice zjistí, že bratr podezřele zešedivěl a na jeho hodinkách uplynulo od okamžiku startu již 50 let.

Ted' už před sebou máme skutečný **paradox**. Alice navíc ví, že za dobu její cesty tam, uplynulo na Bobových hodinkách pouze 1,96 roku a stejně tak při cestě zpět. To si lehce ověříme z Lorentzova faktoru pro dilataci času. Bob by měl tedy zestárnout pouze o 3,92 roku. Bob se kupodivu nediví, když mu sestra řekne, že byla dle palubního deníku na cestách 14 let, neboť to odpovídá právě jeho 50

letům zkráceným Lorentzovým faktorem. Alici však schází 46 let a nějaká ta drobnost navrch při počítání Bobova času. Jak tedy vysvětlit rozdíl mezi pohledem Alice na Bobův čas a naopak? Kam se nám poděla ona stále proklamovaná symetrie soustav?

Vezměme si nějaký pohybující se systém, např. Alicin koráb a v něm budík. Čas, který na tomto budíku bude probíhat, nazveme vlastním časem soustavy korábu, neboť je to čas měřený v této soustavě, stále na tomtéž místě. Pro pozorovatele ze Země ukazuje týž budík čas jinak, neboť je vůči němu v pohybu. Jak se to ale počítá v neinerciálních soustavách, jakou je Alicina raketa? Pohybující se systém (Alicinu raketu) můžeme v Minkowského rovině zobrazit obecně zakřivenou světočarou (viz Obr. 213).



Obr. 213: K odvození vlastního času v neinerciálních vztažných soustavách

Vybereme na této světočáře světobody A a B a zkusíme zjistit, jaký časový interval proběhl v soustavě korábu mezi těmito dvěma prostorochasovými událostmi. Odvěsny trojúhelníku $A0B$ mají zřejmě tento význam: dt je čas mezi událostmi A , B , měřený v pozemské soustavě; dx je prostorová vzdálenost mezi nimi, rovněž měřená v pozemské soustavě. V soustavě korábu měříme čas podél přepony AB , jejíž velikost je zřejmě rovna $d\tau = \sqrt{dt^2 - dx^2}$, $d\tau$ je tedy vlastní čas v raketě mezi body A a B . Lehce jej přepočteme na tvar $d\tau = \sqrt{1 - \beta^2(t)} dt$, kde $\beta(t) = \frac{v(t)}{c}$ je funkcí času t v pozemské soustavě. Chceme-li tedy zjistit vlastní čas, který proběhl v soustavě rakety mezi dvěma libovolnými světobody, stačí spočítat integrál

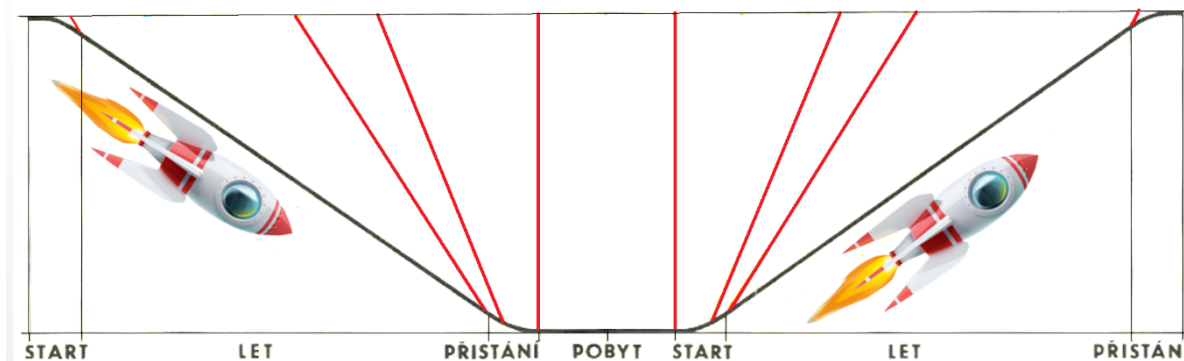
$$\tau = \int_A^B \sqrt{1 - \beta^2(t)} dt \quad (15.1.21)$$

mezi těmito světobody. Jakmile zavedeme čas v pohybujícím se systému korektním způsobem jako vlastní čas systému, přestává být **paradox dvojčat** paradoxem.

Bob po celou dobu seděl u kosmodromu, který zde reprezentuje jeden inerciální systém, kdežto Alice na své cestě v době obratu přesešla z jednoho inerciálního systému na jiný, pohybující se vůči Zemi sice stejnou rychlostí jako původní, ale v opačném směru. Je to tedy tak, že na Zemi uběhlo oněch 46 let, které nám scházejí do časové bilance, zatímco Alice prováděla svoji takřka okamžitou otáčku? Ačkoliv to zní neuvěřitelně, je taková odpověď v podstatě správná. Jen její formulace je trochu nevhodná. V teorii relativity neexistuje žádné jednoduché „zatímco“. V soustavě Země je s Alicinou otáčkou současná chvíle, kdy Bobovy hodinky odměřují 25 let od startu. Co tedy znamenají ony časy 1,96 roku po Alicině startu a 1,96 roku před jejím přistáním v Bobově, tj. pozemské soustavě? V teorii relativity nelze hovořit o čase a místě odděleně, ale vždy jen současně. Takže časový okamžik 1,96 roku po Alicině startu v místě Země je současný s Alicinou otáčkou v systému hvězdného korábu letícího od Země. Časový okamžik 1,96 roku před Aliciným přistáním na Zemi je současný s Alicinou otáčkou v systému korábu letícího zpět k Zemi. V průběhu 46 let se na Zemi vystřídají časové okamžiky, které budou postupně současné s okamžikem Aliciny otáčky ve všech inerciálních systémech, jimiž musel její koráb projít, aby změnil svoji rychlost na opačnou stejné velikosti. Zní to

sice fantasticky, ale ona časová mezera 46 let opravdu odpovídá okamžiku Aliciny otáčky.

Na Obr. 214 je zakreslena Alicina raketa v Minkowského rovině. Vidíme, že raketa startuje ze Země z klidové pozice a postupně zrychluje až do cestovní rychlosti 0,96 c, kterou se pak blíží např. ke vzdálené planetě. Nechť pak Alice provede brzdňý manévr, načež přistane na oné planetě. Nechme Alici na planetě pobýt 3 roky, po jejichž uplynutí se bude symetrickým způsobem vracet zpět na Zem. Opět tedy nejprve projde stádiem zrychlení do cestovní rychlosti 0,96 c a nakonec zpomalí a přistane na Zemi.



Obr. 214: Linie současnosti v paradoxu dvojčat

Na obrázku jsou vyznačeny neinerciální úseky startů a přistání. Protože je jejich vliv malý, bude Alici cesta tam i zpět trvat opět přibližně 7 let. Vějíř červených linií, který zobrazuje současnost v Alicině raketě, je nyní rozložen po úsecích, v nichž raketa zrychluje, nebo zpomaluje, tedy při startech a přistáních. Na obrázku je možno v daném měřítku zakreslit jen kousíček takovéto linie současnosti v místech startu a přistání na Zemi. V době, kdy Alice pobývá na cizí planetě, běží její čas stejně jako na Zemi za předpokladu, že je možno planetu považovat přibližně za klidovou vůči Zemi, jak tomu odpovídá kresba.

Z hlediska neinerciálního systému se výše popsané jevy často diskutují v učebnicích obecné relativity, protože potřebný matematický aparát je s aparátém obecné teorie relativity téměř shodný. Jde však o pouhý přepis vztahů speciální relativity do neinerciálních systémů, tedy o teorii plochého prostoročasu v obecných souřadnicích. Obecnou teorií relativity se zpravidla rozumí až teorie zakřiveného prostoročasu, tedy teorie skutečného gravitačního pole buzeného rozložením hmot, to je však do značné míry věc terminologická.

Síly, které nám občas působí nepříjemnosti v prudce brzdícím vozidle, jsou síly zdánlivé. Kdo někdy upadl v prudce brzdícím autobusu, nebude nadšen vysvětlením, že za to může zdánlivá síla. K pádu však došlo proto, že zatímco autobus brzdil, nepřipoutaný pasažér se snažil pokračovat setrvačností v rovnoměrném přímočarém pohybu a z hlediska vnějších pozorovatelů na něj síla začala působit až v okamžiku nárazu. Proto se síla, která ho vzhledem k automobilu urychluje, označuje jako „zdánlivá“.

Právě díky „zdánlivým“ silám má astronautka v raketě jiné zážitky než její sourozenec na Zemi. Za své pomalejší stárnutí zaplatila tím, že při urychlování rakety byla tlačena do opěradla svého sedadla a při brzdění pociťovala přetížení v opačném směru. Pokud se tedy spokojí jen s kvalitativním vysvětlením, sourozenec na Zemi stárl rychleji proto, že při urychlovací a brzdící fázi Alicina letu volně padal v poli zdánlivých sil, nerozeznatelných od účinků stejnorodého gravitačního pole. Matematický popis situace pak ukáže, že hodiny na Zemi jdou z hlediska systému spojeného s raketou skutečně rychleji.

Proti tomuto vysvětlení můžeme ovšem vznést námitku: Představme si, že máme trojčata, dvě zároveň nasedla do raket, třetí zůstalo na Zemi. Obě rakety se celý rok urychlovaly na rychlost blízkou rychlosti světla. Po roce začalo první trojče brzdít, raketu otočilo a vrátilo se na Zemi. Druhé několik let pokračovalo v rovnoměrném přímočarém pohybu, a pak se teprve vrátilo na Zemi stejným

způsobem jako jeho sourozenec. Uvažujeme-li o situaci z hlediska inerciálních pozorovatelů na Zemi, dojdeme k závěru, že po opětném setkání bude nejstarší ten sourozenec, který zůstal doma, a nejmladší ten, který letěl nejdéle. Výše jsme ale tvrdili, že rychlejší chod hodin na Zemi lze z hlediska raket vyložit přítomností pole zdánlivých inerciálních sil v systému raket. Jenže oba astronauti provedli urychlovací a brzdicí manévry naprosto stejným způsobem, jejich zážitky i trvání těchto období jsou naprosto shodné – stejně dlouho pocítovali účinky zdánlivého gravitačního pole. Jak tedy vysvětlit rozdíl v přírůstku času na pozemských hodinách z hlediska systémů spojených s raketami?

Odpovědí je, že chod hodin v jejich systémech nezávisí na intenzitě zdánlivého gravitačního pole, nýbrž na jeho potenciálu. Gravitační síla, která na nás působí v pátém a desátém patře budovy, je prakticky stejná. K vystoupení do desátého patra však potřebujeme vykonat dvakrát větší práci než k vystoupení do pátého, a naopak, pádem z desátého patra získáme větší pohybovou energii než pádem z pátého. V desátém patře máme větší potenciální energii, která je součinem naší hmotnosti a potenciálu gravitačního pole. A chod hodin v neinerciální soustavě závisí na potenciálu, nikoli na intenzitě zdánlivé gravitační síly. Když druhý z astronautů provádí otáčecí manévry, je Země dále, než když se otáčel jeho sourozenec, a tedy se nachází na vyšší absolutní hodnotě potenciálu (v tomto případě se ovšem nezajímáme o gravitační potenciál, nýbrž o potenciál vyvolaný působením setrvačných sil). Situace v systémech spojených s oběma raketami proto není identická ani během otáčecího manévru, a popis chodu hodin na Zemi vypadá v každém z uvedených případů jinak.



Joseph Carl Hafele (1933 – 2014), Richard E. Keating (1941 – 2006)

Efekty dilatace času i efekty vlivu zdánlivého i skutečného gravitačního pole a jejich nerozlišitelnost, jsou dnes velice spolehlivě experimentálně ověřeny. V sedmdesátých letech fyzici Hafele a Keating použili tři identické cesiové standardy času, jeden nechali v laboratoři, druhé dva poslali na leteckou cestu kolem světa (jeden západním a jeden východním směrem). Protože se Země otáčí směrem k východu a rychlost obou letounů byla přibližně stejná, sčítala se s rychlostí rotace Země při letu na východ a odečítala se od ní při letu na západ. Výsledný efekt byl sice neobyčejně malý, ale měřitelný, a dopadl podle předpovědi teorie. Hodiny letící na východ ukazovaly po srovnání s hodinami v laboratoři méně, hodiny letící na západ o něco více.



Obr. 215: Schéma Hafele – Keatingova experimentu

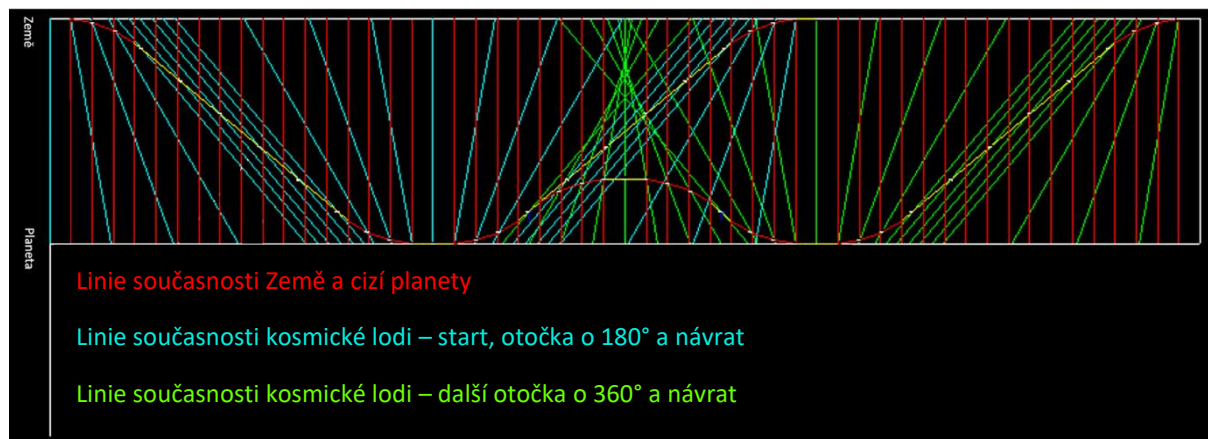
Předpokládejme ale, že se raketa pohybuje s konstantním zrychlením, takže po celou dobu letu astronaut cítí stejnou tíži, jako když sedí na Zemi. Pokud platí, že účinek zdánlivé gravitace v raketě je stejný jako účinek skutečného gravitačního pole, pak se zdá přijatelným předpoklad, že astronaut bude stárnout stejně rychle vzhledem k hodinám, které si veze s sebou, jako jeho „pozemský“ druh vůči identickým hodinám na Zemi. Tento princip ekvivalence „skutečné“ a „zdánlivé“ gravitace je však úhelným kamenem obecné teorie relativity, takže obecná relativita nám sem zadními vrátky přeci jen vstupuje.

Z tohoto hlediska je „pomalejší stárnutí astronautů“ legitimní rekvizitou pro sci-fi. Pokud by cesta astronauta, který by celou dobu pociťoval pozemskou tíži, trvala z jeho hlediska rok, rozdíl v přírůstku času na Zemi by byl řádově měsíc. Pokud by ale trvala deset let, na Zemi by zatím uběhly desítky tisíc let a astronaut by mohl doletět až k hranicím Galaxie. Možnost sestrojít raketu, která by se takto pohybovala, je však mizivá. Jestliže se rychlost rakety blíží rychlosti světla, narůstá její energie do obrovských hodnot – v mezním případě rychlosti světla by vzrostla k nekonečnu. Je tedy vcelku oprávněné, že od té doby, co Isaac Asimov vymyslel cestování hyperprostorem, upadla tato metoda cestování po Galaxii u autorů sci-fi v nemilost. Cesty hyperprostorem sice v současné fyzice nemají žádnou oporu, alespoň však netrpí tím nedostatkem, že se kosmický agent vyslaný na druhý konec Galaxie vrátí, až když se na Zemi vystřídá spousta generací.

Modifikujme nyní náš myšlenkový experiment ještě kurióznějším způsobem: Mějme nyní opět 3 pozorovatele, ale zatímco první pozorovatel rovnoměrně zpomalí, načež zas rovnoměrně zrychlí v opačném směru a vydá se na cestu k domovu, druhý pozorovatel na téže omezené dráze několikrát rovnoměrně zpomalí a opět zrychlí v opačném směru. Teprve po několika takto realizovaných oscilacích se vydá zpět. Sestrojme nyní opět diagram s liniemi současnosti jak pro vzdálenou Zemi, tak i pro hypotetickou planetu, v jejíž těsné blízkosti se celý manévr odehrál.

Na Obr. 216 vidíme, že nyní se dokonce linie současnosti propojující Zemi a oscilujícího pozorovatele vzájemně kříží. Jak si vysvětlit, že během oscilace rakety v blízkém okolí cizí planety se Země zuřivě otáčí tam a zpět a ubíhají na ní celé roky, či (při dostatečně vysoké rychlosti rakety a dostatečně velké vzdálenosti od Země) dokonce celá staletí, s cizí planetou se mezi tím neděje takřka nic?

Gravitační potenciál zdánlivých sil je úměrný vzdálenosti – to jsme si již vysvětlili. Linie současnosti propojující raketu s cizí planetou tak budou ovlivněny mnohem méně než linie současnosti propojující raketu se Zemí. Směr pohybu linií současnosti je však určen nikoliv velikostí potenciálu (což je skalární veličina), ale směrem zdánlivých sil, jež v raketě působí (což jsou vektory).



Obr. 216: Oscilující verze paradoxu dvojčat

Podle principu ekvivalence musí platit analogie s gravitačním polem, která říká, že čas se zpomaluje ve směru, kterým působí gravitační síla. Jestliže tedy stojím na břehu moře, ubíhá můj čas pomaleji než čas někomu, kdo stojí na vrcholku Mount Everestu, neboť na mne působí gravitační síla ve směru **od** něho (on se nachází v poli gravitačních sil výše než já). Podobně, jestliže provádím v raketě manévr, který má změnit můj pohyb ze směru od Země do směru k Zemi, pocítuji sílu, která mne po celou dobu manévru tlačí směrem **od** Země. Z toho důvodu poběží můj čas pomaleji než čas na Zemi.

Jakmile celou situaci otočím a budu se nyní snažit opět obrátit svůj pohyb ze směru k Zemi do směru od Země, můj čas se vůči času na Zemi naopak urychlí, neboť po celou dobu mého manévru na mne bude působit síla směrem **k** Zemi. Budu proto nyní pro změnu vystupovat v roli pozorovatele stojícího na vrcholku Mount Everestu, který si srovnává hodinky s někým, kdo stojí v gravitačním poli pod ním – třeba na břehu moře.

Zatímco v gravitačním poli nepřestává síla nikdy působit a pro změnu potenciálu je vždy potřeba vykonat nějakou práci (ať už kladnou, kdy stoupáme vzhůru, nebo zápornou, kdy naopak klesáme dolů), pokud se pohybujeme rovnoměrně a přímočaře prázdným prostorem, měníme polohu, aniž bychom při tom konali práci, tj. aniž by se na to spotřebovávala nějaká měřitelná energie. Je tomu ale skutečně tak?

Představme si modelový příklad, kdy necháme kmitat foton mezi dvěma zrcadly, která se kdesi ve vesmíru pomalu vzdalují od sebe. Co se stane? Foton bude ztrácet energii tzv. **Dopplerovým jevem**.



Christian Andreas Doppler (1803 – 1852)

Kam však ta energie mizí? Pominu-li tu malou část, která je využita na urychlování zrcadel při každém odrazu fotonu, většina energie je uložena v expandujícím prostoru (vakuu) mezi zrcadly. Pokud ta dvě zrcadla pošleme zase zpět proti sobě, foton postupně energii, kterou si před tím uložil do vakua, zase absorbuje. Samotná změna vzdálenosti dvou objektů ve vesmíru je tedy spojena se změnami určitého druhu energie.

Dopplerův posun mezi zrcadly pohybujícími se jinak prázdným prostorem a rozpínání vesmíru plného gravitující hmoty, se na první pohled jeví jako dva úplně odlišné jevy, nemající spolu žádnou

souvislost. Opak je ovšem pravdou. Pozorovaný Hubbleův rudý posuv vzdálených galaxií je možno popsat stejně dobře jako Dopplerův posuv, i jako důsledek rozpínání geometrie prostoru, v důsledku čehož se natahují i vlnové délky fotonů, které tímto prostorem putují. Pokud bychom si rozpínající se prostor představili jako expandující povrch poutřového balónku a jednotlivé elektromagnetické vlnky bychom nakreslili fixem na jeho povrch, pak se jistě nebudeme divit, že se tyto vlnky natáhnou tím víc, čím více balónek nafoukneme.

Z předchozích kapitol již víme, že s prodlužující se vlnovou délkou fotonů jejich energie (energie původně uložená v elektromagnetickém poli) postupně klesá. Je ukládána do samotného prostoru v podobě skrytého „napnelismu“, který může mít měřitelné účinky právě v podobě potenciálu zdánlivých sil, jenž se projevuje dilatací času v paradoxu dvojčat. Vzpomeneme-li si na Maldacenovu hypotézu a emergentní struny, nemůže nás nenapadnout zjevná analogie s liniemi současnosti na obr. 216. Skoro se zdá, jako by jednotlivé hmotné objekty ve vesmíru byly navzájem propojeny předivem jemných vláken v podobě neviditelných emergentních strun, které se natahují a smršťují, odměřujíc neustále se měnící vzdálenosti mezi hmotnými objekty a ovlivňujíc relativní chod času těchto objektů tak, aby se ve vesmíru neustále zachovávala lorentzovská invariance.

Působíme-li na kvantiony silou (dodáváme-li jim energii), jejich vlastní čas (perioda kroků našeho vrávorajícího opilce z předešlé kapitoly) se zpomaluje až na úroveň blízkou periodě tiků planckovských hodin (10^{-43} s). Jejich drift světem 3D piškvorků se však usměřňuje, takže emergentní rychlost soustavy vzrůstá. Linie současnosti se tomu okamžitě přizpůsobují doslova v celém vesmíru a veškeré kvantové procesy zpomalují, což efektivně ovlivňuje rychlost toku času – čas dilatuje. A co je ještě šílenější, tato synchronizace proběhne naráz celým prostorem během jeho jediného obnovovacího pulzu v trvání Planckova času.

15.1.5. Fyzikální podstata Heisenbergova principu

V prvním dílu knihy jsme ukázali, že frekvence je v kvantové mechanice úměrná energii. Představme si nyní vodovodní kohoutek, ze kterého v pravidelných intervalech odkapává voda. Předpokládejme, že kohoutek ukápné právě jednou za sekundu. Položme si otázku, jak přesně bychom dokázali změřit rychlost jeho kapání pomocí hodinek, odměřujících čas s přesností na jednu sekundu. Pokud bychom nejprve měřili pouze po dobu jedné sekundy, a zaznamenali během této doby jednu kapku, neplyne z našeho jediného pozorování žádný údaj o tom, kolik času přesně uběhlo mezi dvěma kapkami. Pokud za měření časový úsek tikly hodinky pouze jednou, mohlo uplynout jen o malinko více času než jedna sekunda, mohly to být ale také téměř dvě sekundy. Jediné pozorování je navíc zatíženo nekonečně velkou statistickou nejistotou, neboť je možné, že frekvence kapání je ve skutečnosti o mnoho řádů nižší, než jedna sekunda a my jsme se jen během měření náhodně trefili do onoho vzácného okamžiku, kdy zrovna ukápla kapka. Statistickou nejistotu je možno eliminovat tím, že měření mnohokrát po sobě nezávisle zopakujeme. Nenajdeme-li však nějaké přesnější hodinky, nebo nebudeme-li mít možnost měřit v delším než sekundovém intervalu, nebudeme schopni eliminovat nejistotu způsobenou chybou měřidla. Za daných podmínek nebudeme schopni říci nic určitějšího, než že kohoutek ukápné jednou za jednu až dvě sekundy. Pokud bychom tvrdili, že kohoutek ukápné každou jednu sekundu, bude naše tvrzení zatíženo 100% nejistotou. Pokud bychom prezentovali, že kapka ukápné každé 2 sekundy, bude nejistota pouze 50 %.

Prodloužíme-li intervaly našich měření desetkrát a měření opět mnohokrát zopakujeme, zjistíme, že během deseti tiků hodinek ukápnou v průměru 10 kapek vody. S našimi mírně nepřesnými hodinkami můžeme nyní říci, že 10 kapek ukápnou během deseti až jedenácti sekund. Nejistota měření se tím snížila na 10 %. Během desetisekundových měření jsme tak schopni periodu (která je nepřímou úměrnou frekvenci a energii) určit s přesností na desetinu sekundy.

Všimněme si, že součin délky měření a nepřesnosti v určení periody kapání kohoutku, je v obou výše uvedených případech stejný a roven jedné. Takto bychom mohli pokračovat a měřit třeba po dobu

1000 sekund s nejistotou 0,1 % a změřit tak frekvenci s přesností na tisícinu sekundy. Vždy přitom bude platit, že součin doby měření a přesnosti stanovení frekvence je roven jedné.

Představme si nyní jednoduchý kvantový systém – kupř. osamocení foton. Jeho energie se rovná jeho frekvenci násobené Planckovou konstantou. Pro tento objekt bude součin doby, po kterou měříme jeho frekvenci, a přesnosti, s níž tuto frekvenci můžeme stanovit, opět roven minimálně jedné. Pokud se však zajímáme rovnou o energii fotonu, pak součin přesnosti, s jakou můžeme energii změřit, a doby, jíž nám toto měření zabere, bude větší, nebo roven jedničce vynásobené Planckovou konstantou. Platí tedy

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (15.1.22)$$

Povšimněme si, že tato relace neurčitosti skutečně plyne z klasické analogie s neurčitostí kapajícího kohoutku, doplněné pouze o kvantovací vztah, jenž uvádí do souvislosti frekvenci a energii. Dále stojí za pozornost, že pokud bychom měli k dispozici hodinky odměřující čas s nekonečnou přesností, dokázali bychom přesně změřit interval kapání kohoutku již po zaznamenání pouhých dvou kapek, tzn. po 1 sekundě.



Werner Heisenberg (1901 – 1976)

Výše popsané úvahy vedly k velmi důležitému zjištění: existence principu neurčitosti je důsledkem kvantování samotného času (jak víme z prvního dílu, nejmenším kvantem času rozpoznatelným v prostoročase je Planckův čas ($\sim 10^{-43}$ s)). Vzpomeneme-li si na jinou relaci neurčitosti, tentokrát mezi hybností a polohou:

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar, \quad (15.1.23)$$

Lze analogicky dospět ke zjištění, že také i tato relace je důsledkem diskretizace – tentokrát prostoru (nejmenším kvantem prostoru rozpoznatelným v prostoročase je Planckova délka ($\sim 10^{-35}$ m)). Jelikož princip neurčitosti stojí v samých základech kvantové mechaniky, je možno veškeré podivné chování objektů kvantového světa vysvětlit coby důsledek nespojitosti prostoru a času.

Z Heisenbergových relací plyne jedna význačná vlastnost kvantového světa, jíž je nekomutativita. Výsledek měření dvou nekomutujících fyzikálních veličin (takových, pro které platí relace neurčitosti) vždy záleží na pořadí, v jakém tyto veličiny měříme. Určení fyzikální veličiny přitom není izolovaný akt – vždy zahrnuje interakci s okolím. Výsledek takovýchto interakcí závisí na pořadí, ve kterém nastanou. Sir Roger Penrose, a Alain Connes – tvůrce nekomutativní geometrie – před nedávnem nezávisle na sobě upozornili, že tento výsledek může definovat primitivní formu časové škály jevů, což by mohlo tvořit kořeny emergence času.

Connes zformuloval detailní matematickou verzi této myšlenky. Ukázal, že nekomutativita fyzikálních proměnných definuje speciální matematickou strukturu zvanou **nekomutativní von Neumannova algebra**, která obsahuje implicitně definovaný tok času. Všudypřítomná kvantová neurčitost vytváří rozmazání reality, což indukují tok času. V konečném důsledku může být tedy čas i vyjádřením naší principiální neznalosti detailů přesného stavu systémů kvantového světa.

15.1.6. Kvantový Chladního efekt

Nahodilost je jen jednou stranou mince kvantové mechaniky. Druhou stranu představuje interference amplitud (vlnové chování). Teorie se musí vypořádat s oběma problémy.

Fluktuace mikrometriky prostoročasu, se kterými jsme se setkali ve 14. kapitole, jsou zdrojem energie pro tvorbu virtuálních párů, a tedy fyzikálního vakua. Jak vyplývá z fraktální struktury cytoprostoru, projevují se fluktuace prostoročasu na úrovni mikroskopické (subplanckovské), stejně jako na úrovni megaskopické.

Kvantové fluktuace prostoročasu v subplanckovských měřítkách nemají charakter fyzikálních singularit (jejichž samu existenci v následujících kapitolách definitivně vyvrátíme), vnější projevy kvantových fluktuací však mohou připomínat vznikání kvantových černých děr, které během zlomku sekundy opětovně zanikají, zatímco z jimi vyzařené energie se v zápětí rodí nové.

Sekundární cytoresonance může být zdrojem jak křivosti prostoročasu (který se může v extrémním případě úplně uzavřít a vytvořit černou díru), tak i kvantových fluktuací prostoročasu. Rotace kvantionu přirozeně vede k polarizaci sekundární cytoresonance, která je příčinou polarizace virtuálních párů v jeho okolí. Náboj vícekvantionové částice je kvantovým součtem momentů jednotlivých kvantionů a polarizace vakua v okolí takovéto částice pak může indukovat pole značné intenzity.

Kvantiony i preony rotují rychlostí světla. Rychlost světla je přirozenou nejnižší možnou rychlostí kvantionu, díky níž získává kvantion hmotnost (viz Zoulova pohybová tabulka). Při urychlování preonu (které souvisí se změnami rychlosti a energie generujících cytonů) se zpomaluje četnost srážek generujících cytonů pro daný kvantion, což efektivně vede ke zpomalení jeho rotace. V důsledku toho se prodlužuje jeho doba života (antion).

Přeměna fermionu na nehmotný boson se realizuje explifikací (rozvinutím) uzavřených drah kvantionů uvnitř preonů. Kvantiony se začínají pohybovat přímočaře – fermion se přeměňuje v boson. Přeměna nehmotného bosonu ve Fermion probíhá přesně opačným způsobem, tzn. kompakfikací trajektorie kvantionů.

Evoluce vlnové funkce je v KM určena deterministicky, příslušnými pohybovými rovnicemi (Schrödingerova, Klein – Gordonova, Diracova). Stav, který naměříme v nějakém čase t , je funkcí tvaru vlnové funkce, která do tohoto času dospěla a náhodného čísla generovaného v okamžiku měření přírodním generátorem náhodných čísel. Ten představují kvantové fluktuace prostoročasu, popř. různá další pole negravitačního původu, která působí na částici po celou dobu její existence, tedy i v okamžiku měření.

Vlnová funkce prochází běžnou deterministickou evolucí, jako bychom řešili rovnice klasické mechaniky a v okamžiku měření cosi vygeneruje náhodné číslo v intervalu řekněme $(0,1)$. Toto číslo se poté váží kvadrátem absolutní hodnoty vlnové funkce v tomto okamžiku. Výsledkem je skutečně měřená hodnota.

Onen generátor náhodných čísel, za který jsou považovány kvantové fluktuace prostoročasu, přitom nemusí být ničím magickým, podivně korelovaným pro celý entanglement měřených částic, či dokonce pro celý vesmír. Pro každé měření je použit nezávislý generátor náhody (kvantová fluktuace prostoročasu obecně v jiném místě a čase). Při kvantové teleportaci a jiných jevech souvisejících s narušením Bellových nerovností, je podstatná pouze korelace vlnové funkce, která zde působí jako váha.

Tato nová formulace kvantové mechaniky dostala název **kvantový Chladního efekt** v analogii s obdobným jevem známým z makrosvěta. Kvantová mechanika je zde vhodným objektem pro počítačové modelování metodami Monte Carlo. Na počátku máme vlnovou funkci, jejíž časová evoluce je popsána deterministicky. Jednotlivé částice pak můžeme generovat metodou Monte Carlo, coby náhodné hodnoty vážené přes kvadrát normy vlnové funkce.



Obr. 217: Simulace kvantového Chladniho efektu vyvolaná akustickými vlnami v látkovém prostředí posypaném drobnými zrnky písku v roli částic setřásaných do minim kvantového (v tomto případě akustického) potenciálu

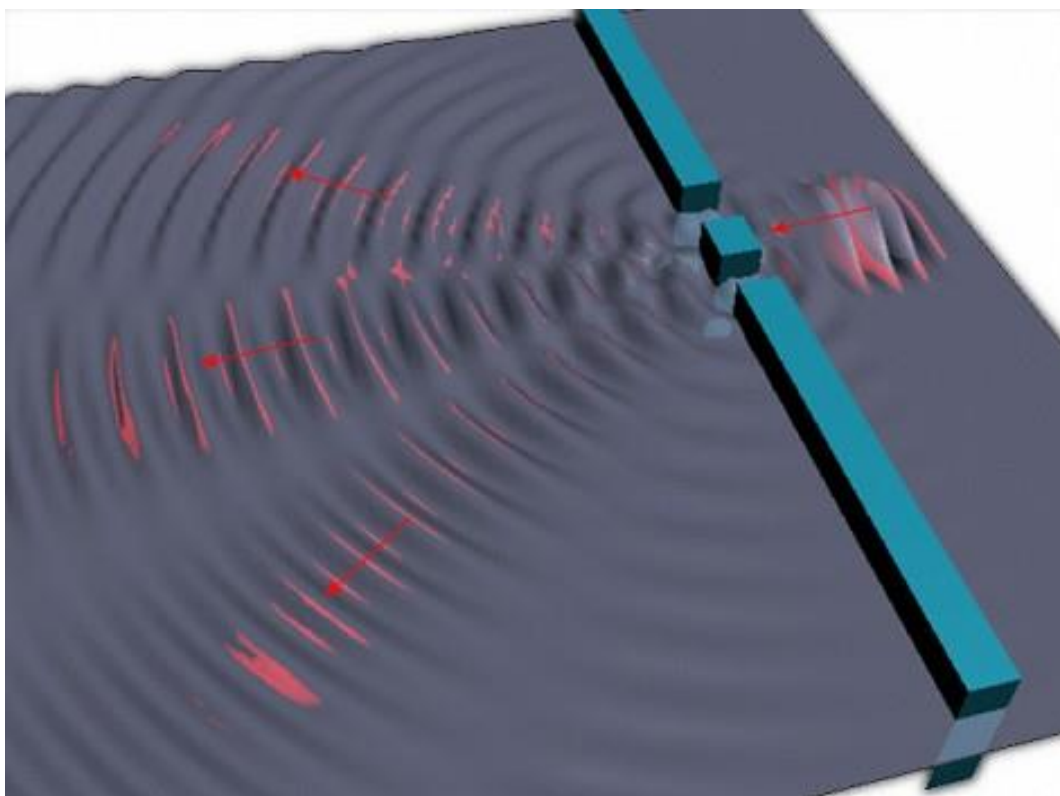
Pokud použijeme Madelungovu metodu kvantového potenciálu, můžeme model formulovat tak, že reciprokou hodnotu kvadrátu absolutní hodnoty vlnové funkce (stavového vektoru) prohlásíme za potenciál. Evoluci částice v tomto kvantovém potenciálu pak simulujeme Monte Carlo metodou např. jako náhodnou procházku s náhodným krokem v tomto potenciálovém poli (které se samo o sobě ještě obecně vyvíjí v čase dle příslušných rovnic KM), jež funguje jako váha pro každý náhodně zvolený krok. Po x krocích pak provedeme měření. Subkvantové vibrace prostoročasu „pod částicí“, které zde vlastně tímto simulujeme, vedou při vhodné volbě parametrů ke shodě s předpovědí KM.



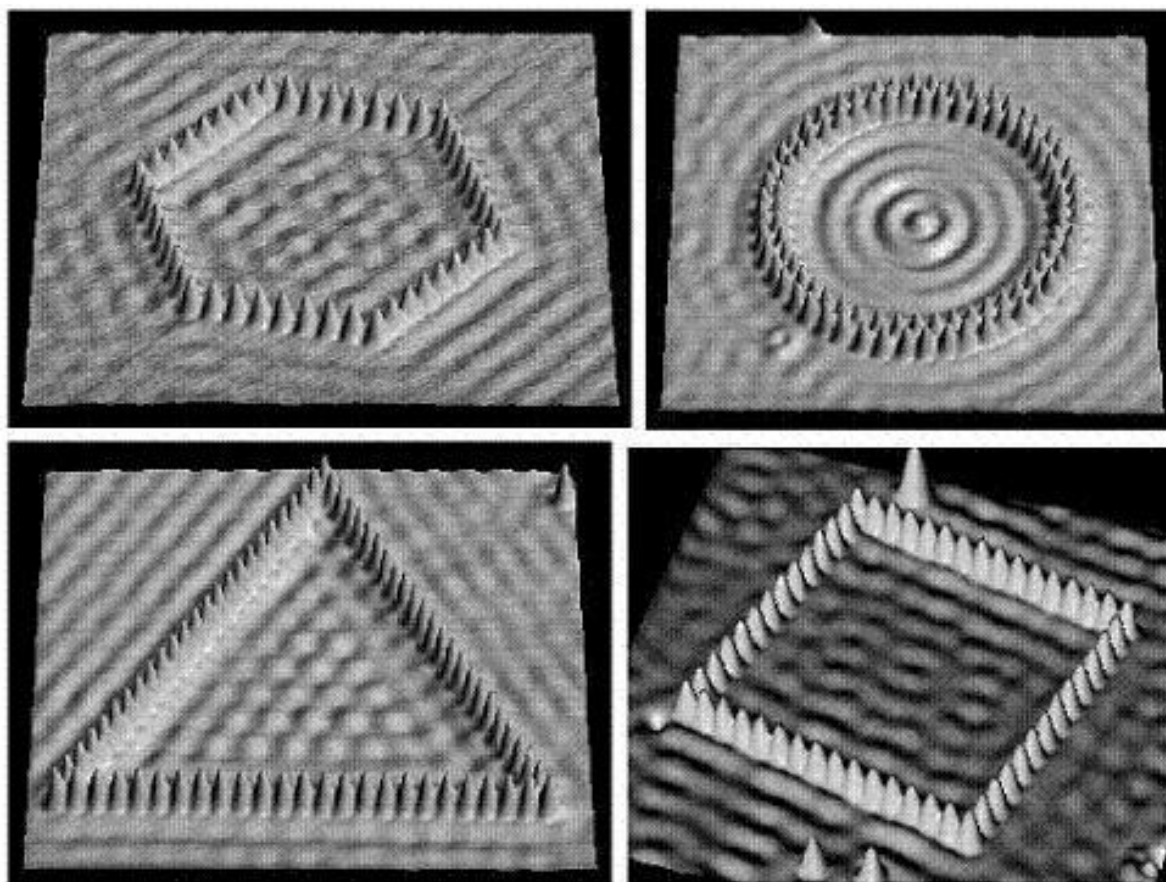
Ernst Florens Friedrich Chladni (1756 – 1827)

Vlnová funkce (resp. kvadrát její normy) reprezentuje distribuci pravděpodobnosti, se kterou naměříme všechny možné výsledky. To, co pak ale skutečně pozorujeme, je jenom jeden konkrétní výsledek (kolaps vlnové funkce).

Všechny předpovědi KM popř. obecnější KTP obstály při experimentálním testování, takže snad vyjma výpočtu energie vakua a několika dalších ojedinelých nesouladů jde o dobrý matematický model reality. To ale neznamená, že je úplný, tzn., že neobsahuje žádné ad hoc postuláty, jakým je např. kolaps vlnové funkce, a tedy v sobě zahrnuje prapříčiny všeho. Přitom kvantové fluktuaace prostoročasu mohou v tomto konkrétním a pro naše porozumění fyzikální realitě dosti zásadním případě, hledané vysvětlení nabídnout.



Obr. 218: Simulace průběhu kvantového potenciálu ve dvouštěrbinovém experimentu



Obr. 219: Skenovacím tunelovým elektronovým mikroskopem pořízené fotografie kvadrátů norem vlnových funkcí (kvantového potenciálu) elektronů uvězněných uvnitř různě tvarovaných „ohrádek“ tvořených uspořádanými atomy železa

15.1.7. Transakční formulace kvantové teorie

V minulých odstavcích jsme poodhalili krásu kvantových teorií s pilotní vlnou. V nich vystupuje kvantová vlna jako reálná fyzikální entita (čemuž je ovšem třeba přispůsobit i tvar Schrödingerovy rovnice), která se šíří prostorem vysoce nadsvětelnou rychlostí. Ve skutečnosti je možné zachovat i podsvětelnou rychlost šíření kvantových vln, což však vyžaduje rozdělení vln na tzv. reatardované a advancované, které se šíří zpět v čase. V této, tzv. transakční interpretaci KM, o níž si budeme povídat v této kapitole, se někdy advancované vlny ztotožňují s hermitovskými sdruženou vlnovou funkcí, která tvoří v klasické KM spolu s normální vlnovou funkcí (popisující běžnou retardovanou vlnu) diracovský braket určující právě distribuci pravděpodobnosti výskytu částice v prostoru.

V nejmodernějších verzích **strunové teorie** se testovaly konstrukce elementárních částic prováděné ve **vícedimenzionálním čase**. Myšlenka vícedimenzionálního času však není nová a zdaleka nesouvisí pouze se strunovou teorií. Abychom si trochu přiblížili tento pojem, je možno použít analogii s např. dvourozměrným prostorem. Zatímco v jednorozměrném prostoru lze vždy postupovat pouze podél jedné souřadnice, tj. buď dopředu, nebo dozadu, ve dvourozměrném prostoru již můžeme libovolně měnit směr pohybu podél roviny (pouze nemůžeme nadskakovat – třetí rozměr není k dispozici).

Co to však znamená z hlediska naší analogie vícerozměrného času? Každý kvantový systém si musí během procesu měření náhodně zvolit, do jakého stavu zkolabuje jeho vlnová funkce, tj. co bude finálním výsledkem našeho pozorování. Dle dnes již překonané **Everettovy anizotropní interpretace** vícedimenzionálního času se však realizují i všechny ostatní možné výsledky pozorování, avšak vydají

se po různých jiných časových trajektoriích v rámci (minimálně) dvoudimenzionální časové roviny, takže s naší časovou linií již nejsou v kontaktu, a proto je nelze bezprostředně vnímat.

Dle **Deutschovy izotropní verze** teorie vícedimenzionálního času se navíc mohou dvě různé světočáry, znázorňující vývoj dvou oddělených systémů v prostoročase s dodatečnými časovými dimenzemi, náhodně setkat v nějakém světobodě.



Hugh Everett (1930 – 1982)



David Elieser Deutsch (1953)

Stejně, jako se v prostoru můžeme po obejití bloku ocitnout znovu ve výchozím bodě, mohou se i dva různé kvantové systémy, jež kdysi bývaly jeden, opět setkat v nějakém jiném světobodě a spolu interferovat, čímž se dá úspěšně vysvětlit celá řada kvantových jevů.

Většina fyziků ovšem věří, že kvantová teorie by měla být filozoficky konzistentní již v jednorozměrné časové verzi. Roku 1980 vytvořil John G. Cramer tzv. **transakční kvantovou teorii**, která byla inspirována mnohem starší myšlenkou R. Feynmana a J. Wheelera z roku 1940, jež se stala později základem dnes veleúspěšné kvantové elektrodynamiky (QED) a nazývala se **absorbérovou teorií**.



John G. Cramer (1934)

Transakční teorie vychází z předpokladu, že podobně, jako se v jednorozměrném prostoru můžeme pohybovat oběma směry, tak se i kvantové vlny pravděpodobnosti pohybují v čase kupředu i nazpět bez jakéhokoliv omezení.

John G. Cramer ve svém prvním článku o transakční teorii shrnul pět nezávislých principů, na nichž je vystavěna **kodaňská interpretace**:

- **Heisenbergův princip neurčitosti.** Podle principu neurčitosti dvě „konjugované“ proměnné (jako je poloha a hybnost nebo energie a čas) nelze měřit se stejnou přesností ve stejný okamžik, neboť nemají v daný okamžik stejně definované hodnoty.
- **Bornův zákon pravděpodobnosti.** Podle tohoto zákona druhá mocnina absolutní hodnoty vlnové funkce odpovídá pravděpodobnosti toho, že se systém nachází ve stavu popsaném danou vlnovou funkcí.
- **Bohrův princip komplementarity.** Podle tohoto principu jsou Heisenbergovy relace neurčitosti vnitřní vlastností přírody, a nikoliv problémem měření. Pozorovatel, jeho měřící přístroj a měřený systém tvoří celek, který nelze rozdělit.

- **Heisenbergova interpretace znalosti.** Podle této interpretace vlnová funkce není fyzickou vlnou pohybující se prostorem, ani není přímým popisem fyzikálního systému, ale matematickým popisem znalosti pozorovatele, kterou získal měřením systému.
- **Heisenbergův pozitivismus.** Podle tohoto principu nemá smysl diskuse o aspektech reality, které leží za formalismem kvantové mechaniky, neboť diskutované veličiny nebo fyzikální entity nelze měřit experimentálně.

První tři principy kodaňské interpretace slouží k propojení formalismu kvantové mechaniky s výsledky fyzikálního měření. Poslední dva principy, formulované Heisenbergem, reagují na Einsteinovy kritiky „strašidelného působení na dálku“.

Podobné problémy souvisejí s obecným **problémem nelokálnosti**. Uvažujme následující jev: excitovaný atom svoji energii ztrácí vyzářením fotonu. Formalismus kvantové mechaniky tento jev reprezentuje vlnovou funkcí, která se šíří prostorem jako sférická vlna. Druhá mocnina absolutní hodnoty vlnové funkce v určitém bodě prostoročasu udává pravděpodobnost výskytu fotonu v tomto bodě.

Když je foton pohlcen atomem stříbra fotografické desky, je jeho energie předána tomuto atomu. Vlnová funkce fotonu prochází procesem, který se označuje jako **kolaps vlnové funkce**. Vlnová funkce fotonu naráz zmizí z celého časoprostoru kromě těsného okolí atomu, kterým byl foton zachycen. Matematický formalismus redukuje vlnovou funkci na jedinou hodnotu, která odpovídá právě uskutečněnému jevu.

Toto vymizení vlnové funkce bylo součástí Einsteinovy kritiky. Werner Heisenberg vysvětloval, že toto rozprostření vlnové funkce nepředstavuje reálnou vlnu šířící se prostorem rychlostí světla, ale reprezentaci znalosti pozorovatele. Pokud pozorovatel foton ještě nedetekoval, má tento foton stejnou pravděpodobnost výskytu všude na čele sférické vlny. Jakmile byl foton detekován, je pravděpodobnost jeho výskytu všude jinde rovna nule.

Problém s touto interpretací vyplývá z EPR paradoxu. Máme-li např. systém dvou polarizačně korelovaných fotonů, které se vzájemně pohybují v opačných směrech a dva pozorovatelé provedou měření, při němž vlnová funkce obou fotonů náhodně zkolabuje do některého z možných stavů. Jejich měření však musí zůstat korelovaná. Každý z pozorovatelů tak získá okamžitě informaci o obou fotonech, ačkoliv tyto fotony jsou od sebe vzdáleny natolik, že by mezi nimi principiálně nemělo dojít k tak rychlé výměně informace. Tuto nelokálnost, která vyplývá z korelace informace, nelze odstranit.

Transakční interpretace řeší problém nelokálnosti použitím „transakčního“ modelu kvantových jevů založeného, jak již bylo uvedeno výše, na absorbové teorii, kterou vypracovali Richard Phillips Feynman a John Archibald Wheeler roku 1940. Podle absorbové teorie proces emise vytváří tzv. **advancované vlny** (šířící se nazpět časem) na stejném principu, jako běžné **retardované vlny** (šířící se kupředu v čase maximálně světelnou rychlostí). Když je ale retardovaná vlna v budoucnosti absorbována, ruší proces smaže stopy po advancovaných vlnách a jejich projevech.

Přijímač absorbuje retardovanou vlnu vytvořením druhé retardované vlny, která je identická ale přesně v opačné fázi, než byla retardovaná vlna z vysílače. Obě vlny se vzájemně zruší, a proto můžeme říci, že byla retardovaná vlna vysílače pohlcena. Přijímač ale musí také vytvořit advancovanou vlnu, která se pohybuje v čase nazpět. Tato vlna je však zrušena advancovanou vlnou z vysílače, která má opačnou fázi.

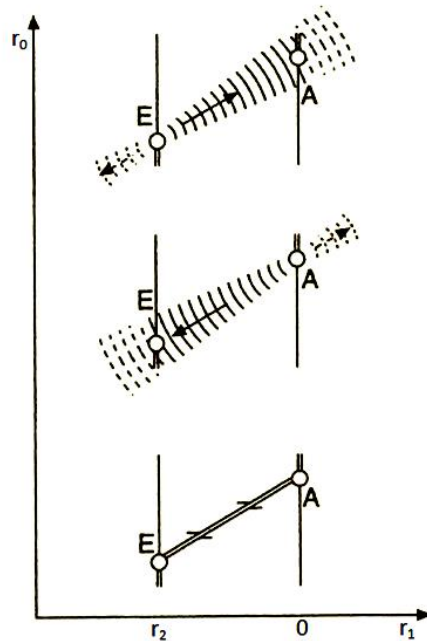
Uvažujme systém dvou těles (při rozšíření úvahy na více těles se neobjevují žádné problémy), jedno kvantově mechanické těleso se nachází v prostoročasovém bodě (r_1, t_1) , druhé, které s ním bude interagovat, je v bodě (r_2, t_2) . Mezi oběma tělesy probíhá kvantově mechanický proces podle zákona zachování $E = h \cdot \nu$, kde ν je frekvence vlnění (viz obr. 220).

1. „Vysílač“ (E) v bodě (r_1, t_1) vysílá retardovanou „nabízející vlnu“ $|\Psi\rangle$. Tato vlna (stavový vektor) je fyzikální vlna a nikoliv (jako v Kodaňské interpretaci) pouze „pravděpodobnostní“ vlna.

2. „Přijímač“ (A) v bodě (r_2, t_2) přijímá nabízející vlnu a je tím donucen vyslat „potvrzující vlnu“, která je proporcionální vlně $|\Psi\rangle$ v bodě R_2 zpětně v čase. Faktor proporcionality je $\langle \Psi(r_2, t_2) |$.

3. Potvrzující vlna, kterou přijme „vysílač“ je $\langle \Psi | \Psi \rangle$. Můžeme předpokládat, že tato vlna odpovídá pravděpodobnosti, že transakce je kompletní (tj. proběhla interakce).

4. Výměna nabízející a potvrzující vlny pokračuje, dokud neproběhne výměna energie a dalších zachovávaných se veličin, která je určena kvantovými okrajovými podmínkami systému. Mezi vysílačem a přijímačem existuje tedy stojatá vlna v prostoročase, která odpovídá zachování energie a momentu hybnosti. Vytvoření takové superpozice advancovaných a retardovaných vln (vln předcházejících a zpožďujících se v čase) je ekvivalentem „kolapsu stavového vektoru“ v Kodaňské interpretaci. Pozorovatel sleduje pouze kompletní transakci, kterou může interpretovat jako jedinou retardovanou vlnu (např. foton), pohybující se od vysílače k přijímači.



Obr. 220: K vysvětlení transakční formulace kvantové mechaniky. Zdroj E vysílá „nabídkovou vlnu“ do budoucnosti a současně do minulosti (nahore). Vlnu zachytí absorbér A, který vyšle jako echo „potvrzující vlnu“ zpět v čase ke zdroji a současně do budoucnosti. Nabídková a potvrzující vlna se všude ve vesmíru vzájemně vyruší, s výjimkou oblasti na přímé raze mezi absorbérem a zdrojem, kde se obě vlny naopak vzájemně zesilují, aby vytvořily kvantovou transakci (dole).

Kolaps vlnové funkce v této souvislosti již není zásadním problémem. Proces kvantového měření probíhá v „okamžiku“, kdy je transakce dokončena (nabízející vlna odeslána, potvrzující vlna přijata, stojatá vlna vytvořena s pravděpodobností $\langle \Psi | \Psi \rangle$), což se stane přes určitý prostoročasový interval, a proto nikdo nemůže určit okamžik kolapsu, ale pouze interval kolapsu (v soulase s teorií relativity).

Dosud jsme se zabývali časově reverzibilním invariantem. Ale hmotné částice jsou popsány **Schrödingerovou rovnicí**. Pokud je Ψ řešením (tj. nabízející vlna), pak $\langle \Psi |$ řešením není. Potvrzující vlna však musí být časově obrácena a obecně musí být relativistickým invariantem, tedy řešením **Diracovy rovnice**. V tomto případě nerelativistickým omezením není pouze jediná Schrödingerova rovnice, ale dvě Schrödingerovy rovnice: rovnice ve směru času má za řešení funkci $|\Psi\rangle$, časově inverzní rovnice (kde i je nahrazeno $-i$) má řešení $\langle \Psi |$. Proto $\langle \Psi |$ odpovídá potvrzující vlně, $|\Psi\rangle$ nabízející vlně. Celý proces probíhá v prostoru (ve třech rozměrech).

Retardovaná nabízející vlna je vyslána ve všech prostorových směrech. Objekty, které nabízející vlny přijmou, posílají nazpět své advancované potvrzující vlny odesílateli. Předpokládejme, že příjemci jsou označeni jako 1 a 2, s odpovídajícími změnami energie E_1 a E_2 . Pak stavový vektor systému lze zapsat standardním způsobem jako superpozici vln. Mohou proběhnout dvě možné transakce: výměna

energie E_1 s pravděpodobností $P_1 = \langle \Psi_1 | \Psi_1 \rangle$, nebo výměna energie E_2 s pravděpodobností $P_2 = \langle \Psi_2 | \Psi_2 \rangle$.

V tomto případě jsou konjugované vlny avancovanými vlnami s hodnotami v bodech R_1 nebo R_2 , případně podle pravidla 3 uvedeného výše. Kolaps vlnové funkce probíhá v prostoročaseovém intervalu.

Podle Bella žádná „teorie“ nemůže být v souladu s kvantovou mechanikou, dokud nemá nelokální charakter. V tomto smyslu je transakční interpretace **teorií skrytých proměnných**, neboť postuluje reálné vlny pohybující se v prostoročase. Dokud není nabízející vlna pohlcena, nevytváří se žádná potvrzující vlna.

Tento mechanismus nepředstavuje žádný problém, protože se nepřenáší ani energie, ani moment hybnosti ani žádná jiná fyzikálně pozorovatelná veličina. Problémy, jako je EPR paradox nebo Schrödingerova kočka, se v této teorii nevyskytují. Jak již bylo řečeno dříve, v této interpretaci neexistuje žádný časový okamžik, v němž je transakce kompletní.

EPR paradox je argumentem nekompletnosti teorie, která proto vyžaduje objektivní realitu. Transakční interpretace je takovou teorií, protože nabízející a potvrzující vlny jsou reálnými vlnami, a nikoliv vlnami pravděpodobnosti. Vzájemná korespondence avancovaných a retardovaných vln je základem teorie, která vytváří těsný vztah mezi budoucností a minulostí. Nelokálnost teorie spočívá především v tom, že minulost je jistým omezeným způsobem ovlivňována jevy v budoucnosti tak, jako je budoucnost ovlivněna jevy v minulosti. Pokud například pozorujeme hvězdu vzdálenou několik stovek světelných let od Země, pak do našeho oka dopadají retardované vlny a současně z našeho oka vycházejí avancované vlny směrem k hvězdě.

Transakční teorie je typickým příkladem jednorozměrné, leč izotropní teorie času. Ukazuje se, že celá kvantová teorie je vskutku časově takřka izotropní. Všechny běžné kvantové události mohou probíhat a také probíhají v čase tam i nazpět se stejnými výsledky (jsou vratné). Jakmile však do hry vstupuje velké množství částic, začínají prudce klesat pravděpodobnosti, že se např. všechny částice shromáždí pouze v jedné ze dvou spojených nádob, potažmo, že se ojetý vrak spontánně změní na luxusní mercedes. Jinými slovy, řídící úlohu v tomto případě přebírá entropie, která, jak známo z druhého zákona termodynamiky, spontánně nikdy neklesá s časem plynoucím určitým jedním směrem, čímž budí zdání, že tento směr je jediným propustným směrem toku času. Pro jednotlivá kvanta to však úplně neplatí, a proto ani běžný pojem kauzality, tak, jak jej chápou makroskopické bytosti, neznamená v kvantovém světě takřka nic. V izotropním čase není na kvantové teorii vskutku nic mystického. Teprve pokud trváme na zachování kauzality i pro kvantové systémy, stává se tato teorie opravdu těžko pochopitelnou a odporující zdravému rozumu.

Z toho, co zde bylo nyní řečeno, by se mohla jevit myšlenka cytu a paracytu zcela zbytečnou. Při vysokých energiích částic se však ukazuje, že šipka času není přeci jen pouhou termodynamickou iluzí alebrž fundamentální skutečností projevující se (i když velmi slabě a jen ve zcela specifických případech) i na úrovni samotných elementárních částic. Zasvěcenější čtenáři jistě tuší, že mám na mysli dnes již dostatečně experimentálně prověřený jev **porušení CP-invariance**:

V rámci kvantové teorie pole lze ukázat, že z požadavku relativistické invariance, lokality a mikrokauzality (tj. z vlastností týkajících se výhradně chování v prostoročase) plyne invariance vůči kombinované inverzi zahrnující nábojové sdružení (C), prostorovou inverzi (P) a časovou inverzi (T).

Výrok, že každá lokální relativistická kvantová teorie je CPT-invariantní, známý jako **CPT-teorém**, sehrál v moderní fyzice významnou roli a dnes existuje jeho rigorózní důkaz i v rámci axiomatizované kvantové teorie pole. Na druhé straně nyní máme k dispozici experimentální data, jež nadevší pochybnost potvrzují, že v přírodě dochází k narušení C-invariance, P-invariance i kombinované CP-invariance. Protože dle výše zmíněného teorému se kombinovaná CPT-invariance musí vždy zachovávat, plyne z narušení CP-invariance též narušení T-invariance, tj. invariance fyzikálních procesů vzhledem k inverzi času (poprvé pozorováno ve druhé polovině 90. let 20. století v ženevském středisku CERN při rozpadu neutrálních kaonů a antikaonů).

Zavedení avancovaných vln do kvantové mechaniky je jistě velikým posunem vpřed v našem myšlení a chápání fyzikální reality. Minimálně na EPR entanglovaných párech můžeme tento mechanismus nelokální prostorčasové komunikace přímo pozorovat. Vlnové funkce částic mohou být navzájem provázány právě prostřednictvím retardovaných a avancovaných vln, nezávisle na faktické prostorové vzdálenosti těchto částic. Na druhé straně, lze výsledky experimentů Yangova typu dobře interpretovat i kvantovou mechanikou s pilotní vlnou. Je však pozoruhodné a svým způsobem i velice krásné, že též hermitovsky sdružené vlnové funkce získávají v Cramerově teorii na fyzikálním významu, takže po matematické stránce se Cramerova teorie jeví úplnější než např. Schrödingerova.

15.1.8. Vlnová funkce v kubické mřížce a izotropie prostoru

Uvažujme kvantion, který se může nalézat v jedné ze dvou možných poloh, přičemž v každé z nich je ve stejných vnějších podmínkách. Předpokládejme, že existuje určitá amplituda pravděpodobnosti, že kvantion přejde z jedné z těchto dvou možných poloh do druhé a samozřejmě stejná amplituda pro opačný proces. Pro kvantion pak existují dva možné stavy s přesně určenými energiemi. Velikosti obou amplitud jsou v obou stavech konstantní v čase a jejich fáze se v čase mění se stejnými frekvencemi. Vyskytuje-li se na počátku kvantion v jedné poloze, přejde po určitém čase do druhé a za nějaký čas se opět přehoupne do původní polohy – změny amplitudy jsou podobné pohybu dvou spřažených kyvadel.

Nyní si představme cytoprostorovou mříž, kde každá buňka reprezentuje energetickou jamku (lokální minimum) pro každý kvantion. Existuje jistá amplituda pravděpodobnosti, že se kvantion přesune do sousední jamky, odkud se může přemístit do další polohy, ale také se může vrátit zpět do původní. Situace je nyní podobná nekonečnému počtu navzájem spřažených kyvadel neboli šíření vln elastickým kontinuem.

Uvažujme zpočátku pro jednoduchost jednorozměrný případ – šíření kvantionu po chreodě. Necht' jsou v posloupnosti buněk chreody jednotlivé buňky očíslovány jednotlivými báзовými stavy kvantionu uvnitř dané buňky. Každý kvantový stav $|\phi\rangle$ dané chreody lze potom popsat s pomocí báзовých stavů $|n-1\rangle$, $|n\rangle$, $|n+1\rangle$, kde $|n\rangle$ odpovídá báзовému stavu, kdy je zaplněna n -tá buňka chreody. Lze to provést jednoduše tak, že udáme všechny amplitudy $\langle n|\phi\rangle$ toho, že se stav $|\phi\rangle$ nachází v některém z báзовých stavů neboli amplitudy toho, že se kvantion vyskytuje v některé buňce. Stav $|\phi\rangle$ lze proto psát jako superpozici báзовých stavů

$$|\phi\rangle = \sum_n |n\rangle \langle n|\phi\rangle. \quad (15.1.24)$$

Dále předpokládejme, že kvantion může s určitou amplitudou přejít do buňky na jedné nebo druhé straně. Uvažujme nejjednodušší případ, v němž může kvantion jedním krokem přecházet pouze do nejbližších sousedních buněk. Necht' je amplituda takového přechodu za jednotku času iA/\hbar . Označíme-li dále amplitudu $\langle n|\phi\rangle \equiv C_n$, můžeme rovnici (15.1.24) zapsat ve tvaru

$$|\phi\rangle = \sum_n |n\rangle C_n. \quad (15.1.25)$$

$|C_n(t)|^2$ je potom pravděpodobnost toho, že v čase t nalezneme kvantion v n -té buňce chreody. Hamiltonovy rovnice popisující tento systém tedy nabývají tvaru

$$i\hbar \frac{dC_n(t)}{dt} = E_0 C_n(t) - A C_{n+1}(t) - A C_{n-1}(t). \quad (15.1.26)$$

Koeficient E_0 představuje vazebnou energii kvantionu, kdyby se nemohl odpoutat od buňky, a představuje výběr nuly na stupnici energií. Další člen je amplituda toho, že kvantion za jednotku času přeskočí z $(n+1)$ -ní do n -té buňky a poslední člen vyjadřuje amplitudu přeskočení z $(n-1)$ -ní do n -té buňky.

Aby bylo chování každého stavu $|\phi\rangle$ úplně popsáno, je třeba napsat Hamiltonovu rovnici pro každou

amplitudu C_n . Protože chreoda obsahuje řádově 10^{62} buněk, nedopustíme se velké nepřesnosti, budeme-li předpokládat, že počet buněk, a tedy i stavů je nekonečný. Pokusme se nejprve nalézt stavy s přesně určenou hodnotou energie neboli případy, v nichž se všechny amplitudy s časem nemění buď vůbec a nebo s touž frekvencí. Řešení budeme hledat ve tvaru

$$C_n = a_n e^{\frac{-iEt}{\hbar}}. \quad (15.1.27)$$

Komplexní číslo a_n představuje časově nezávislou část amplitudy toho, že kvantion nalezneme v n -té buňce. Po dosazení (15.1.27) do (15.1.26) získáme nekonečný počet rovnic o nekonečnu neznámých a_n :

$$Ea_n = E_0 a_n - Aa_{n+1} - Aa_{n-1}. \quad (15.1.28)$$

Označme nejprve buňky podle polohy: buňka n nechť se nachází v místě x_n , buňka $n + 1$ v místě x_{n+1} . Je-li vzdálenost mezi středy buněk l_h , potom platí

$$x_{n+1} = x_n + l_h. \quad (15.1.29)$$

Zvolíme-li počátek v buňce číslo nula, máme

$$x_n = nl_h. \quad (15.1.30)$$

Rovnice (15.1.27) a (15.1.28) přepíšeme jako

$$\begin{aligned} C_n &= a(x_n) e^{\frac{-iEt}{\hbar}}, \\ Ea(x_n) &= E_0 a(x_n) - Aa(x_{n+1}) - Aa(x_{n-1}). \end{aligned} \quad (15.1.31)$$

S použitím vztahu (15.1.29) můžeme druhou rovnici (15.1.31) přepsat ve tvaru

$$Ea(x_n) = E_0 a(x_n) - Aa(x_n + l_h) - Aa(x_n - l_h). \quad (15.1.32)$$

Protože číslo l_h je velmi malé, můžeme výrazy v závorkách (15.1.32) považovat za diferenciály a rovnici (15.1.32) řešit jako běžnou lineární diferenciální rovnici s konstantními koeficienty.

Hledejme tedy řešení ve tvaru

$$a(x_n) = e^{ikx_n}. \quad (15.1.33)$$

Po dosazení do rovnice (15.1.32) dostaneme

$$Ea_n = E_0 e^{ikx_n} - A e^{ik(x_n+l_h)} - A e^{ik(x_n-l_h)}. \quad (15.1.34)$$

Celou rovnici můžeme dělit e^{ikx_n} a máme

$$E = E_0 - A e^{ikl_h} - A e^{-ikl_h} = E_0 - 2A \cos(kl_h). \quad (15.1.35)$$

Při libovolném výběru konstanty k tedy existuje řešení, jehož energie je určena rovnicí (15.1.35). Pro různou volbu k dostáváme různé energie, takže existuje nekonečný počet řešení. Je to důsledek toho, že jsme vycházeli z předpokladu nekonečného počtu bázových stavů. Rovnice (15.1.33) určuje pro každé k veličiny $a(x_n)$, takže amplitudy C_n můžeme psát jako

$$C_n = e^{ikx_n} e^{\frac{-iEt}{\hbar}}. \quad (15.1.36)$$

Činitel e^{ikx_n} představuje závislost amplitud na poloze. Když přecházíme od jedné buňky ke druhé, zjišťujeme, že amplitudy oscilují.

Uvědomme si, že amplituda se chová v prostoru jako komplexní oscilace, tzn. její velikost je stejná ve všech buňkách, ale fáze v daném čase se při přechodu od buňky k buňce mění o hodnotu ikl_h . Imaginární část C_n je oscilující funkcí, ale její fáze je posunuta o $\pi/2$. To znamená, že druhá mocnina absolutní hodnoty (součet druhých mocnin reálné a imaginární části) je stejná pro všechna C . Zvolíme-li konkrétní k , dostaneme stacionární stav se stejnou pravděpodobností v libovolné buňce –

žádná buňka není preferována. Pouze fáze se mění od buňky k buňce, a navíc v závislosti na čase.

Z rovnice (15.1.36) je vidět, že reálná a imaginární část amplitudy se šíří cytoprostorem jako vlny

$$\psi_{\text{Re}} = \text{Re} e^{i\left[kx_n - \frac{Et}{\hbar}\right]}, \quad \psi_{\text{Im}} = \text{Im} e^{i\left[kx_n - \frac{Et}{\hbar}\right]}, \quad (15.1.37)$$

kde směr šíření závisí na znaménku k .

Z rovnice (15.1.35) je zřejmé, že energie může ležet pouze v intervalu od $E_0 - 2A$ pro $k = 0$ až po $E_0 + 2A$ při $k = \pm \frac{\pi}{l_h}$. Energie tedy může nabývat libovolných hodnot z určitého intervalu energií, mimo tento interval ale žádnou. Stačí tedy vzít k z určité ohraničené oblasti a získáme všechna možná řešení.

Prozkoumejme blíže, co se děje při malých k , tedy tehdy, když se amplituda při přechodu od jedné buňky ke druhé mění poměrně pomalu. Vybereme si takovou stupnici energií, aby platilo $E_0 = 2A$. Pak se energetické minimum buňky posune na nulovou hodnotu energie. Pro dostatečně malá k můžeme psát

$$\cos(kl_h) \approx 1 - \frac{k^2 l_h^2}{2} \quad (15.1.38)$$

a energie (15.1.35) přejde na tvar

$$E = Ak^2 l_h^2. \quad (15.1.39)$$

Energie je tedy přímo úměrná kvadrátu vlnového čísla amplitud C_n .

Jak popíšeme celou situaci v případě, že víme, že kvantion s určitou energií je lokalizován v určité oblasti se známou distribucí pravděpodobnosti? Můžeme toho dosáhnout superpozicí několika řešení

(15.1.36), v nichž se hodnoty k a tedy i energie od sebe nepatrně liší. Amplituda C_n se bude měnit v závislosti na poloze, neboť jednotlivé členy spolu budou vzájemně interferovat za vzniku vlnového klubka (15.1.16), pohybujícího se grupovou rychlostí $u = \frac{d\omega}{dk}$, kde $\omega = \frac{E}{\hbar}$. Namísto E dosadíme výraz (15.1.39) a máme

$$v = \frac{2Al_h^2}{\hbar} k. \quad (15.1.40)$$

Kvantiony se tedy pohybují rychlostí úměrnou charakteristické hodnotě k . Když z rovnice (29.35) vyjádříme k a dosadíme do (15.1.39), dostaneme výraz

$$E = \frac{1}{2} m_{ef} v^2, \quad (15.1.41)$$

kde

$$m_{ef} = \frac{\hbar^2}{2Al_h^2} \quad (15.1.42)$$

je konstanta nazývaná **efektivní setrvačná hmotnost**. Vidíme tedy, že kinetická energie kvantionu je analogická kinetické energii klasické částice. Všiměme si ještě, že

$$p \equiv m_{ef} v = \hbar k, \quad (15.1.43)$$

což je výraz pro impuls volné částice. Vidíme, že samotná celulární struktura cytoprostoru působí na kvantiony obdobně, jako Higgsovo pole na částice standardního modelu – uděluje jim nenulovou setrvačnou hmotnost.

Aplikujme nyní tyto výsledky na celý trojrozměrný cytoprostor. Umístíme-li počátek souřadnic do některé z buněk, můžeme pro všechny buňky cytoprostoru psát

$$x = n_x l_h, \quad y = n_y l_h, \quad z = n_z l_h, \quad (15.1.44)$$

kde n_x, n_y, n_z , jsou libovolná celá čísla. Podobně jako v jednorozměrném případě se i nyní mohou amplitudy $C(x, y, z)$ měnit v závislosti na čase. Podle našich předpokladů lze psát Hamiltonovy rovnice jako

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dC(x, y, z)}{dt} = & E_0 C(x, y, z) - A_x C(x + l_h, y, z) - A_x C(x - l_h, y, z) - \\ & - A_y C(x, y + l_h, z) - A_y C(x, y - l_h, z) - \\ & - A_z C(x, y, z + l_h) - A_z C(x, y, z - l_h). \end{aligned} \quad (15.1.45)$$

Hledáme opět stacionární stav, v němž se všechna C mění v závislosti na čase stejným způsobem:

$$C(x, y, z) = e^{-\frac{iEt}{\hbar}} e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)}. \quad (15.1.46)$$

Dosazením (15.1.46) do (15.1.45) dostáváme podmínku pro řešení

$$E = E_0 - 2A_x \cos(k_x l_h) - 2A_y \cos(k_y l_h) - 2A_z \cos(k_z l_h). \quad (15.1.47)$$

Vlnová čísla k_x, k_y, k_z , tvoří složky vlnového vektoru \mathbf{k} , takže rovnici (15.1.46) můžeme upravit do kompaktní vektorové podoby

$$C(x, y, z) = e^{-\frac{iEt}{\hbar}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (15.1.48)$$

Amplituda se mění jako komplexní rovinná vlna pohybující se v trojrozměrném prostoru ve směru vektoru \mathbf{k} , s vlnovým číslem

$$k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (15.1.49)$$

Jsou-li všechna tři čísla A_x, A_y, A_z kladná a k je malé, potom je závislost $E = E(\mathbf{k})$ poměrně jednoduchá. Rozvineme-li kosiny tak, jak jsme to udělali v případě (15.1.39), dostáváme

$$E = E_{\min} + A_x l_h^2 k_x^2 + A_y l_h^2 k_y^2 + A_z l_h^2 k_z^2. \quad (15.1.50)$$

Uvažujeme-li jednoduchou kubickou mřížku s mřížkovou konstantou l_h , potom lze očekávat, že

$$A_x = A_y = A_z \equiv A. \quad (15.1.51)$$

Máme tak

$$E = E_{\min} + A l_h^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = E_{\min} + A l_h^2 k^2 \quad (15.1.52)$$

Docházíme tedy k závěru, že trojrozměrné vlnové klubko, vytvořené superpozicí mnoha kvantionových stavů s přibližně stejnou energií, se pohybuje cytoprostorem stejně, jako klasická částice s určitou efektivní hmotností obyčejným prázdným prostorem, který je homogenní a izotropní. Ve srovnání LQG tak **teorie cytoprostoru nepředpovídá efekt rozdílné rychlosti vysokoenergetických a nízkoenergetických fotonů ve vakuu.**

Podotkneme ještě, že i při kubické symetrii se koeficienty A_x, A_y, A_z mohou navzájem lišit, pokud je stav kvantionu v buňkách asymetrický (např. v přítomnosti vnějšího pole). V takovém případě závisí efektivní hmotnost kvantionu lokalizovaného v buňce na směru jeho pohybu. Částice může mít v přítomnosti silového pole např. jinou setrvačnost ve směru x než ve směru z – prostor přestává být izotropní. Pro podrobnější popis uvedené situace se zavádí tenzorová veličina zvaná **tenzor efektivní hmotnosti**, s jehož pomocí lze v cytoprostoru např. přeformulovat Einsteinovy rovnice gravitačního pole. Opětovně se k těmto otázkám vrátíme v kapitole 30.4.1.3.

15.1.9. Transakční interpretace Hilbertova prostoru

Zrekapitulujme si krátce základní poznatky o cytoprostoru, které jsme odvodili v předešlých kapitolách:

Původně byla rychlost cytonů vypočtena coby nejnižší rychlost potřebná k tomu, aby model fungoval. Posléze se však ukázalo, že síla, která působí na cytonový pár uvnitř cytoprostorové buňky (síla, jež generuje orbitální chronor) je při této rychlosti naprosto identická se silou, kterou je napínán lineární chronor díky své vlastní rotaci, na základě relativistických kvantových efektů zmíněných ve 14. kapitole. Přitom takto provedený výpočet oné síly je zcela nezávislý na tom, jak rychle se cyton pohybuje. Rychlost cytonu tak byla vlastně potvrzena dvěma nezávislými výpočty. Jeden vycházel ze struktury cytoprostoru jako takové (aby to fungovalo), a druhý byl ryze relativisticky kvantově mechanický. Oba dva však nakonec dospěly k naprosto stejné hodnotě napětí, což je pozoruhodným potvrzením správnosti teorie.

Cytony existují jako samostatné kvazičástice na pozadí cytoprostoru (přesněji dané cytoprostorové chreody) až do chvíle, než dojde v určité cytoprostorové buňce k jejich srážce. Takováto buňka je pak po dobu Planckova času tzv. aktivovanou buňkou cytoprostoru – generují se v ní chronory v pořadí: 1) lineární chronor, 2) orbitální chronor, 3) sférický chronor, 4) kubický subchronor. Uvnitř kubického subchronoru se vytvoří další mikrokopie cytoprostoru – intracytoprostor. Po uplynutí Planckova času se buňka deaktivuje („praskne“), vnitřní vesmír zanikne (do té doby v něm ale uplyne cca. $3,2 \cdot 10^{18}$ s vlastního času) a z místa, kde k tomu došlo, se začne šířit tzv. sekundární cytorezonance, o níž jsme zde již několikrát hovořili. Ihned po aktivaci buňky však proběhne ještě jeden důležitý děj: po téže chreodě, po níž před okamžikem přiběhly oba cytony, se zpět k blandriu šíří tzv. **reliktová cytorezonance**. Ve skutečnosti se prostoročas (nejprve však ale intracytoprostor) vytváří uvnitř sférického chronoru a tohoto procesu se účastní 2 druhy vlnění. Transversální vlnění, které postupuje po povrchu sférického chronoru konečnou rychlostí v_1 , a longitudinální vlnění postupující vnitřkem konečnou rychlostí v_2 . Poměr mezi oběma rychlostmi činí $\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{2}$.

To vede v důsledku k vytvoření kubického subchronoru uvnitř sférického chronoru. Uvnitř kubického subchronoru se poté sám utvoří intracytoprostor. Přesný mechanismus jeho vzniku jsme vypočetli v kap. 18, spolu s příslušnými indexy lomu cytorezonance na rozhraní intracytoprostoru, z nichž m.j. vyplývá i celková doba života vesmíru (dnes se nalézáme zhruba v 1/8 jeho celkové délky trvání). Struktura, vyplňující prostor mezi sférickým chronorem a kubickým subchronorem – blandrium – je pro fungování cytoprostoru je zcela klíčovou.

Uvnitř kubického subchronoru se nalézá krychlová dutina fungující jako rezonátor. Vnitřní prostředí uvnitř dutinového rezonátoru kubického subchronoru, jímž se může šířit vlnění, tvoří čas, který se po zásahu buňky párem cytonů uvnitř na Planckův okamžik prudce roztočí a následkem této rotace získá na krátko nejen vlastnosti elastického kontinua, ale zároveň se i zhmotní. Stojaté vlnění, které v tomto rezonátoru existuje, tvoří prostorovou mřížku z uzlů a kmiten. Kmitny představují cytoprostorové buňky a souvislá řada buněk spojující dvě protilehlé strany kubického subchronoru tvoří jednu chreodu. Cytorezonanční kvazikvanta – cytony – postupují ve formě longitudinálního vlnění právě a pouze po chreodách, podobně, jako se šíří světelné vlnění (které je ovšem transversálním) v optickém vláknu. Přitom interference primární cytorezonance se stojatým vlněním uvnitř rezonátoru (cytoprostorem) způsobuje, že se cytony primární cytorezonance, postupující podél dané chreody, objevují právě a pouze v kmitnách cytoprostorové mřížky (buňkách). Protože cytony existují pouze v diskretních bodech cytoprostoru (či jakékoliv jeho soběpodobnostní kopie v rámci fraktální rekurse v intracytoprostoru), může docházet k jejich srážce a následnému generování kvantionu, právě a pouze uvnitř cytoprostorové buňky. Po srážce dvou cytonů v této prázdné buňce se vytvoří v jejím středu warpová bublina, která se prudce rozpíná a v jejím nitru vznikne regulerní prostoročas, zatímco na jejím okraji se utvoří nové blandrium chránící nitro před vnějšími poli sekundární cytorezonance.

Dále jsme ukázali, že za Planckův čas (10^{-43} s) uplynouší v našem světě proběhne v intracytoprostoru $3,2 \cdot 10^{18}$ s. Platí tak rovnost

$$\frac{3,2 \cdot 10^{18}}{10^{-43}} = 3,2 \cdot 10^{61} \quad (15.1.53)$$

Uvnitř kvantionu odpovídá tato hodnota jednomu antionu. Po uplynutí Planckova času se kvantion včetně blandria rozpadá a jeho vnitřní energie se přeměňuje na sekundární cytorezonanci, která se šíří cytoprostorem od místa rozpadu kvantionu. Cytoprostorová buňka „obývaná“ kvantionem se vyprázdňuje a je připravena přijmout další cytonový pár.

Je pozoruhodné, že kvantion se rozpadá za dobu, během níž světlo překoná jeho průměr, a to nezávisle na tom, zda uvažujeme světlo v intracytoprostoru, či světlo v cytoprostoru, které se přitom pohybuje $3,2 \cdot 10^{61}$ -krát rychleji. Světlo v cytoprostoru totiž překoná kvantion za dobu 10^{-43} s, což je doba života kvantionu měřená v cytoprostoru, světlo v intracytoprostoru překoná kvantion za $3,2 \cdot 10^{18}$ s, což je doba života téhož kvantionu měřená v intracytoprostoru.

Sekundární cytorezonance se od primární liší jednak amplitudou, a jednak tím, že se šíří cytoprostorem všemi směry bez ohledu na chreody. Na rozdíl od primární cytorezonance, jdoucí spořádaně po chreodách, je sekundární cytorezonance, jdoucí napříč, tlumeným vlněním. Pokud bychom pozorovali cytoprostor skrze filtr zviditelňující pouze sekundární cytorezonanci, spatřili bychom potenciálovou hyperplochu identickou s vlnovou funkcí v rámci hydrodynamické formy Schrödingerovy rovnice (kvantový potenciál).

Blandrium je obří dutý krychlovitý útvar o hraně cca. $3 \cdot 10^{27}$ m, obklopující místní kupu vesmírů. Vnitřní struktura blandria je velmi složitou sítí tzv. **cytorezonančních chreod** – tenounkých vlnovodů o průměru Planckovy délky ($1,6 \cdot 10^{-35}$ m) a délce $3 \cdot 10^{27}$ m, jimiž se nepředstavitelnými rychlostmi cca. $6 \cdot 10^{132}$ m · s⁻¹ pohybují cytorezonanční kvazikvanta – **cytony**. Cytoprostorová síť připomíná gigantický počítačový procesor, či obří vesmírný mozek běžící na závratné frekvenci $2 \cdot 10^{105}$ Hz, s operační rychlostí neuvěřitelných $6 \cdot 10^{146}$ bit · s⁻¹.

V prvním přiblížení si můžeme blandrium představit jako obří duté krychlové zrcadlo. Z něho v prvním vstupu vylétávají s malým fázovým zpožděním 2 cytony na přesně opačných stranách cytoprostoru a míří proti sobě po téže chreodě. Je jasné, že se v určité buňce cytoprostoru srazí a jejich energie dá vznik kvantionu. Jistá zbytková energie z této srážky se ale odrazí zpět k blandriu – reliktová cytorezonance. Protože nedošlo ke srážce přesně ve středu cytoprostoru, tyto 2 cytony dorazí zpět k blandriu s toutéž vzájemnou retardací, jen v opačné fázi. Cyton, který byl vyslán jako první, dolétne nyní jako poslední.

Blandrium se tak vlastně snaží vytvářet statický vesmír. Chová se tedy jako dokonalý pozorovatel, který svým pozorováním kapky vody na rozpálené plotně způsobí, že se tato nikdy nevypaří (bylo experimentálně dokázáno), neb v důsledku neustálého pozorování nemohou jednotlivé částice v ní měnit svůj kvantový stav (jejich vlnová funkce je obrazně řečeno neustále zkolabovaná a nemůže tudíž měnit kvantový stav částice). Blandrium tak vlastně jen zesiluje příchozí cytony z reliktních na primární a převrací časový sled jejich příchodu a odchodu. Chreoda příchodu při tom vždy odpovídá chreodě následného vyslání.

To by samo o sobě vedlo k absolutně statickému vesmíru se všemi částicemi zamrzými v neměnné poloze na věky ve svých buňkách. Avšak, jak jistě tušíte, je zde ještě ona nezbedná sekundární cytorezonance, alias kvantový potenciál, šířící se izotropně celým cytoprostorem a vytvářející v něm systém potenciálových vrcholů a prohlubní, které mohou ovlivňovat fázi postupu spořádaných cytonů, postupujících po chreodách. Cyton, je na své chreodě střídavě (nepatrně) zpomalován či urychlován v závislosti na tom, zda postupuje v poli sekundárních cytorezonancí (kvantovém potenciálu) ve směru kladného či záporného gradientu. To vede k tomu, že se dříve vyzářené cytony vracejí do blandria s obecně jinou fází (co do absolutní hodnoty), než byla ta, s níž byly vyzářeny. Protože blandrium reaguje na základě přijatých reliktových cytonů, vede toto zkreslení příchozí informace k poruchám „vidění“ blandria, které tak může vystřelit cytony do úplně jiné buňky, než do které střílelo o „okénko“ dříve. Dá se to opět přirovnat k mrkajícimu pozorovateli, pozorujícímu kapku vody na rozpálené plotně. Při každém mrknutí se mu molekuly rozpohybují (zkolabovaná vlnová funkce se obnoví), čímž nakonec nedokáže zabránit vypaření kapky.

Sekundární cytorezonance má tak na svědomí pohyb částic ve vesmíru. Má toho ale ve skutečnosti na svědomí ještě daleko více: Mějmež shluk hmotných částic a v jeho blízkosti další hmotnou částici. Protože každý kvantion této částice je postupně exponován ve všech 3 osách (chredách) vedoucích k jeho buňce, bude muset část cytonů procházet přes pole masívní sekundární cytorezonance, kterou budí onen shluk částic opodál. To povede k fázové změně, která způsobí, že každý další obraz naší částice bude naexponován o nějakou tu buňku blíže našemu shluku. To způsobí vznik efektivní síly, která, jako by testovací částici přitahovala k onomu shluku částic (hmotnému tělesu). Dostáváme tak gravitaci (vlastně bez gravitace). Podobně lze modelovat i další druhy polí, pokud zdrojové částice navíc třeba ještě roztočíme (přiřadíme jim spiny). Tím získáme silnější, a navíc směrově závislé sekundární cytorezonance odpovídající např. elektrickým a magnetickým polím mezi částicemi.

15.2. Relativistická kvantová teorie pole

15.2.1. Vznik síly v Cytoprostoru

V této kapitole si budeme klást za cíl odpovědět širěji na zdánlivě triviální otázku, proč se mohou tělesa v prostoru pohybovat. Jinými slovy, proč se částice vůbec obtěžují měnit svůj kvantový stav.

Když elektron v excitovaném atomu přeskakuje z hladiny na hladinu, není to tak, že by se postupně vyskytoval (jak energeticky, tak prostorově) spojitě ve všech mezistavech existujících mezi oběma hladinami. Mezi hladinami má totiž vlnová funkce (udávající pravděpodobnost jeho nalezení/výskytu) nulovou hodnotu. Přechod, doprovázený vyzářením (pohlcením) fotonu o energii rovné rozdílu hladin, se ve skutečnosti realizuje způsobem, kdy elektron na jedné hladině jednoduše přestane existovat a na druhé hladině se současně objeví.

Dle OTR nelze bez hmoty dost dobře zavést ani čas, ani prostor. V moderních teoriích gravitace se navíc ukazuje, že nejen prostor a čas jsou závislémi na hmotě (a jejích pohybech), ale sama hmota je jakýmsi způsobem zpětně vytvořena z prostoru a času. Jak jsme ukázali, největší problém fyziky 20. století tkvěl v představě spojitěho prostoročasu, kde i rozměrům o velikosti geometrického bodu byl přikládán význam. Negen gravitace, coby síla, jejímž charakterem jsou lokální odchylky v prostoročasové metrice (zakřivení geometrie prostoročasu), se ukázala být na tento mylný popis prostoročasového kontinua velmi citlivá, ale i naše schopnost porozumění ostatním interakcím je hrubě ovlivněna touto nesprávnou představou. Kvantová teorie ukázala, že energii lze předávat či odebrat hmotě pouze po kvantech. OTR pak dokázala, že i gravitační vlny odnášejí přesně vypočitatelnou energii. Na základě představy spojitěho prostoročasu se však nedařilo tuto energii ve vlně lokalizovat ani kvantovat (přiřadit správné kvantové operátory). Vše se změnilo, když Abhay Ashtekar se svými spolupracovníky v 80. letech minulého století vytvořil teorii, podle které existují atomy samotného prostoročasu. V prvním dílu jsme si ukázali, že ve smyčkové kvantové gravitaci se prostor a čas kvantují a z nepatrných kvant prostoru a času je vytvořena tzv. spinová pěna sestávající ze skutečně „hmatatelných“ atomů prostoročasu, jejichž projevy (např. vliv na rychlost šíření světelných paprsků) jsme již dnes schopni experimentálně testovat.

Ukázali jsme rovněž, že čas není jen způsob vyjádření pohybu již existujících částic uvnitř již existujícího prostoru. Jest to entita, která je samou podstatou těchto částic (podstatou energie a jejich kvant) a stejně tak je zcela určující pro formování prostoru. Zároveň je čas energetickými strukturami, které sám vytváří, zpětně ovlivňován a tvarován. Popis přírody v jazyce kde již prostor a čas nejsou redukovatelné na nekonečně malé body, ale jsou tvořeny dále nedělitelnými atomy, vedl k revoluci v možnostech kvantového popisu gravitace a lepšímu porozumění tomu, co se děje ve středu černých děr, proč se černé díry vypařují a jak vlastně vznikl vesmír. Periodická struktura prostoročasu sestávajícího z drobných atomů prostoru a času (spinové pěny) pak vedla k předpovědi, že i v absolutním vakuu by se fotony různých energií měly pohybovat nepatrně různými rychlostmi, podobně, jako když se foton pohybuje v periodické struktuře rezonátorů – ty mohou být tvořeny buď rezonančními dutinami ve vakuu (magnetron, klystron, permaktron, linac), nebo atomy tvořícími látkové prostředí a podle předpovědi smyčkové kvantové gravitace i teorie cytoprostoru, také i periodickým uspořádáním atomů prostoročasu.

Struny se v teorii cytoprostoru objevují následkem jakéhosi „zhmotňování času“, k němuž dochází na úrovni Planckovy délky následkem aktivace cytoprostorové buňky zásahem dvojice cytonů postupujících vzájemně proti sobě po téže chreodě (viz konstrukce lineárního, orbitálního a sférického chronoru).

Jak bylo popsáno výše, cytony při své pouti cytoprostorem procházejí oblastmi sekundární cytorezonance, která se šíří coby jisté zbytkové chvění cytoprostoru z místa srážek dalších cytonů. Fyzikální vlivy sekundární cytorezonance na rychlost primární cytorezonance (šíření cytonů), vedou v okolí velkých hmot (zdrojů masivní sekundární cytorezonance) k efektům urychlování a zpomalování rychlosti cytonů. Proti směru šíření sekundární cytorezonance se cytony urychlují, po směru naopak

zpomalují. Výsledkem je skutečnost, že když umístíme hmotnou částici do blízkosti jiné hmoty, bude docházet ke zpomalování cytonů letících směrem od hmoty (posunu fáze vektoru jejich cytonové parity směrem vzad) a zároveň urychlování cytonů letících ve směru opačném (posunu fáze vektoru jejich cytonové parity směrem vpřed). Ke srážkám cytonů generujícím tuto částici, tedy dochází ve stále menší vzdálenosti od oné hmoty – částice začne na hmotu volně padat. Protože cytoprostorové chreody tvoří ve skutečnosti prostorovou mřížku, je každá cytoprostorová buňka aktivována postupně ze všech tří směrů, což umožňuje fungování tohoto modelu i v třírozměrném prostoru.

Dá se také ukázat, že každá pohybující se částice ve svém okolí budí nehomogenní pole sekundární cytorezonance (pilotní kvantovou vlnu), která sama způsobuje fázový posun primárních a reliktových cytonů, takže dokonale zmatené blandrium, ač se vehementně „snaží“ udržet částici v klidu, pokaždé ji opět nastřelí o nějakou tu buňku vedle. Jak uvidíme v dalších kapitolách, vede to efektivně k setrvačnému pohybu a vzniku odporové síly vůči jeho změně (setrvačné síle). Dospějeme tak jedním rázem též k Machovu principu.

Pro úplnost je třeba ještě zdůraznit, že celkový charakter sekundární cytorezonance je velmi komplikovaný a závisí nejen na vibračních módech stun, jako je tomu u gravitace, ale rovněž na rotačních módech. Jak uvidíme dále, krom přitažlivých sil tak můžeme v cytoprostoru poměrně snadno generovat též síly odpudivé.

15.2.1.2. Elektromagnetická interakce

15.2.1.2.1. Transakční model elektromagnetického pole

Každá částice složená z kvantionů, obsahuje za každý kvantion jeden vektor majoritní orientace sekundární cytorezonance. V nenabitých částicích jsou všechny vektory majoritní orientace sekundární cytorezonance rozmístěny chaoticky, což znamená, že se navzájem významně ruší.

Jinak tomu ovšem je u částic nabitých. Nejmenší takovouto částicí je nejlehčí z rodiny elektricky nabitých leptonů – elektron. U něho poprvé narážíme na pojem pole, jehož úplný model a popis, patří k největším triumfům nestacionární teorie cytoprostoru.

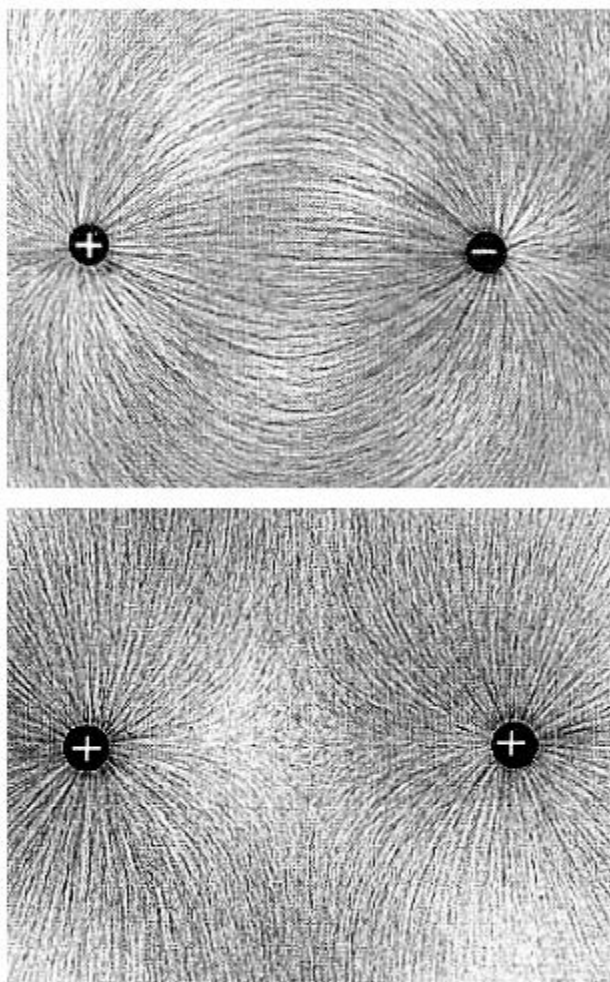
Elektromagnetická interakce je důsledkem jisté převahy stejných vektorů majoritní orientace sekundární cytorezonance, tj. vektorů ortogonálních na vektory primární a reliktové cytorezonance ve vyšetřované doméně, která se tak stává zdrojem pole. Jestliže k sobě dostatečně přiblížíme dvě takovéto domény, a to nesouhlasnými póly, (viz obr. 221), vytvoříme dva vzájemně opačné vektory sekundární cytorezonance, které dají vznik poli sekundární cytorezonance.

Oblast působení tohoto pole rezonuje nejbouřlivěji právě v blízkosti naší hypergeupy. Sekundární cytorezonance je zde natolik intenzivní, že se její výrazný útlum dostaví až v takové vzdálenosti od zdrojových domén, která převyšuje jejich vlastní průměr.

Dráha cytonu, procházejícího touto oblastí sekundární cytorezonance, bude výrazně pozměněna, zatímco paracyton přicházející z opačné strany, se ze své chreody vychyluje jen minimálně. To má za následek zpomalení cytonu, jehož srážka s paracytonem se tak uskuteční poněkud blíže centru pole sekundární cytorezonance, než kdyby sekundární cytorezonance nebylo. Výsledkem tohoto procesu je plynulá translace domén vůči sobě. Částice se tedy přitahují, resp. odpuzují v důsledku rozdílné hustoty antionu na jejich pólech.

Dilatace času s tím spojená je zdrojem již zmíněné translace domén ve směru $|-x\rangle$, která však může být kompenzována spolu se sekundární cytorezonancí braketu, je-li přítomna síla \mathbf{F} vytvářející vektor $|x\rangle$ interagující s vektorem $|-x\rangle$ translacované domény při následné anihilaci sekundární cytorezonance. Tento proces je pochopitelně pouze dočasný. Vzápětí opět začíná působit vektor $|x\rangle$ a celý výše popsáný proces (který má za následek, že částice ve vesmíru dokážou navzájem držet

pohromadě, aniž by od sebe samovolně odpadly nebo se zhroutily jedna do druhé) se opakuje a to mnohamiliardkrát za sekundu.



Obr. 221: Siločáry elektrického pole dvou bodových nábojů

Zdrojem síly a s ní spojeného pohybu, jsou tedy ve skutečnosti rozdíly v hustotě toku času v různých místech prostoru. Podobné mechanismy působí rovněž při odpuzování částic.

Nejprve zavedeme vhodný Hilbertův postor cytonové parity. Cyton x můžeme rozlišit od paracytonu \bar{x} právě a pouze dle hodnoty jejich interhypergrupární bariéry. Jak je zřejmé z obrázku 221, vytváří okolo sebe souhlasné náboje slabou sekundární cytorezonanci, která je nutí expandovat. Pole sekundární cytorezonance vytváří mezi náboji tzv. mrtvou zónu sekundární cytorezonance, což má za důsledek orientované odpuzování těchto nábojů.

Kmitáním elektrických nábojů v cytoprostoru se vytvářejí vlny sekundární cytorezonance (elektromagnetické vlny) v souladu s Maxwellovou elektrodynamikou. Tyto vlny se pohybují prostorem formou postupujících oscilací interhypergrupární bariéry. Důsledkem je silné potlačení cytorezonančního útlumu pro tyto vlny (podobně, jako se vlny primární a sekundární cytorezonance šíří po chredě jako solitony) a možnost interakce energoclusterů cytorezonančních vln (fotonů) s látkou.

Energoclustery nazýváme ty oblasti vln sekundární cytorezonance, u nichž je interhypergrupární bariéra s naší hypergrupou blízká nule. Energoclustery (obvykle zaujmají několik kvintiliard cytoprostorových buněk) v interakci s hmotnými částicemi vykazují korpuskulární povahu – viz fotoefekt. Elektromagnetické vlny mohou také zpětně působit na své zdroje. Např. elektrický náboj

elektronu se v elektromagnetickém poli roztočí (spin) zatímco impulsmoment elektronu zůstává nulový. Braket cytonové parity elektronu tedy v elmag. poli rotuje.

15.2.1.2.2. Kvantová podstata fotonů

Fotony tvoří základ našeho popisu toho, která látka (složená z hmotných částic) dokáže emitovat, nebo přijímat elektromagnetickou energii. Tak např. v atomech jsou energetické hladiny diskrétní, a proto i elektromagnetická energie, kterou atomy mohou ztrácet a opět přijímat, může být pouze diskrétní. Kvanta této elektromagnetické energie reprezentují právě fotony. Ve vakuu, tedy mimo interakci s látkou, foton samozřejmě nikdy nikdo nepozoroval. Dokonce i KTP popisuje distribuci energie ve volně se šířící elektromagnetické vlně dosti neurčitě – foton je jakoby všude a zároveň nikde. Pro dlouhé vlnové délky navíc nastává u fotonů problém v tom, že látka již není schopna tak malé energie přijímat ani vysílat po kvantech, takže např. pro kilometrové vlny bude stále obtížnější je vytvořit tak, aby každá z nich nesla jen jediné kvantum energie a stejně tak bude problém takovou vlnu donutit, aby někde v látce vyvolala bodový efekt pohlcení onoho jediného fotonu.

Ve skutečnosti je foton berličkou, kterou zavedli fyzikové k tomu účelu, aby byli schopni lépe uchopit experimentálně průkazný fakt, že látka za jistých podmínek vyzařuje a pohlcuje elektromagnetickou energii po kvantech úměrných frekvenci. To ale ve skutečnosti neznamená nic jiného, než že elektromagnetické pole uvnitř látky dokáže kreovat fermionové páry (je to konec konců odvoditelné ze základních zákonů zachování – např. ve vakuu elektromagnetické pole žádné páry vytvořit nedokáže). Tvorba elektron-pozitronového páru v látkovém prostředí je známá již desítky let. Krom elektron-pozitronových párů mohou v látce stejně tak dobře vznikat i kvark-antikvarkové, preon-antipreonové, či dokonce parton-antipartonové páry, které již zjemní čárové spektrum emitovaných fotonů natolik, že se našim spektrometrům, (které sotva rozliší rozdíl 1 Hz u RTG záření na frekvenci 10^{20} Hz) jeví jako spojité Comptonovské kontinuum. Přitom je balíček energie nesené polem předán spektrometru teprve v látkovém prostředí, kde jedině je elektromagnetická vlna schopna kreovat pár. Všude jinde (ve vakuu) se elektromagnetická energie může nerušeně šířit kontinuálně, v nekvantované formě, jako spojité vlnění popisované Maxwellovou elektrodynamikou.

15.2.1.3. Základy mřížkové KTP

V mnoha případech se vlastnosti hmoty zkoumají za pomoci tzv. mřížových modelů. Jde o jednoduchý systém, ve kterém jsou ve vrcholech pravidelné mříže lokalizovány magnetické momenty (zpravidla spiny). Ty podle určitého předpisu interagují s nejbližšími sousedy. První takový model vznikl již v roce 1925. Od té doby se mřížové modely velmi rozšířily. Ukázalo se, že s jejich pomocí lze počítat nejen chování různých magnetických materiálů, ale i na první pohled poněkud odlišných systémů, jako je plyn, plazma, nebo chování kvarků uvnitř nukleonu. Statistické chování mřížových modelů se velmi často modeluje na základě Monte Carlo metod.

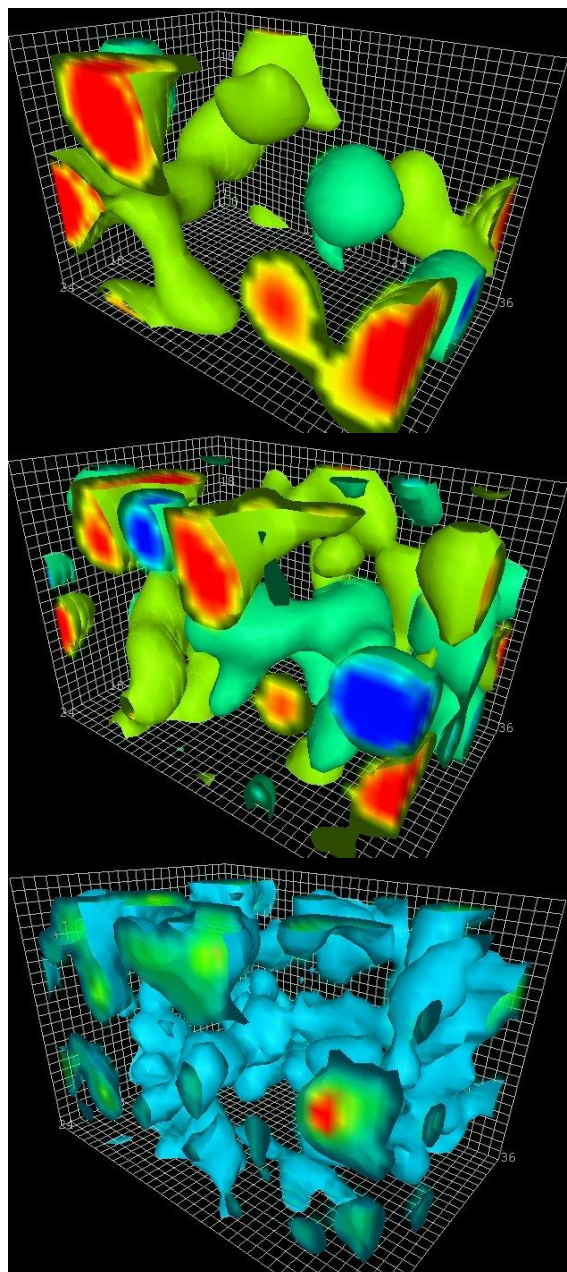
15.2.1.3.1. Silná jaderná interakce

15.2.1.3.1.1. Kvantová chromodynamika na diskrétní mřížce

Z kvantové chromodynamiky je velmi obtížné získávat předpovědi přímým výpočtem. U elektromagnetické interakce je energie vazby podstatně menší, než klidová energie vázaných částic (například elektronu a protonu v atomu vodíku), u silné interakce je tomu ovšem naopak – energie

vazby tří kvarků v protonu je podstatně větší než hmotnosti jednotlivých kvarků. Se vzdáleností kvarků jejich vzájemné silové působení neubývá, jako je tomu u elektromagnetické interakce, ale naopak roste. To vede k uvěznění kvarků do oblasti o rozměrech 10^{-15} m. Za běžných podmínek není možné získat volný, nevázaný kvark. Toto jsou dva hlavní důvody, proč standardní poruchová teorie (rozvoj řešení do řad), která je tolik úspěšná při kvantovém popisu elektromagnetického pole (QED), u teorie silné interakce (QCD) naprosto selhává.

Jednou z možností, kterak získávat současnými výpočetními prostředky předpovědi z kvantové chromodynamiky, je řešení problému neporuchovým přístupem, s pomocí diskrétní mřížce, v jejíchž vrcholech jsou lokalizovány kvarky a gluonová pole – diskretizace prostoru. V sérii obrázků 222 vidíme typickou časoprostorovou strukturu gluonového pole. Výpočetní oblast má rozměry $2,4 \times 2,4 \times 3,6$ fm.



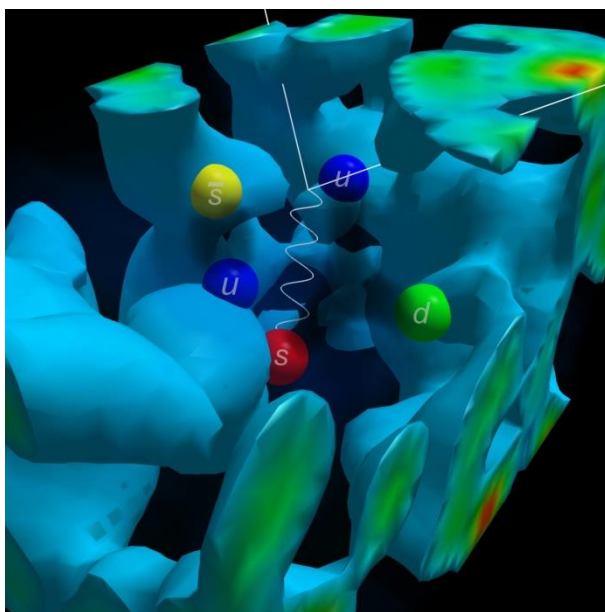
Obr. 222: Simulace gluonového pole metodou kvantové chromodynamiky na diskrétní mřížce

15.2.1.3.1.1.1. Mřížková chromodynamika

Díky QCD mají fyzici k dispozici základní rovnice popisující silnou jadernou sílu, jenže zabralo celé dekády, než se jim ve výpočtech podařilo dopracovat k nějakým smysluplným číslům. Řešení rovnic je ve většině případů, když ne zcela nemožné, tak alespoň velmi obtížné. Fyzici se ale nutně potřebovali hnout z místa.

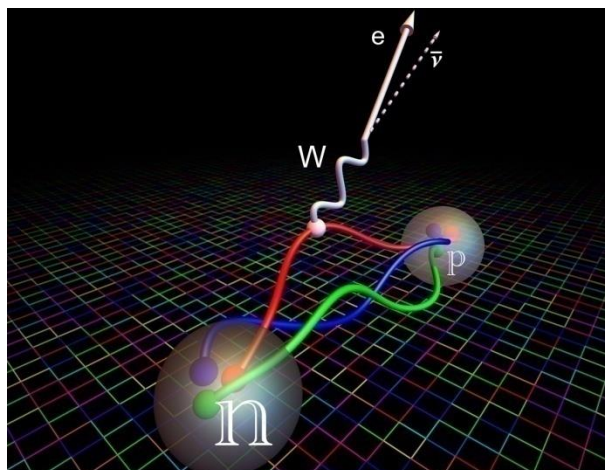
Feynmanova metoda integrálů přes trajektorie, vede ve spojitém prostoru k nekonečněrozměrným integrálům, s nimiž nedokážeme dobře zacházet. V mřížkové kalibrační teorii se však Feynmanovy integrály stávají konečněrozměrnými a dobře definovanými díky diskrétní povaze mřížky. Čím menší je rozestup vrcholů, tím více se výsledky přibližují skutečnému kontinuu. Často se provádějí výpočty s různou velikostí mříže a výsledky se extrapolují k nulové vzdálenosti vrcholů mříže.

V 16. kapitole jsme si uvedli, že výzkumná skupina Michaela Creutze, následovaná později skupinou Stephana Düra, dosáhla do té doby nevydaných úspěchů při využití superpočítačů pro Monte Carlo výpočty právě metodami mřížkové chromodynamiky. Tyto výsledky naznačují, že diskretizace prostoru je onou správnou cestou k uchopení standardního modelu, a to zdaleka nejen uvnitř virtuálního počítačového prostředí. Je to zároveň cesta, umožňující nejen standardní model plně využít a činit na jeho základě testovatelné předpovědi, ale také dovolující vydat se za jeho hranice – mimo jeho obvyklý rámec – a uchopit partie dosud neuchopitelné, jako jsou např. podstata setrvačnosti a kvantová gravitace.



Obr. 223: LQCD počítačová simulace nitra hyperonu. Červená, zelená a modrá kulička znázorňují kvarky v hyperonu. Ostatní oblasti jsou gluonová pole (97 % hmotnosti hyperonu). Modrý a žlutý objekt znázorňují excitaci gluonového pole – pár kvark-antikvark.

V husté a horké zárodečné polévce, z níž vznikl vesmír, bylo stejné množství neutronů a protonů. Rovnováhu mezi nimi udržovaly srážky s neutriny a antineutriny, které měnily protony na neutrony a neutrony na protony. V čase kolem jedné až deseti mikrosekund ale nastala významná změna. Neutrino se oddělila od látky, látka pro ně začala být průhledná a v důsledku toho se poměr mezi protony a neutrony začal měnit. Proton je totiž stabilní částice a neutron se rozpadá na proton, elektron a elektronové antineutrino (beta rozpad, $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$). Pokud by tento trend pokračoval ve vesmíru delší dobu, nenalezli bychom v něm dnes ani jeden neutron a vesmír by byl velmi chudý. Naštěstí se některé neutrony zachránily pro budoucnost tím, že vytvořily vázaný stav s protonem (jádro deuteria), nebo se integrovaly do lehkých atomových jader (helium, lithia atd.). Vázané neutrony se nerozpadají a jsou stabilní. Ve výsledku je dnes ve vesmíru 13 % vázaných neutronů a 87 % protonů.



Obr. 224: Rozpad neutronu se symbolickou mříží, na níž probíhají výpočty metodou LQCD (kvantová chromodynamika na mříži). Jeden z kvarků „d“ emituje polní částici W, která se v zápětí rozpadne na elektron a elektronové antineutrino. Kvark „d“ se tím přemění na kvark „u“ a z neutronu se stane proton.

Poločas rozpadu volného neutronu je něco málo přes deset minut (doba, za níž se z daného vzorku rozpadne polovina jedinců). Střední doba života neutronu je větší faktorem $\sqrt{2}$, tedy přibližně 15 minut. Bohužel ale různé experimenty dávají nepatrně odlišné hodnoty (až o 9 sekund). Liší se totiž výsledky získané sledováním počtu neutronů od výsledků změřených z pozorování produktů rozpadu (protonů a elektronů). Dosavadním řešením je údaj s dosti velikou nejistotou, který pokrývá oba způsoby měření): $\tau = 14 \text{ min } 40 \pm 14 \text{ s}$.

K řešení těchto problémů by bylo dobré znát přesný účinný průřez interakce polní částice slabé interakce W s kvarky uvnitř protonu. Ta je dána jedinou konstantou g_A (axiální vazební konstanta). Tato konstanta hraje při beta rozpadu stejnou roli jako elektrický náboj v elektromagnetismu. Její hodnota plyne z kvantové chromodynamiky (teorie silné interakce mezi kvarky), což je zásadní problém. Výpočty jsou velmi složité a lze je provádět jen na těch nejvýkonnějších superpočítačích světa. Nelze použít poruchovou teorii (počítat řešení jako malou poruchu jiného řešení), ale je třeba provádět kompletní výpočty. Zpravidla se tak děje na třírozměrné mříži (metoda LQCD). Tím, že se na mříži definuje nejmenší možné přiblížení kvarků, oříznou se dle relací neurčitosti vysoké hodnoty hybnosti a metoda nevede k nekonečným vyskytujícím se v kvantové chromodynamice. Dosavadní odhady tvrdily, že bychom konstantu g_A mohli při současném nárůstu výpočetního výkonu znát kolem roku 2020 s přesností 2 %. Skupina vědců z Lawrenceovy národní laboratoře v Livermoru, národní laboratoře v Oak Ridge a z dvanácti dalších univerzit a vědeckých institucí vytvořila nové alternativní postupy výpočtů, které vedly k překonání dvouprocentní hranice již v roce 2018 a dávají naději na určení klíčové konstanty s mnohem vyšší přesností, a tím pochopení rozpadu neutronu, v nejbližší době.

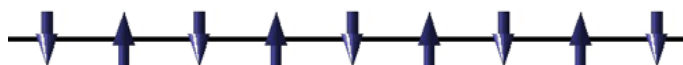
Výpočet chování neutronu není vůbec jednoduchý. Neutron vždy interaguje s okolím, při výpočtu tedy nemůže být izolován, ale musí být obklopený gluonovými poli a páry kvarků a antikvarků. Doslova je ponořený v moři ostatních částic a nachází se v kombinaci různých excitovaných stavů. Proto museli vědci provádějící výpočty nejprve zvolit jakýsi výřez reálného světa – neutronu i s jeho okolím. Práce koordinovali Pavlos Vranas a André Walker-Loud z Livermorské národní laboratoře v Berkeley. K výpočtu byl využit programový balík Chroma, který vyvinula kolaborace USQCD. Výpočty probíhaly na superpočítači Titan umístěném v Oak Ridge laboratoři. Typově šlo o stroj Cray® XK7™, který využívá 18 688 procesorů s 16 jádry, tedy dohromady 299 008 jader. Každé jádro má 2 GB paměti, tj. celkem 710 terabajtů paměti. Počítač dokáže provádět $27 \cdot 10^{15}$ výpočtů za sekundu. Celý výpočet trval 184 milionů hodin, samozřejmě rozdělených mezi jednotlivá jádra. Běžné stolní PC by takový výpočet zvládlo za 600 tisíc roků. Výsledkem je hodnota $g_A = 1,271 \pm 0,013$.

Přesná znalost hodnoty vazební konstanty umožní správně interpretovat rozdílné výsledky měření doby rozpadu neutronu a určit, která hodnota je správná. Pochopení procesů silné a slabé interakce je klíčové pro budoucnost fyziky, která dodnes nemá jednotnou teorii pro všechny čtyři interakce. Není vyloučené, že se za různými hodnotami doby života neutronu skrývá nová fyzika za hranicemi standardního modelu, který má tolik parametrů, že nemůže být úplnou fyzikální teorií.

15.2.1.3.1.1.2. Spinový žebřík a uvěznění kvarků

Uvěznění kvarků v mezonu nebo baryonu je zatím pochopeno jen rámcově. Není například jasné, jakou hmotnost budou mít lehčí mezony, na které se rozpadá mezon těžší (když dojde k „přetržení“ gluonové niti). Proto může být užitečné zkoumat podobně uvězněné systémy jiného charakteru. Na konci roku 2009 byl pozorován obdobný jev v tzv. spinových žebřících. Popišme si tento objev podrobněji.

Začneme s jednorozměrným řetězcem antiferomagnetika (obr. 225). V základním stavu jsou sousední spiny seřazeny antiparalelně (opačně orientované spiny přispějí k energii nižší hodnotou než souhlasně orientované spiny). Základní stavy (stavy s nejnižší možnou energií) existují dva (liší se orientací spinů) a při extrémně nízké teplotě dojde k narušení symetrie a výběru jednoho ze dvou základních stavů.



Obr. 225: Základní stav antiferomagnetického řetězce

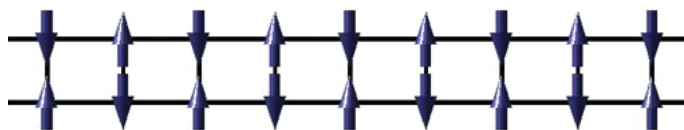
Zvýšíme-li nyní teplotu, dojde ke zvýšení energie řetězce. Díky teplotním fluktuacím se objeví oblast obrácených spinů (na obr. 226 je vyznačena červeně). Jde vlastně o část druhého základního stavu, která je vnořena do již existujícího základního stavu. Obrácená oblast je od okolí oddělena tzv. **doménovými stěnami** (A, B) neboli **spinony**. Doménová stěna (spinon) je tvořena dvojicí stejně orientovaných spinů, které jsou nositeli teplotní fluktuace (souhlasně orientované spiny mají vyšší energii než nesouhlasně). Takové excitace (spinony) se vždy objevují po dvojicích, jsou nositeli nevykompenzovaného spinu ($1/2$) v řetězci a celková energie řetězce nezávisí na vzdálenosti obou spinonů. Pohyb spinonu podél řetězce nemění celkovou energii řetězce. Spinon se chová jako volná kvazičástice, která není nijak korelována s druhým spinonem. Oba současně vzniklé spinony nejsou nijak vázané.



Obr. 226: Dvojice doménových stěn (spinonů)

Uvažujme nyní dva antiferomagneticky provázané řetězce spinů, tzv. **spinový žebřík**. Jeden ze dvou základních stavů žebříku je na obr. 227. Pokud nyní zvýšíme teplotu, objeví se v jednom z řetězců opět teplotní fluktuace – oblast obrácených spinů ohraničená dvěma spinony – Obr. 228. Situace je ale nyní velmi odlišná. Oblast obrácených spinů má shodný směr se spiny sousedního řetězce a celá oblast tak přispívá ke zvýšení energie žebříku. Čím větší je vzdálenost spinonů A a B, tím vyšší je energie spinového žebříku. Oba spinony jsou nyní silně vázané a energie jejich vazby roste s jejich vzdáleností! Situace je obdobná dvojici kvarku a antikvarku uvězněné v mezonu. Zde také roste energie vazby se vzdáleností kvarků, což kvarkům neumožňuje uniknout z vázaného stavu. Ani

v žebříku se jeden spinon nemůže vzdálit od druhého. Existuje zde i další paralela. Kvarky mají neceločíselný náboj a teprve jejich vázané stavy se navenek jeví jako by měly náboj celočíselný. Obdobně je každý spinon nositelem nevykompenzovaného spinu ($1/2$) a teprve dvojice vázaných spinonů má celočíselný spin.



Obr. 227: Základní stav spinového žebříku

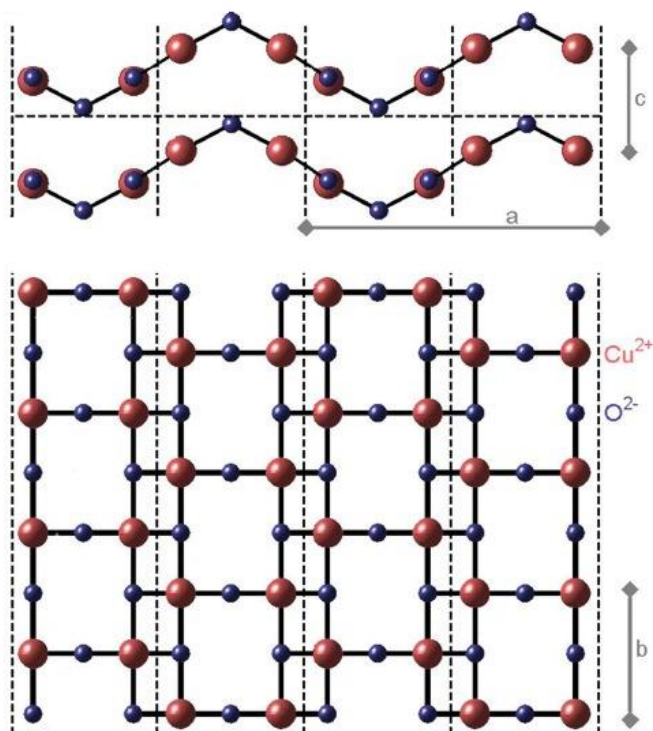


Obr. 228: Excitovaný stav spinového žebříku

Kvantové žebříky je možné snadno numericky simulovat a zjišťovat tak vlastnosti uvězněných jedinců. Důležité je, že na sklonku roku 2009 Bella Lake z Helmholtzova centra v Berlíně pozorovala se spolupracovníky uvězněné stavy dvou spinonů ve spinovém žebříku i experimentálně. Jednalo se o oxid CaCu_2O_3 . Materiál byl zkoumán za pomoci ohybu neutronů. Při vysokých energiích byly patrné samostatné lineární řetězce s dvojicemi nevázaných spinonů. Při nízkých energiích došlo ke spárování řetězců do spinových žebříků a spinony začaly být vázané obdobným způsobem jako kvarky v baryonech. Otevírá se zde mimořádně zajímavá možnost numerických simulací a přímých experimentů s uvězněnými spinony, která může objasnit zatím nevyřešené otázky kvantové chromodynamiky.



Bella Lake (1973)



Obr. 229: Schéma spinového žebříku CaCu_2O_3 . Nahoře je pohled z boku, dole pohled shora. Vzdálenost a je 0,9949 nm, b je 0,4078 nm a c je 0,3460 nm. Ionty Cu^{2+} mají spin 1/2 a jsou vyznačeny červeně.

U kvarků je vůně parametrem spojeným s jeho hmotností, kdežto barva je opět určena polarizací braketu cytonové parity, která může nabývat celkem tří vektorových stavů.

Orientace kvarkového braketu je ovlivněna orientací cytoresonančního vektoru gluonu, který s daným kvarkem interaguje.

Z kvantové chromodynamiky vyplynulo, že síla, kterou se tři různobarevné kvarky vzájemně přitahují, roste úměrně s jejich vzájemnou vzdáleností. Vektorová analýza provedená na základě nestacionární teorie cytoprostoru však ukázala také to, že tato vzdálenost nesmí výrazně překročit rozměr 10^{-15} m. Při překonání této interkvarkové vzdálenosti již interakce mezi kvarky začíná se vzrůstající vzdáleností prudce klesat (tzv. přetržení gluonové struny).

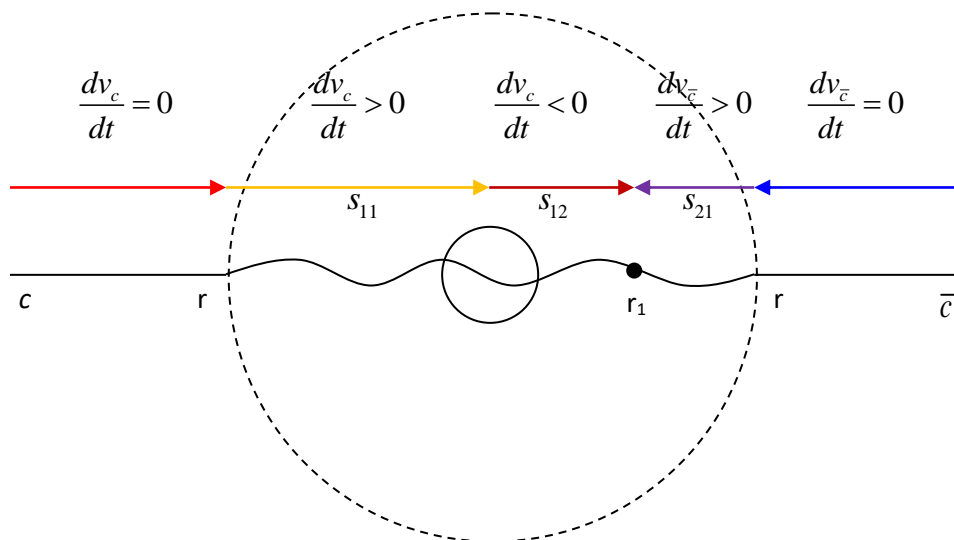
15.2.2. Gravitační interakce

15.2.2.1. Transakční model gravitačního pole

Jak již bylo naznačeno ve druhé kapitole, OTR velmi elegantně objasňuje podstatu gravitačních sil, neříká však vůbec nic o mikroskopických příčinách zakřivování geometrie prostoročasu hmotou. V tomto odstavci si ukážeme, která se s tímto problémem vypořádává nestacionární teorie cytoprostoru. Zároveň však považuji za korektní předem upozornit, že čtenáři, kteří nejsou profesionálními fyziky, se v této části velmi pravděpodobně začnou zvolna ztrácet. Pakliže se tak stane, doporučuji okamžitě přeskochit ke kapitole 31.

Směr braketu cytonové parity pro konkrétní kvantion, se po každé interakci $s + \bar{s} \rightarrow k$ mění o úhel 90° , přičemž původního směru nabude každý takovýto braket při každé čtvrté srážce. Kvantionový

spin se pak dle pravidel o skládání spinů přenáší na preon a posléze na leptony, kvarky a další částice. Koncentrace většího množství kvantonů v relativně malém prostoru má na svědomí vznik měřitelné tzv. polarizované cytorezonance (viz obr. 230).



Obr. 230: K vysvětlení transakčního modelu gravitačního pole

Kladná cytorezonance působí na cytony postupující ve směru vektoru intenzity gravitačního pole a vyvolává jejich urychlení úměrné velikosti intenzity tohoto pole. Naopak záporná cytorezonance působící na cytony postupující proti směru vektoru intenzity gravitačního pole, je zpomaluje. Daleko od hmotného zdroje se cytony pohybují konstantní rychlostí a pro dráhy s_1 , s_2 cytonového páru platí

$$\begin{aligned} s_1 &= vt, \\ s_2 &= s_0 - v(t - t_0), \\ s_1 &= s_2. \end{aligned} \quad (15.2.1)$$

odkud

$$t = \frac{s_0 + vt_0}{2v}. \quad (15.2.2)$$

Nyní nechme cytonový pár vstoupit do pole sekundární cytorezonance. Pohybové rovnice (15.2.1) se změjí na

$$\begin{aligned} s_{11} &= vt + \frac{at^2}{2}, \\ s_{12} &= vt - a(t - t_1)t - \frac{a(t - t_1)^2}{2}, \\ s_2 &= s_0 - v(t - t_0) - \frac{a(t - t_0)^2}{2}, \end{aligned} \quad (15.2.3)$$

$$s_{11} + s_{12} = s_{21}.$$

Z první rovnice stanovíme čas t_1 , od kterého se mění rovnoměrně zpomalený pohyb cytonu na rovnoměrně zrychlený:

$$at_1^2 + 2vt_1 - 2s_{11} = 0, \quad (15.2.4)$$

$$t_1 = \frac{-v + \sqrt{v + 2as_{11}}}{a}.$$

a poté ještě využijeme skutečnosti, že z důvodu symetrie $s_{11} = \frac{s_0}{2}$, čili

$$t_1 = \frac{-v + \sqrt{v + as_0}}{a}. \quad (15.2.5)$$

Máme tedy rovnici

$$2vt + \frac{at^2}{2} - a(t-t_1)t - \frac{a(t-t_1)^2}{2} = s_0 - v(t-t_0) - \frac{a(t-t_0)^2}{2}, \quad (15.2.6)$$

kteřou lze postupnými úpravami zjednodušit na tvar

$$2vt + \frac{at^2}{2} - at^2 + at_1t - \frac{at^2}{2} + at_1t - \frac{at_1^2}{2} = s_0 - vt + vt_0 - \frac{at^2}{2} + at_0t - \frac{at_0^2}{2}, \quad (15.2.7)$$

$$3vt - \frac{at^2}{2} - \frac{at_1^2}{2} + 2at_1t = s_0 + vt_0 + at_0t - \frac{at_0^2}{2}.$$

Dosažením za t z (15.2.2) a za t_1 z (15.2.5) postupně dostáváme

$$3v \frac{s_0 + vt_0}{2v} - \frac{a}{2} \left(\frac{s_0 + vt_0}{2v} \right)^2 - \frac{a}{2} \left(\frac{v - \sqrt{v - as_0}}{a} \right)^2 + 2at \frac{v - \sqrt{v - as_0}}{a} = s_0 + vt_0 + at_0 \frac{s_0 + vt_0}{2v} - \frac{at_0^2}{2},$$

$$3 \frac{s_0 + vt_0}{2} - \frac{a}{2} \left(\frac{s_0 + vt_0}{2v} \right)^2 - \frac{(v - \sqrt{v - as_0})^2}{2a} + 2t(v - \sqrt{v - as_0}) - s_0 - vt_0 - at_0 \frac{s_0 + vt_0}{2v} + \frac{at_0^2}{2} = 0,$$

$$\frac{3s_0}{2} + \frac{3vt_0}{2} - \frac{a}{2} \frac{s_0^2 + 2s_0vt_0 + v^2t_0^2}{4v^2} - \frac{v^2 - 2v\sqrt{v - as_0} + v - as_0}{2a} + 2vt - 2t\sqrt{v - as_0} - s_0 - vt_0 - \frac{as_0t_0}{2v} - \frac{at_0^2}{2} + \frac{at_0^2}{2} = 0,$$

$$\frac{3s_0}{2} + \frac{3vt_0}{2} - \frac{as_0^2}{8v^2} - \frac{as_0vt_0}{4v^2} - \frac{av^2t_0^2}{8v^2} - \frac{v^2}{2a} + \frac{2v\sqrt{v - as_0}}{2a} - \frac{v}{2a} + \frac{as_0}{2a} + 2vt - 2t\sqrt{v - as_0} - s_0 - vt - \frac{as_0t_0}{2v} = 0,$$

$$\frac{s_0}{2} + \frac{3vt_0}{2} - \frac{as_0^2}{8v^2} - \frac{3as_0t_0}{4v} - \frac{at_0^2}{8} - \frac{v^2}{2a} + \frac{2v\sqrt{v - as_0}}{2a} - \frac{v}{2a} + \frac{as_0}{2a} + vt - 2t\sqrt{v - as_0} = 0. \quad (15.2.8)$$

Vidíme, že rovnost v přítomnosti pole sekundární cytorezonance obecně neplatí, neboť levou stranu rovnice nelze anulovat. V případě obecně nerovnoměrného pohybu cytonových párů v poli sekundární cytorezonance tak nedojde k aktivaci stejné cytoprostorové buňky, jako v případě bez sekundární cytorezonance. To má za následek efektivní vznik pole gravitačních sil s jeho univerzálními účinky, jak je známo z OTR.

Z modelu rovněž dobře vyplývá dilatace času v gravitačním poli, neboť kvantiony vygenerované v oblasti silnějšího gravitačního pole mají vyšší energii a jejich doba života (antion) se prodlužuje. Podobně jako OTR tak dospíváme k výsledku, že silové pole souvisí s měnící se hustotou toku času v různých místech prostoru v poli sekundární cytorezonance.

15.2.2.1.1. Gravitační pole coby gradient hustoty toku času

Ukázali jsme, že v rámci nestacionární teorie cytoprostoru lze úspěšně modelovat vznik silových polí v přírodě. V tomto odstavci se pokusíme na základě tohoto modelu vybudovat analytickou teorii gravitačního pole, snadno formulovatelnou i v jazyce kvantové teorie.

Pohyb v centrálním gravitačním poli je obecně popsán rovnicí

$$\frac{d^2 r(t)}{dt^2} = \frac{GM}{r^2(t)}. \quad (15.2.9)$$

Operovat budeme v soustavě souřadné s počátkem v centru gravitačního pole. Protože gravitační pole je pole konzervativní, můžeme nalézt obecné řešení rovnice (15.2.9) prostým porovnáním

$$E_p = E_k, \quad (15.2.10)$$

kde

$$E_p = \int_r^{r_0} F_g dr = G \cdot m \cdot M \cdot \int_r^{r_0} r^{-2} dr = G \cdot m \cdot M \cdot \left[-\frac{1}{r} \right]_r^{r_0} = G \cdot m \cdot M \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \quad (15.2.11)$$

$$E_k = \int_{v_0}^v F dr = m \int_{v_0}^v \frac{dv}{dt} dr = m \int_{v_0}^v \frac{dr}{st} dv = m \int_{v_0}^v v dv = \left[\frac{mv^2}{2} \right]_{v_0}^v = \frac{m}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - v_0^2 \right] \quad (15.2.12)$$

Odtud

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - v_0^2 \right] = GM \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \quad (15.2.13)$$

a tedy

$$v = \frac{dr}{dt} = \sqrt{2GM \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) + v_0^2} = \sqrt{\frac{2GM(r_0 - r) + v_0^2 r r_0}{r r_0}} \quad (15.2.14)$$

neboli

$$dt = \sqrt{\frac{r r_0}{2GM(r_0 - r) + v_0^2 r r_0}} dr \quad (15.2.15)$$

a

$$t = \int_r^{r_0} \sqrt{\frac{r r_0}{2GM(r_0 - r) + v_0^2 r r_0}} dr. \quad (15.2.16)$$

Abychom dostali pohybovou rovnici, měli bychom vyjádřit r . Provedením substituce

$$\begin{aligned} x &= r(r_0 v_0^2 - 2GM) + 2GM r_0, \\ r &= \frac{x - 2GM r_0}{r_0 v_0^2 - 2GM}, \end{aligned} \quad (15.2.17)$$

obdržíme diferenciál

$$dx = (r_0 v_0^2 - 2GM) dr. \quad (15.2.18)$$

Odtud, dosazením do (15.2.16), máme

$$t = \int_r^{r_0} \frac{\sqrt{r_0(x-2GMr_0)}}{x\sqrt{r_0v_0^2-2GM}} dr = \int_r^{r_0} \frac{\sqrt{r_0(x-2GMr_0)}}{x\sqrt{r_0v_0^2-2GM}} dx = \frac{\sqrt{r_0}}{r_0v_0^2-2GM} \int_r^{r_0} \sqrt{1-\frac{2GMr_0}{x}} dx. \quad (15.2.19)$$

Poslední integrál můžeme snadno převést substitucí

$$\begin{aligned} y^2 &= \frac{x-2GMr_0}{x}, \\ x &= \frac{2GMr_0}{1-y^2}, \\ dx &= \frac{4GMr_0y}{(y^2-1)^2} dy, \end{aligned} \quad (15.2.20)$$

na integrál racionální lomené funkce

$$t = \frac{\sqrt{r_0}}{r_0v_0^2-2GM} \int_r^{r_0} \sqrt{1-\frac{2GMr_0}{x}} dx = \frac{4GM\sqrt{r_0^3}}{r_0v_0^2-2GM} \int_r^{r_0} \frac{y^2}{(y^2-1)^2} dy, \quad (15.2.21)$$

jejíž expanzí dostaneme výsledek

$$\begin{aligned} t &= \frac{4GM\sqrt{r_0^3}}{r_0v_0^2-2GM} \int_r^{r_0} \frac{1}{4(y-1)^2} + \frac{1}{4(y+1)^2} + \frac{1}{4(y-1)} - \frac{1}{4(y+1)} dy = \\ &= \frac{GM\sqrt{r_0^3}}{2GM-r_0v_0^2} \left[\frac{1}{y-1} + \frac{1}{y+1} - \ln \left| \frac{y-1}{y+1} \right| \right]_r^{r_0}. \end{aligned} \quad (15.2.22)$$

Odsostituováním dostáváme hledanou pohybovou rovnici:

$$t = \frac{GM\sqrt{r_0^3}}{2GM-r_0v_0^2} \left[\frac{1}{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}-1} + \frac{1}{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}+1} - \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}-1}{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}+1} \right| \right]_r^{r_0} \quad (15.2.23)$$

Naším úkolem nyní bude vyjádřit z této rovnice proměnnou $r(t)$:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}-1} + \frac{1}{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}+1} - \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}-1}{\sqrt{\frac{r(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}+1} \right| = \\ &= \frac{GM\sqrt{r_0^3}}{2GM+r_0v_0^2} \left(\frac{1}{\sqrt{\frac{r_0(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}-1} + \frac{1}{\sqrt{\frac{r_0(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}+1} - \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{r_0(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}-1}{\sqrt{\frac{r_0(r_0v_0^2-2GM)}{r_0v_0^2-2GM}+2GMr_0}+1} \right| \right) - t \end{aligned} \quad (15.2.24)$$

Řešení budeme provádět per partes postupným odsubstituováním. Necht'

$$z = \sqrt{\frac{r(r_0 v_0^2 - 2GM)}{r(r_0 v_0^2 - 2GM) + 2GM r_0}} \quad (15.2.25)$$

a k označíme první člen na pravé straně (15.2.24). Řešení předpokládáme ve tvaru $z = f(t)$, takže

$$r = \frac{2GM r_0 f^2(t)}{(r_0 v_0^2 - 2GM)(1 - f^2(t))} \quad (15.2.26)$$

Potom můžeme rovnici (15.2.24) zapsat jako

$$\frac{2z}{z^2 - 1} + \ln(z - 1) - \ln(z + 1) = k - t, \quad (15.2.27)$$

neboli

$$e^{z^2 - 2z + c} = \frac{z - 1}{z + 1}, \quad (15.2.28)$$

kde $c = k - t - 1$.

Tento typ rovnic je však bohužel analyticky neřešitelný, a proto nelze nalézt obecný tvar pohybové rovnice cytonu jakožto $\mathbf{r} = f(\mathbf{v}_0, \mathbf{r}_0, t)$, ale jedině jako $t = f(\mathbf{v}_0, \mathbf{r}_0, \mathbf{r})$. Existuje sice možnost rozvinout exponenciálu či logaritmus v Taylorovu řadu a transformovat tak nealgebraickou rovnici na algebraickou, nutnost omezit se pouze na prvních několik členů řady však povede k pouze přibližným výsledkům.

Fakt, že jsme nuceni pracovat v t -prostoru na místo r -prostoru, jak je běžné v negravitačních kvantových teoriích, nám ale ve skutečnosti příliš nevadí vzhledem k tomu, že se zajímáme právě o rozdíl časů, s jakým do zvoleného bodu prostoru dorazí jednotlivé složky páru cyton – paracyton.

Kvantový popis gravitace v nestacionární teorii cytoprostoru tak zároveň ukazuje na nemožnost nalezení přesného řešení pohybové rovnice gravitonu, takže nelze přesně stanovit, v jakém bodě cytoprostoru se nalézá vybraný graviton ve zvoleném čase. Nestacionární teorie cytoprostoru však umí dát dosti přesnou odpověď na obrácenou otázku, tj. kdy se bude vybraný graviton nalézat ve zvoleném bodě cytoprostoru.

Čas, který potřebuje cyton k překonání vzdálenosti $r_1 - r$ proti směru gradientu gravitačního pole, poté, co proletěl centrálním tělesem, bude dán vztahem

$$t = \int_{r_e}^{r_1} \sqrt{\frac{r r_1}{2GM(r_1 - r) + v^2 r r_1}} dr, \quad (15.2.29)$$

kde rychlost v je určena výrazem (15.2.14), kam za r musíme dosadit poloměr x centrálního tělesa. Máme tedy

$$v = \sqrt{\frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 x r_0}{x r_0}}. \quad (15.2.30)$$

Celkový čas, který cyton potřebuje k průletu Schwarzschildovým polem z bodu r_0 do bodu r_1 tak je

$$t = \int_x^{r_0} \sqrt{\frac{rr_0}{2GM(r_0-r) + v_0^2 rr_0}} dr + \frac{2x}{\sqrt{\frac{2GM(r_0-x) + v_0^2 xr_0}{xr_0}}} +$$

$$+ \int_x^{r_1} \sqrt{\frac{rr_1}{2GM\left((r_1-r) + \frac{(r_0-x) + v_0^2 xr_0}{xr_0} rr_1\right)}} dr,$$
(15.2.31)

kde prozatím zjednodušeně předpokládáme, že uvnitř centrálního tělesa se cyton pohybuje rovnoměrným pohybem s rychlostí v . Toto zjednodušení je oprávněné pouze pro Schwarzschildovskou černou díru, kde centrálním tělesem je singularita nulových rozměrů, či pro gravitační vlnu, kde centrální těleso chybí úplně. U centrálního tělesa nenulových rozměrů toto zjednodušení samozřejmě oprávněné není.

Pro přesné stanovení doby průletu centrálním tělesem je potřeba provést složitější konstrukci: Uvnitř centrálního tělesa je závislost gravitační síly na vzdálenosti od středu určena diferenciální rovnicí

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -kr,$$
(15.2.32)

která má obecné řešení

$$r = x \cos(\omega \tau),$$

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$
(15.2.33)

Systém se tedy chová jako lineární harmonický oscilátor a pro dobu průletu centrálním tělesem bude platit vztah

$$t = \frac{T}{2} = \pi \sqrt{\frac{m}{k}} = \pi \sqrt{\frac{x}{g}} = \pi \sqrt{\frac{x^3}{GM}}.$$
(15.2.34)

Hamiltonián systému je

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} kx^2.$$
(15.2.35)

Abychom zjistili dobu průletu při nenulové počáteční rychlosti v , rozšíříme fyzické centrální těleso na virtuální těleso poloměru $r \geq x$. Položíme tedy

$$H = \frac{1}{2} kr^2.$$
(15.2.36)

Máme tak rovnost

$$mv^2 = k(r^2 - x^2),$$
(15.2.37)

neboli

$$v^2 = g(r - x),$$
(15.2.38)

kde g je intenzita gravitačního pole v místě x , kde počítáme rychlost. Na místo skutečného harmonického pohybu s nenulovou počáteční rychlostí, tak vlastně počítáme jakýsi rozšířený harmonický pohyb s nulovou počáteční rychlostí. Ze vztahu (15.2.38) ihned dostáváme

$$r = \frac{v^2}{g} + x, \quad (15.2.39)$$

$$v^2 = g(r_0 - x).$$

Testovací částice pak do bodu x dospívá již s obecně nenulovou počáteční rychlostí, čehož jsme chtěli docílit. Dosazením tohoto výsledku do (15.2.33) ihned vidíme, že v bodě x platí

$$x = \frac{v^2 + gx}{g} \cos\left(\sqrt{\frac{g}{x}}\tau\right), \quad (15.2.40)$$

odkud

$$\tau = \sqrt{\frac{x}{g}} \arccos\left(\frac{gx}{gx + v^2}\right). \quad (15.2.41)$$

Parametr τ zde vyjadřuje dobu trvání části harmonického kmitu, kdy se cyton pohybuje mezi body r a x . Protože na druhé straně virtuálního tělesa je situace přesně symetrická, musíme od celkové doby trvání rozšířeného harmonického pohybu odečíst dvojnásobek této doby, abychom dostali hledanou dobu průletu fyzickým tělesem:

$$t = \pi \sqrt{\frac{rx^2}{GM}} - 2\sqrt{\frac{x^3}{GM}} \arccos\left(\frac{GM}{GM + xv^2}\right) = \quad (15.2.42)$$

$$= \pi \frac{\sqrt{x^3(v^2x + GM)}}{GM} - 2\sqrt{\frac{x^3}{GM}} \arccos\left(\frac{GM}{GM + xv^2}\right).$$

Neboli, vyjádřením rychlosti v ze vztahu (15.2.14)

$$t = \pi \frac{\sqrt{x^3 \left(\frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 xr_0}{xr_0} x + GM \right)}}{GM} - 2\sqrt{\frac{x^3}{GM}} \arccos\left(\frac{GM}{GM + x \frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 xr_0}{xr_0}} \right) \quad (15.2.43)$$

Přesné vyjádření doby průletu polem tedy zní

$$t = \int_x^{r_0} \sqrt{\frac{rr_0}{2GM(r_0 - r) + v_0^2 rr_0}} dr + \int_x^{r_1} \sqrt{\frac{rr_1}{2GM \left((r_1 - r) + \frac{(r_0 - x) + v_0^2 rr_0}{r_0} r_1 \right)}} dr +$$

$$+ \pi \frac{\sqrt{x^3 \left(\frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 xr_0}{r_0} + GM \right)}}{GM} - 2\sqrt{\frac{x^3}{GM}} \arccos\left(\frac{GM}{GM + \frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 xr_0}{r_0}} \right). \quad (15.2.44)$$

Příklad:

Za jakou dobu dopadne na zemský povrch těleso puštěné volným pádem z výšky $h = 1000$ km? Odpor vzduchu neuvažujme.

Řešení:

Protože tato výška je již řádově srovnatelná s poloměrem Země, nejsme oprávněni použít aproximace homogenního pole. Proto

$$t = \int_r^{r_0} \sqrt{\frac{r_0 r}{(r_0 - r) \cdot 2GM}} dr = \left[\frac{\pi r^{3/2}}{2\sqrt{2GM}} \right]_r^{r_0} = \left[\frac{\pi r^{3/2}}{2\sqrt{2G \cdot 6 \cdot 10^{26}}} \right]_{6378388}^{7378388} \approx 509,5 \text{ s.} \quad (15.2.45)$$

Bude zajímavé porovnat získaný přesný výsledek s přibližným výsledkem vypočteným pro homogenní pole o konstantní intenzitě $g \approx 9.81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$:

$$h = \int \int g dt = \frac{gt^2}{2}, \quad (15.2.46)$$

odkud

$$t = \sqrt{\frac{2h}{g}} \approx \sqrt{\frac{2000000}{9.81}} \approx 451.5 \text{ s.} \quad (15.2.47)$$

Jelikož intenzita centrálně symetrického pole klesá s druhou mocninou výšky h , kdežto u homogenního pole na h vůbec nezávisí, vychází doba volného pádu pro centrálně symetrický případ zcela pochopitelně větší.

Pozorování:

Dosadíme-li za t současné stáří Vesmíru stanovené sondou Planck Explorer na 13,8 miliardy let, za r_0 jeho poloměr 10^{27} m a $r = 0$, vyjde nám hmotnost Vesmíru necelých $M = 10^{54} \text{ kg}$.

Příklad:

Vypočtěme, jakou minimální rychlostí je potřeba v centrálně symetrickém poli vrhnout těleso kolmo vzhůru, aby uletělo do nekonečna. Odpor prostředí opět zanedbejme.

Řešení:

Máme stanovit minimální kinetickou energii, která na nějaké ekvipotenciální ploše v centrálně symetrickém gravitačním poli odpovídá potenciální energii téhož tělesa v nekonečnu. To je však snadné. Vyjdeme-li ze vztahů (15.2.11) a (15.2.12), stačí porovnat

$$E_p = G \cdot m \cdot M \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) = E_k = \frac{m}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - v_0^2 \right]. \quad (15.2.48)$$

Protože počítáme minimální únikovou rychlost, máme okrajové podmínky

$$\begin{aligned} r &= 0, \\ \frac{dr}{dt} &= 0, \end{aligned} \quad (15.2.49)$$

čili v nekonečnu se má těleso úplně zastavit. S těmito okrajovými podmínkami se rovnice (15.2.48) zjednoduší na tvar

$$\frac{GM}{r_0} = \frac{v_0^2}{2}. \quad (15.2.50)$$

Odtud již máme výsledek

$$v_0 = \sqrt{\frac{2GM}{r_0}}. \quad (15.2.51)$$

Pozorování:

Specielně, položíme-li počáteční rychlost rovnu rychlosti světla

$$v_0 = c, \quad (15.2.52)$$

můžeme z výrazu (15.2.51) vyjádřit poloměr r_0 , pod nějž když stlačíme veškerou hmotu M , neunikne do nekonečna dokonce ani samo světlo. Jedná se o nám již dobře známý **gravitační poloměr**, tvořící **horizont události** neboli hranici **černé díry** (viz kapitola 2):

$$r_0 = \frac{2GM}{c^2}. \quad (15.2.53)$$

Např. pro celou hmotu Zeměkoule ($M = 6 \cdot 10^{24}$ kg) činí gravitační poloměr pouhých $r_0 = 9$ mm.

Pro celý Vesmír $M = 10^{54}$ kg (viz předešlé pozorování), vyjde přibližně $r_0 = 10^{27}$ m. Zdá se tedy, že celý Vesmír je ve skutečnosti tvořen zakřiveným prostoročasem, zcela uzavřeným do sebe.

15.2.2.2. Kvantování gravitačního pole

Vydeme z pohybové rovnice (15.2.27) a budeme hledat její řešení rozvinutím logaritmu v Taylorovu řadu v okolí bodu r_1 , pro který již umíme spočítat čas t ze vztahu (15.2.44):

$$t = k - \frac{2z}{z^2 - 1} - \ln \frac{(r_1 - 1)}{(r_1 + 1)} + \sum_{i=1}^{\infty} \left[(-1)^i \frac{(z - r_1)^i}{i(r_1 - 1)} + (-1)^{i+1} \frac{(z - r_1)^i}{i(r_1 + 1)} \right] \quad (15.2.54)$$

V okolí Δt bodu t , tak rovnice (15.2.54) určuje střední hodnotu vlnové funkce cytonu. Dosazením z (15.2.26) tak dostáváme

$$\langle \psi \rangle = \langle \psi | \hat{r} | \psi \rangle = \frac{2GM r_0 z^2}{(r_0 v_0^2 - 2GM)(1 - z^2)}. \quad (15.2.55)$$

Obdobně, pro paracyton bude platit

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \langle \bar{\psi} | \hat{r} | \bar{\psi} \rangle = \frac{2GM r_2 z^2}{(r_2 v_0^2 - 2GM)(1 - z^2)}. \quad (15.2.56)$$

Označme rozdíl středních hodnot polohy cytonu a paracytonu v čase t jako

$$\Delta \langle \psi_{(t)} \rangle = \langle \psi_{(t)} \rangle - \langle \bar{\psi}_{(t)} \rangle. \quad (15.2.57)$$

Nyní stanovíme intenzitu gravitačního pole v místě r_1 z kvantové teorie gravitace:

- 1) Vybereme si cytoprostorovou buňku a spočteme pro ni fázový rozdíl Δt cytonového páru bez přítomnosti pole.
- 2) Dále vypočteme pro jednotlivé komponenty cytonového páru s tímto fázovým rozdílem hodnoty t pro tutéž buňku, za přítomnosti pole a stanovíme jejich rozdíl $\delta t \neq 0$.
- 3) Intenzitu gravitačního pole v tomto místě určíme následující konstrukcí: Stanovíme dráhový

rozdíl

$$\delta s \approx v \cdot \delta t = \delta t \sqrt{\frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 x r_0}{x r_0}}, \quad (15.2.58)$$

kde přibližnou rovností zdůrazňujeme, že na subplanckovských vzdálenostech počítáme s rychlostí cytonu jako s konstantou. Oprava na zrychlený pohyb cytonu, by na tomto intervalu přinesla natolik zanedbatelné zpřesnění výsledku a vzhledem k subplanckovým vzdálenostem by byla rovněž i obtížně fyzikálně zdůvodnitelná, takže v dalším textu nahradíme přibližnou rovnost běžnou rovností.

Pro změnu rychlosti tělesa v místě r_1 po uplynutí Planckova času tedy platí

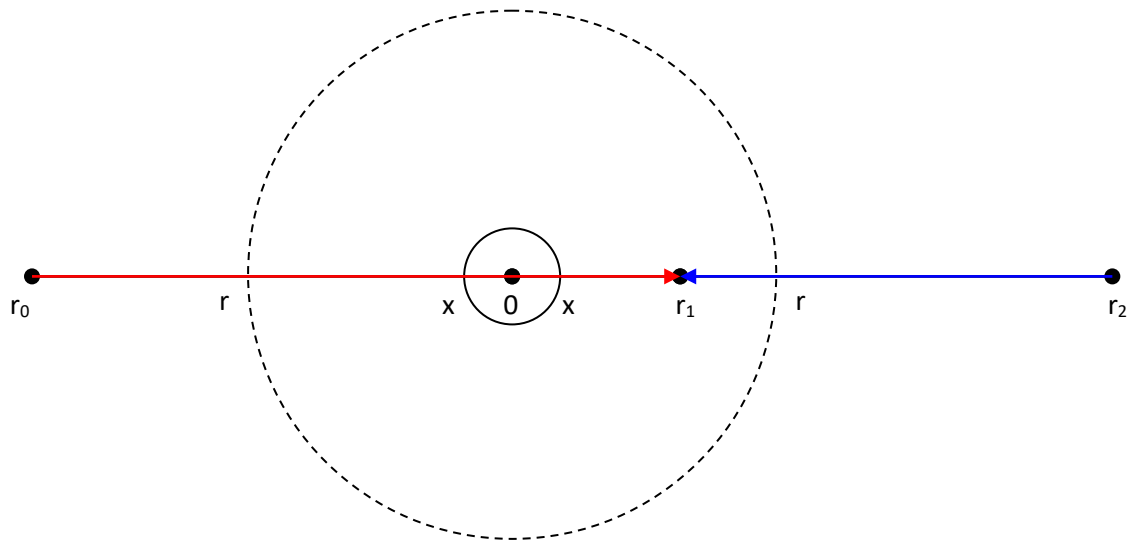
$$\delta u = \frac{\delta s}{t_h}, \quad (15.2.59)$$

odkud plyne hodnota intenzity gravitačního pole

$$g = \frac{\delta u}{t_h} = \frac{\delta t}{t_h^2} \sqrt{\frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 x r_0}{x r_0}}. \quad (15.2.60)$$

Po dosazení z (15.2.44) a (15.2.16) tak získáme konečný výsledek

$$g = \frac{1}{t_h^2} \sqrt{\frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 x r_0}{x r_0}} \cdot \left(\int_x^{r_0} \sqrt{\frac{r r_0}{2GM(r_0 - r) + v_0^2 r r_0}} dr + \int_x^{r_1} \sqrt{\frac{r r_1}{2GM\left((r_1 - r) + \frac{(r_0 - x) + v_0^2 r r_0}{r_0} r_1\right)}} dr + \right. \\ \left. + \pi \frac{\sqrt{x^3 \left(\frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 x r_0}{r_0} + GM \right)}}{GM} - 2 \sqrt{\frac{x^3}{GM}} \arccos \left(\frac{GM}{GM + \frac{2GM(r_0 - x) + v_0^2 x r_0}{r_0}} \right) - \right. \\ \left. - \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{r r_0}{2GM(r_0 - r) + v_0^2 r r_0}} dr \right). \quad (15.2.61)$$



Obr. 231: K vysvětlení transakčního modelu gravitačního pole

Gravitonu

$$\Psi = \varphi_0 \cdot e^{i(kr - \omega t)} = g \cdot r_1 \cdot e^{\frac{i}{\hbar}(Et - pr)} \quad (15.2.62)$$

pak přísluší hamiltonián

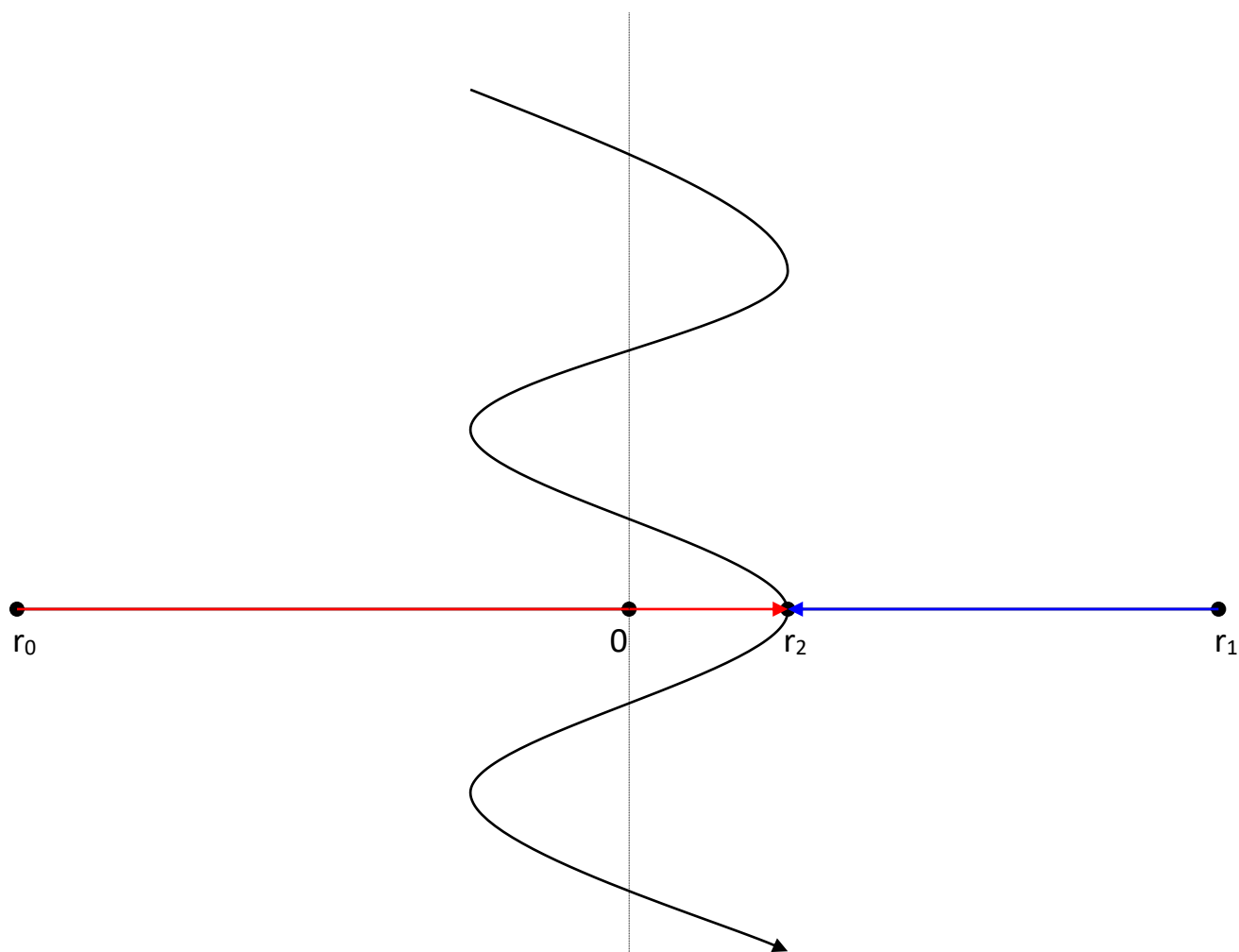
$$\hat{H} = \frac{\Delta \langle \Psi_{(t)} \rangle}{t_{\hbar}^2} \sqrt{\frac{2GM(r_0 - r_1) + v_0^2 r_1 r_0}{r_1 r_0}} \cdot \left(\int_{r_1}^{r_0} \sqrt{\frac{r r_0}{2GM(r_0 - r) + v_0^2 r r_0}} dr + \pi \frac{\sqrt{r_1^3 \left(\frac{2GM(r_0 - r_1) + v_0^2 r_1 r_0}{r_0} + GM \right)}}{GM} - 2\sqrt{\frac{r_1^3}{GM}} \arccos \left(\frac{GM}{GM + \frac{2GM(r_0 - r_1) + v_0^2 r_1 r_0}{r_0}} \right) - \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{r r_0}{2GM(r_0 - r) + v_0^2 r r_0}} dr \right) \quad (15.2.63)$$

neboli

$$\begin{aligned}
\hat{H} = & \frac{\Delta \langle \psi(t) \rangle}{t_{\hbar}^2} \sum_{|j-i|=l_{\hbar}}^{6 \cdot 10^{186}} \left\{ \sqrt{\frac{2\varphi_0 (\Delta \langle \psi(t) \rangle)_i + v_0^2 \langle \psi(t) \rangle_j \langle \psi(t) \rangle_i}{\langle \bar{\psi}(t) \rangle_j \langle \psi(t) \rangle_i}} \cdot \int_{\langle \psi(t) \rangle_j}^{\langle \psi(t) \rangle_i} \sqrt{\frac{\langle \psi(t) \rangle \langle \psi(t) \rangle_i}{2\varphi_0 (\langle \psi(t) \rangle_i - \langle \psi(t) \rangle) + v_0^2 r \langle \psi(t) \rangle_i}} d \langle \psi(t) \rangle + \right. \\
& + \pi \sqrt{\frac{\langle \psi(t) \rangle_j^3 \left(\frac{2\varphi_0 (\Delta \langle \psi(t) \rangle)_i + v_0^2 \langle \psi(t) \rangle_j \langle \psi(t) \rangle_i}{\langle \psi(t) \rangle_i} + \varphi_0 \right)}{\varphi_0}} \\
& \left. - 2 \sqrt{\frac{\langle \psi(t) \rangle_j^3}{\varphi_0}} \arccos \left(\frac{\varphi_0}{\varphi_0 + \frac{2\varphi_0 (\Delta \langle \psi(t) \rangle)_i + v_0^2 \langle \psi(t) \rangle_j \langle \psi(t) \rangle_i}{\langle \psi(t) \rangle_i}} \right) \right\}
\end{aligned}$$

(15.2.64)

Vidíme, že gravitony se tvoří jako kvazičástice na pozadí kvantované struktury cytoprostoru.



Obr. 232: Kvantování gravitačního pole

Prostoročas vzniká teprve na pozadí cytoprostoru, stejně jako se např. obraz tvoří na pozadí LCD obrazovky. Gravitační pole se utváří uvnitř prostoročasu jako důsledek zcela určité aktivity (sekundární cytoresonance) uvnitř cytoprostoru, jako ostatně vše, co můžeme přímo měřit a pozorovat.

15.2.2.3. Původ setrvačných sil

Inerciální pohyb je pohyb po geodetice. Jakýkoliv pokus o vychýlení tělesa z geodetiky vyžaduje kladnou práci (pohyb po geodetice je vždy energeticky nejvýhodnější, jak plyne z variačního odvození Einsteinových rovnic), a ta je spojena s působící silou. Geometrie prázdného prostoročasu by měla být Minkowského plochou geometrií a geodetiky v ní jsou přímky. V prostoročase vyplněném hmotou jsou geodetikami obecně křivky. Přesto by v obou typech prostoročasů mělo platit, že pokus o vychýlení hmotného tělesa z geodetiky bude vždy spojen s vykonáním nenulové práce a práce je integrálem síly.

Kosmická loď, cestující jinak prázdným prostoročasem a odvrhující palivo, bude na základě zákona zachování hybnosti pociťovat setrvačnou sílu. Není podstatné, že se jedná o setrvačnou sílu, kterou klade prostor tělesu odpor vůči urychlování, neboť svoji rychlost, ani její okamžitou časovou změnu není v tomto případě k čemu vztáhnout. Pojmy rychlost a zrychlení budou v prázdném prostoru prázdnými pojmy. V prázdném prostoru totiž nelze definovat trajektorii tělesa, a tudíž není co derivovat podle času. To však nic nemění na tom, že tělesa budou pociťovat setrvačnou sílu. Zajímavější jsou neinericiální systémy, v nichž jsou velikosti první a druhé časové derivace dráhy nenulové, a navíc časově invariantní. Na takovéto systémy působí síla, která nemá svůj původ v zákonech zachování hybnosti a energie (soustava nespoteřebává energii, nekoná práci a nikam nic neodhazuje, přesto na ní působí hned několik druhů sil, včetně síly Coriolisovy).

Je třeba zdůraznit, že neinericiální pohyb je nutno vztahovat k prostoru jako takovému, nikoliv k nějaké soustavě hmotných bodů či těles. I sám Newton nastínil elegantní experiment, který podle všeho ukazuje, že ve vesmíru opravdu existuje preferovaná souřadnicová soustava. Pozdější filozofové prohlásili, že tento experiment ukazuje právě to, co definuje absolutní standard klidu.

Newton ve své knize *Principia* v roce 1686 popsal, co se stane, když vezmeme vědro vody, zavěsíme jej na dlouhý provaz, tento provaz podélně napevno stočíme do spirály, načež ho pustíme. Vědro samozřejmě bude během rozvíjení provazu rotovat. Hladina vody v něm nejprve zůstane na stejné úrovni, ale jak tření postupně přeneseme rotaci vědra na samotnou vodu, rotovat začne i voda, a její hladina získá vydutý (konkávní) tvar – odstředivá síla totiž bude vodu tlačit ke stěnám vědra.

Když vědro uchopíme, abychom jeho rotaci zastavili, voda bude rotovat dál s vydutou hladinou, její rotace se však začne zpomalovat a hladina bude stále plošší a plošší, dokud se pohyb vody nezastaví úplně a její hladina se opět nevyrovná. Newton zdůraznil, že soudě podle vydutého tvaru hladiny, rotující voda „ví“, že rotuje. Relativně k čemu však rotuje?

Relativní pohyb vědra a vody se zde jeví jako zcela nedůležitý. Jsou-li jak vědro, tak voda v klidu, bez jakéhokoli relativního pohybu, hladina vody je plochá. Pokud vědro rotuje a voda nikoli, její hladina je stále plochá, přestože existuje relativní pohyb vody a vědra. Pokud voda rotuje a vědro nikoli, existuje jejich relativní pohyb a hladina je vydutá. Když však rotuje jak voda, tak vědro, takže opět neexistuje žádný jejich relativní pohyb, i tehdy zůstává hladina vydutá. Voda, jak soudil Newton, „ví“, zda rotuje relativně k **absolutnímu prostoru**, nebo nikoli. Setrvačné síly tak nemají žádnou souvislost s relativními pohyby hmotných těles vůči sobě, ale vztahují se k samotnému absolutnímu prostoru – cytoprostoru. Tento jednoduchý příklad z naší každodenní zkušenosti podle Newtona jasně ukazuje na existenci statického pozadí, k němuž lze vztahovat derivace vektorů rychlosti.

V teorii relativity byla představa absolutního prostoru zavržena a nahrazena představou absolutního prostoročasu, v němž samotný prostor a čas podléhají Lorentzově transformaci – když se prostor zkrátí, čas se stejným poměrem roztáhne a naopak. V STR se např. ukazuje (viz 14. kapitola), že v

rotující soustavě souřadné se mění geometrie prostoru a času pouze vlivem rotace – i bez přítomnosti hmotných objektů a gravitace. Přitom nepotřebujeme uvažovat žádná zrychlení a síly – vystačíme s pouhou Lorentzovou transformací délek. To však neznamená nic jiného, než nahrazení záhady setrvačnosti hlubší záhadou – záhadou Lorentzovy transformace.

Příklad s vědrem dokazuje, že neinerciální pohyby mají hlubší souvislost se strukturou prostoru, vzhledem k němuž se rotace kapaliny ve vědru vztahuje. Newton ukazuje, že relativní pohyb kapaliny a vědra není pro výsledek experimentu podstatný. Zato relativní pohyb kapaliny vzhledem k prostoru má dramatický vliv na její chování. Zatímco v OTR je pojem absolutního prostoru prázdným pojmem, např. v teorii smyčkové kvantové gravitace prožívá překvapivou renesanci.

V nestacionární teorii cytoprostoru je setrvačnost popsána s pomocí kvantové gravitace těles. Přirozenou snahou blandria je udržet všechna tělesa ve statické rovnováze vzhledem k cytoprostoru. Přítomnost polí však může tuto statickou rovnováhu narušit, a to mechanismy, z nichž některé byly popsány výše a k těm zbylým se dostaneme v následujících odstavcích. Přítomnost vnějších polí vede k posunu polohy kvantonů uvnitř testovací částice, jak to bylo popsáno výše. Otázkou ovšem zůstává, co způsobuje setrvačný pohyb testovací částice i poté, kdy již vnější pole přestala působit.

V kapitole 29.8. jsme viděli, že samotná celulární struktura cytoprostoru uděluje částicím nenulovou tzv. **efektivní setrvačnou hmotnost**. Sám cytoprostor tak může fungovat jako Higgsovo pole. Zbývá dokázat, že výsledná efektivní setrvačná hmotnost je zároveň i **hmotností gravitační**.

Vnější gravitační pole vykoná za dobu dt na testovací částici o gravitační hmotnosti m práci

$$dE = Fdr = mgv_g dt, \quad (15.2.65)$$

neboť částice za tento časový interval urazí vzdálenost

$$dr = v_g dt. \quad (15.2.66)$$

Platí tedy

$$dE = \frac{dE}{dk} dk = \hbar v_g dk, \quad (15.2.67)$$

kde dk je změna vlnového čísla k odpovídající změně energie. Srovnání (15.2.65) a (15.2.67) dává

$$mgv_g dt = \hbar v_g dk, \quad (15.2.68)$$

čili

$$mg = \hbar \frac{dk}{dt}. \quad (15.2.69)$$

Pro zrychlení vlnového klubka platí

$$\frac{dv_g}{dt} = \frac{\partial v_g}{\partial k} \frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \quad (15.2.70)$$

a z (15.2.69) máme

$$\frac{dk}{dt} = \frac{mg}{\hbar}. \quad (15.2.71)$$

Je tedy

$$\frac{dv_g}{dt} = \frac{mg}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2}. \quad (15.2.72)$$

Srovnáním (15.2.72) a Newtonova druhého zákona

$$m \frac{dv}{dt} = mg \quad (15.2.73)$$

vidíme, že oba výsledky budou shodné, pakliže veličina

$$m = \frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}} \quad (15.2.74)$$

představuje zároveň i tzv. *setrvačnou hmotnost* částice uvnitř mřížky.

15.3. Kosmologie

15.3.1. Friedmanovy dynamické modely vesmíru

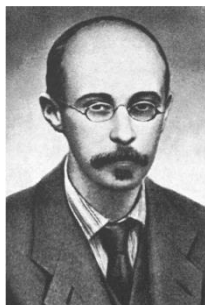
Albert Einstein se svoji obecnou teorií relativity pokusil roku 1917 aplikovat na matematický model vesmíru. Zjistil přitom, že tento model nemůže být statický, avšak protože si byl jist tím, že vesmír statický být musí, přidal do svých rovnic gravitačního pole (viz kapitola 12) tzv. kosmologickou konstantu Λ , která kompenzuje gravitační působení hmoty.

Ruský fyzik Alexandr Friedman při kontrole Einsteinových rovnic doplněných o kosmologickou konstantu došel k závěru, že ani tento rozšířený model nemůže být stabilní, že vesmír musí buď expandovat, nebo se smršťovat. Toto stanovisko Friedman zformuloval v článku, který roku 1922 poslal do německého Časopisu pro fyziku. Einstein však Friedmanovu práci zprvu odmítl akceptovat a nereagoval ani na jeho vysvětlující dopis.

Alexandr Friedman se narodil roku 1888 v Petrohradě, jeho matka Ludmila Vojáčková byla českého původu. Vystudoval matematiku na petrohradské univerzitě. Poté působil na observatoři v Pavlovsku. Velký vliv na něj měla Einsteinova obecná teorie relativity, byl jedním z prvních jejích nadšených propagátorů, byť svou vlastní teorií založil na její kritice.

Roku 1923 se s Einsteinem v Leidenu setkal Friedmanův kolega Krutkov a přesvědčil ho, aby Friedmanovy argumenty znovu promyslel. Einstein skutečně brzy napsal článek, kde Friedmanovy výpočty uznal (později o statickém modelu vesmíru hovořil jako o největším omylu svého života).

Friedmanovy výpočty z roku 1922 observačně potvrdil roku 1929 astronom Edwin Hubble, když změřil rychlosti různě vzdálených galaxií. Zjistil, že se různé galaxie od Mléčné dráhy vzdalují, a ty vzdálenější se vzdalují rychleji než ty bližší – že vesmír se tedy rozpíná. Současná hodnota rychlosti tohoto rozpínání (tzv. Hubbleova konstanta) činí $H \approx 70 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{MPc}^{-1}$

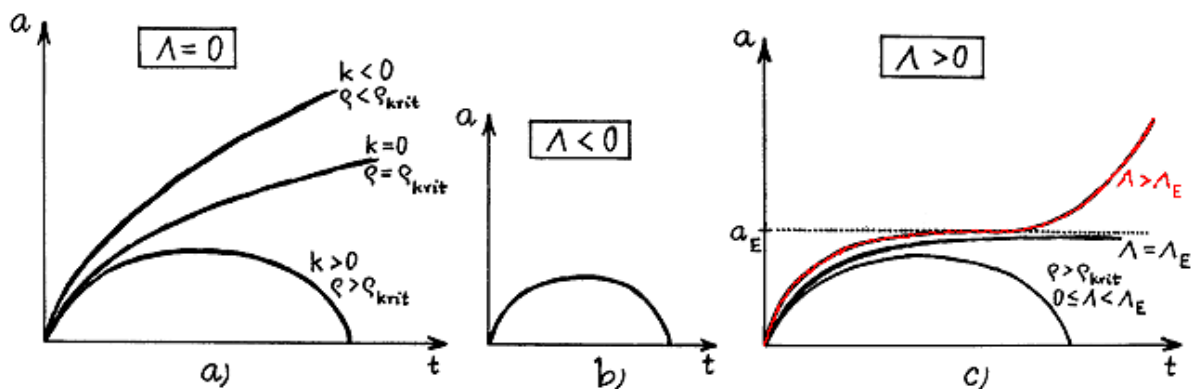


Alexandr Alexandrovič Friedman (1888 – 1925)



Edwin Powell Hubble (1889 – 1953)

Při zahrnutí **nenulové kosmologické konstanty** Λ se ve vesmíru objevuje určitá **přídavná síla** (odpudivá pro $\Lambda > 0$ a přitažlivá při $\Lambda < 0$), která urychluje nebo zpomaluje rozšiřování nebo smršťování vesmíru. Tato síla nezávisí na hmotnosti a roste se vzdáleností. Z hlediska globální evoluce vesmíru má **efektivní energie vakua**, generovaná kosmologickým členem, důležitou vlastnost (odlišnou od látkové formy hmoty) – **nezředuje** se ani **nezhuštuje** při rozšiřování či smršťování vesmíru, zachovává si konstantní hodnotu. Řešení Friedmanových rovnic pak při $\Lambda \neq 0$ vede k následujícím možnostem:



Obr. 233. Evoluce kosmologických modelů (časový průběh poloměru a vesmíru) v závislosti na hodnotě kosmologické konstanty Λ a hustotě rozložení hmoty ρ .

(a_E a Λ_E na obr. vpravo značí hodnoty poloměru vesmíru a kosmologické konstanty odpovídající Einsteinovu kosmologickému modelu)

- 1) Rozpínání vesmíru s nulovou kosmologickou konstantou je ve Friedmanových modelech popsáno analogicky, jako třeba pohyb kamene vrženého vzhůru v gravitačním poli. Počáteční kinetická energie veškeré látky se postupně přeměňuje na potenciální energii v gravitačním poli veškeré vesmírné hmoty. Tělesa tak postupně zpomalují a fotony při své pouti napříč vesmírem zase pro změnu červenají, jako když v gravitačním poli posvítíme baterkou kolmo vzhůru. Záleží pak na množství hmoty a počátečním impulsu, zda expanze bude pokračovat do nekonečna (jako když vyhodíme kámen větší, než druhou kosmickou rychlostí), nebo se po nekonečně dlouhém čase nakonec zastaví (odpovídá druhé kosmické rychlosti), nebo se zastaví v konečném čase a expanze pak přejde ve smršťování. Pouze v tomto posledním případě se uložená potenciální energie vesmíru nakonec opět přemění na kinetickou. Závislost poloměru křivosti prostoru $a = a(t)$ má tvar hyperboly.
- 2) Pokud je $\Lambda < 0$, vždy převáží nakonec přitažlivost, a evoluce vesmíru má průběh podle obr. 233b při libovolném ρ .
- 3) Pestřejší možnosti evoluce vesmíru vznikají při $\Lambda > 0$ – jsou znázorněny na obr. 233c. Pokud je kosmologická konstanta Λ menší než Einsteinova hodnota $\Lambda_E = 4\pi G\rho/c^2$, bude pro nadkritickou hustotu $\rho > \rho_{\text{krit}}$ evoluce vesmíru probíhat kvalitativně stejně jako pro $\Lambda = 0$.

Při $\Lambda > \Lambda_E$ se $a(t)$ zvětšuje od nuly do nekonečna, avšak v určité fázi se expanze na čas výrazně zpomalí – dochází k jakési „kvazistatické fázi“, během níž jsou přitažlivé síly vyváženy odpudivými („nerozhodný“ vesmír); později převládnu síly odpudivé. Doba trvání T_{st} této kvazistatické fáze (během níž se poloměr křivosti vesmíru udržuje přibližně na hodnotě poloměru Einsteinova statického modelu $a = a_E$) je tím delší, čím menší je rozdíl

$\Lambda - \Lambda_E$:

$$T_{\text{st}} \sim \ln \frac{\Lambda}{\Lambda - \Lambda_E}. \quad (15.3.1)$$

Při $\Lambda \rightarrow \Lambda_E$ se vesmír dostává do stavu Einsteinova statického vesmíru. Tento Einsteinův model je však nestabilní, protože sebenepatrnější perturbace hustoty povede k expanzi. Pro $\rho > \rho_{\text{krit}}$ a $\Lambda = \Lambda_E$ existují dvě další řešení:

1. V nekonečně vzdálené minulosti $t \rightarrow -\infty$ bylo $a = a_E$, v budoucnu pak neomezená expanze;
2. Vesmír vyšel v okamžiku $t = 0$ ze stavu $a(0) = 0$, načež expanduje a asymptoticky (v nekonečně vzdálené budoucnosti $t \rightarrow \infty$) dosahuje poloměr $a \rightarrow a_E$.

Pro $\Lambda > 0$ existuje kromě zmíněných speciálních možností též řešení, podle něhož při $t = -\infty$ měl vesmír nekonečný poloměr, pak probíhala kontrakce do určité minimální hodnoty a_{min} , načež nastává

neohraničená expanze. Zmíněné zvláštnosti kosmologických modelů s nenulovou kosmologickou konstantou se používají při pokusech o překonání obtíží relativistické kosmologie (vnitřních potíží i nesrovnalostí s výsledky pozorování).

15.3.2. Chaotická inflace

Ačkoliv Friedmanovy modely správně popisují možné cesty evoluce již hotového vesmíru, nedokázaly vysvětlit řadu jeho pozorovatelných aspektů, jež zjevně souvisí s děním na samém jeho počátku – během prvního nepatrného zlomku sekundy jeho existence. Detaily a přesný mechanismus těchto procesů, které dnes zahrnujeme pod souhrnný termín **Velký třesk**, odhalil až počátkem 80. let minulého století ruský teoretický fyzik Andrej Linde, o kterém jsme zde již hovořili v souvislosti KKLТ mechanismem v teorii strun.

Jeho teorie tzv. **chaotické inflace** vychází ze situace v časech $t \approx t_h$ při hustotách $\rho \approx \rho_h$, kdy v důsledku silných **kvantově-gravitačních fluktuací** polí i metriky prostoročasu lze předpokládat, že při $t \approx t_h$ všechny hodnoty polí φ (při nichž $V(\varphi) \approx m_h^4$) byly zhruba stejně pravděpodobné; rozložení tzv. **inflatonového pole** φ ve vesmíru bylo tedy víceméně chaotické. Proto existovaly i oblasti prostoru, v nichž pole φ bylo v důsledku náhodných fluktuací dostatečně silné, a přitom téměř homogenní.

Lagrangian inflatonového pole φ vede k vázaným rovnicím pro gravitaci a pole φ :

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{3}{a} \frac{da}{dt} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{dV}{d\varphi} = 0, \quad (15.3.2)$$

$$\left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt}\right)^2 + \frac{1}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} \left[V(\varphi) + \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 \right],$$

kde $V(\varphi)$ je efektivní potenciál. Inflatonové pole φ (což může být v nejjednodušším případě i Higgsovo skalární pole používané v unitárních kalibračních teoriích, jako je např. supergravitace) přispívá do lagrangiánu členy

$$L_\varphi = \frac{1}{2} \varphi_{;i}^2 - \frac{m^2}{2} \varphi^2 - \frac{\lambda}{4} \varphi^4, \quad (15.3.3)$$

kde m je hmotnost a $\lambda > 0$ je vazebná konstanta pole φ . Tenzor energie-hybnosti tohoto skalárního pole bude mít nenulové pouze diagonální složky rovné

$$\begin{aligned} T_0^0 &= -\varepsilon, \\ T_\alpha^\beta &= p\delta_\alpha^\beta, \end{aligned} \quad (15.3.4)$$

kde

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2} m^2 \varphi^2, \\ p &= \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2. \end{aligned} \quad (15.3.5)$$

Pokud se pole φ mění dostatečně pomalu, aby

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 \ll m^2 \varphi^2, \quad (15.3.6)$$

efektivní stavová rovnice bude

$$p = -\varepsilon, \quad (15.3.7)$$

což povede k AdS stádiu doprovázenému exponenciální expanzí. Inflatonové pole zavádí do lagrangiánu určitý konstantní člen C , takže výsledný lagrangián je tvaru

$$L_\varphi = kR + C, \quad (15.3.8)$$

kde

$$\begin{aligned} k &= \frac{c^3}{8\pi G}, \\ C &= 2\Lambda. \end{aligned} \quad (15.3.9)$$

Pro gravitační pole v OTR, kdy se vyšetřovaný fyzikální systém skládá ze soustavy zdrojových těles a z buzeného gravitačního pole, bude celková akce dána součtem

$$S = S_m + S_g, \quad (15.3.10)$$

kde

$$S_m = \int L_m(q^a, q^a_{,i}) \sqrt{-g} \, d\Omega \quad (15.3.11)$$

je integrál zdrojové části popsané zobecněnými souřadnicemi q^a , ($a = 1, 2, \dots, N$), a

$$S_g = \int L_g(g^{ik}) \sqrt{-g} \, d\Omega \quad (15.3.12)$$

je akce samotného gravitačního pole popsaného složkami metrického tenzoru g^{ik} . Faktor $\sqrt{-g}$ pocházející z křivočarých souřadnic, zaručuje, že se součin $\sqrt{-g} \, d\Omega$ při integraci přes čtyřrozměrný objem chová jako invariant.

Lagrangián L_g musí být skalární funkcí metrického tenzoru g^{ik} a jeho derivací tak, aby variací vzniklé rovnice pole obsahovaly derivace pouze do prvního řádu. Nejjednodušším takovým skalárem je právě skalární křivost prostoročasu R , kterou jsme použili ve vztahu (15.3.8). Variací akce dostáváme výsledek

$$\begin{aligned} \delta S = & -\frac{c^3}{8\pi G} \int \left(R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R - \Lambda g_{ik} \right) \delta g^{ik} \sqrt{-g} \, d\Omega - \frac{1}{2c} \int T_{ik} g^{ik} \sqrt{-g} \, d\Omega - \\ & - \frac{1}{c} \int \left[\frac{\partial(\sqrt{-g} L_m)}{\partial q^a} - \left(\frac{\partial(\sqrt{-g} L_m)}{\partial q^a_{,i}} \right)_{,i} \right] \delta q^a \, d\Omega, \end{aligned} \quad (15.3.13)$$

kde

$$T_{ik} \equiv \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\partial(\sqrt{-g} L_m)}{\partial g^{ik}} - \frac{\partial}{x^l} \frac{\partial(\sqrt{-g} L_m)}{\partial g^{lk}} \quad (15.3.14)$$

je tenzor energie-hybnosti zdroje. Variační princip vyžaduje, aby

$$\delta S = 0. \quad (15.3.15)$$

Variací metriky g^{ik} pak dostáváme Einsteinovy rovnice gravitačního pole s kosmologickým členem Λg_{ik} :

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R - \Lambda g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (15.3.16)$$

zatímco variace zdrojových proměnných q^a vede k rovnicím pohybu negravitačních polí (zdrojové soustavy)

$$\frac{\partial(\sqrt{-g}L_m)}{\partial q^a} - \left(\frac{\partial(\sqrt{-g}L_m)}{\partial q_{,i}^a} \right)_{,i} = 0. \quad (15.3.17)$$

Inflatonové pole tak efektivně generuje kosmologický člen Λg_{ik} , který pak v Anti-deSitterovském vesmíru způsobuje gravitační odpuzování, jež může dominovat a vést k inflační expanzi.

V časech srovnatelných s Planckovým časem, při hustotách srovnatelných s Planckovou hustotou, tedy existovaly oblasti prostoru, v nichž pole φ bylo shodou okolností dostatečně silné a homogenní. Pokud navíc rozměry Δl této oblasti překročí velikost AdS horizontu s hustotou energie

$$V(\varphi) \geq m_h^4, \quad (15.3.18)$$

tj.

$$\Delta l \geq \left(\frac{3hc}{8\pi G V(\varphi)} \right)^{\frac{1}{2}} = H^{-1}, \quad (15.3.19)$$

pak lze ukázat, že se pole φ mění s časem velmi pomalu, takže vnitřní část této oblasti se bude exponenciálně rozpínat podle zákona

$$a \sim a_0 e^{Ht}, \quad (15.3.20)$$

nezávisle na situaci vně této oblasti, tzn. podle inflačního scénáře. Kromě univerzálnosti kvantových fluktuací přitom stačí předpokládat alespoň jedno výchozí pole φ , dostatečně slabě interagující s ostatními poli. Může se dokonce jednat o pole fluktuující křivosti prostoročasu. Pravděpodobnost toho, že kvantové fluktuace (jež jsou významné pouze při hustotách blízkých Planckově hustotě) povedou ke vzniku inflačně expandujícího vesmíru, je vysoká pouze při splnění podmínky

$$\Delta l \leq m_h^{-1}, \quad (15.3.21)$$

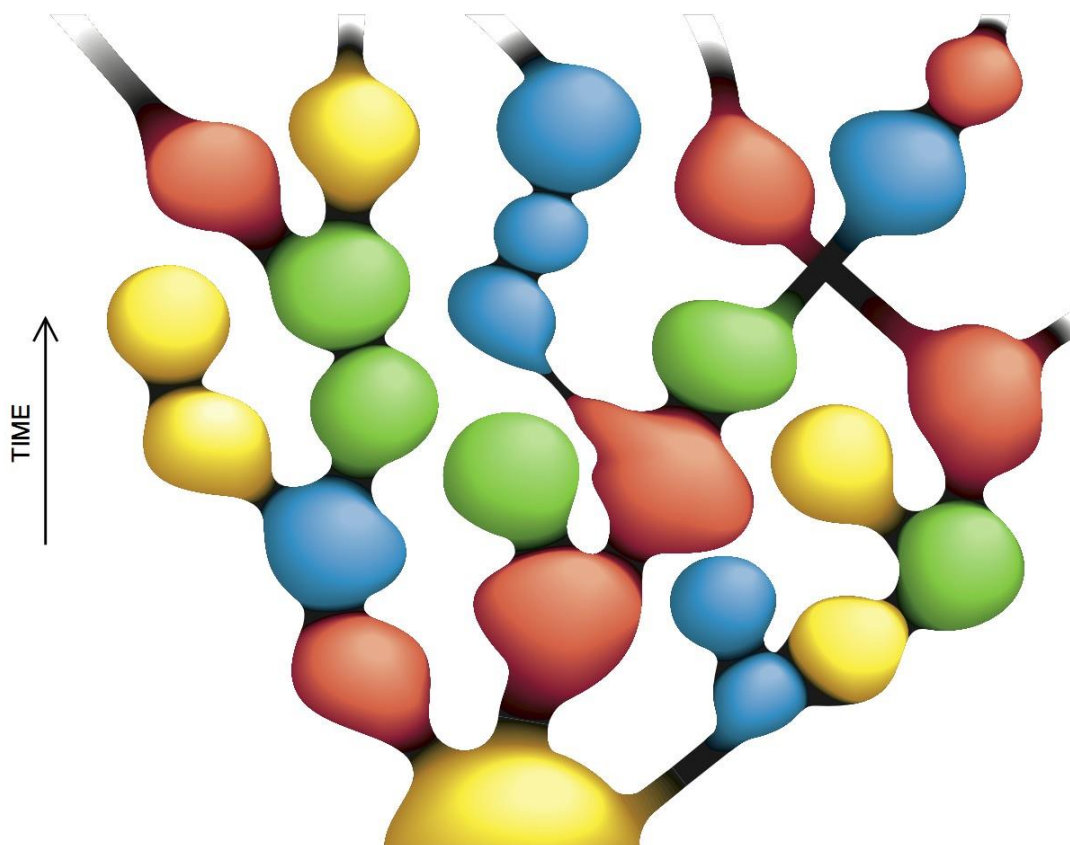
odkud plyne (15.3.18). Naopak, pravděpodobnost kvantové produkce vesmíru při $V(\varphi) \ll m_h^4$ velmi rychle klesá. Za předpokladu, že kvantová produkce vesmíru probíhá tunelováním přes bariéru, je tato pravděpodobnost úměrná

$$P \sim e^{-\frac{k\rho_h}{\rho}}. \quad (15.3.22)$$

kde k je nějaká konstanta. S poklesem hustoty pod Planckovu hustotu ρ_h jde tato pravděpodobnost velmi rychle k nule. Vzhledem k podmínce (15.3.21), vzniká tímto mechanismem nejpravděpodobněji uzavřený friedmanovský vesmír, startující svoji expanzi z oblasti velikosti srovnatelné s Planckovou délkou.

Podle této koncepce tak vesmír nikdy nemusel být v singulárním stavu, ale v důsledku kvantověgravitačních fluktuací spontánně vznikl z vakua zaplněného virtuálními částicemi a poli. Dostatečně silné kvantové fluktuace, podobné té, jež stála u zrodu našeho vesmíru, mohou nastat i jinde. Vznikla by tak celá řada různých nezávislých vesmírů. Taková předpokládaná množina spontánně vznikajících vesmírů z kvantových fluktuací vytváří jakýsi „**fraktálový strom**“ nových a nových světů.

Pokud skutečně existují takovéto „mnohočetné“ vesmíry, pak to, co jsme dosud nazývali **univerzum**, může být výsledkem jen jednoho velkého třesku (či kvantové fluktuace) z mnoha jiných, podobně jako je naše Slunce jen jednou z mnoha hvězd vzniklých podobným způsobem v Galaxii. Pro Vesmír by pak místo dosavadního názvu „univerzum“ bylo přiléhavějším označením „**multiverzum**“.



Obr. 234: Multiverzum jako „fraktálový strom“

Kvantové fluktuace vakua možná všude a neustále „chrlí“ nové a nové vesmíry s nejrůznějšími vlastnostmi. Celý Vesmír se tedy podle těchto koncepcí jeví jako kypící „pěna“ rozpínajících se „bublin“ – samostatných vesmírů, z nichž každý se řídí svými **vlastními** zákony fyziky. Paralelní vesmíry žijí „svým vlastním životem“. Náš celý viditelný vesmír je jen malou oblastí v jedné z těchto „bublin“. Jen velmi málo „bublin“ má však fyzikální a geometrické vlastnosti vhodné pro vytvoření složitějších struktur – galaxií, hvězd, planet a nakonec života.

Ve světle podobných koncepcí se ukazuje, že tradiční (a zdálo by se, že samozřejmý) kosmologický požadavek, aby se multivesmír jako celek během expanze stal homogenním a izotropním, není nutný – stačí, aby tyto vlastnosti vykazovaly jednotlivé „minivesmíry“, nebo alespoň metagalaxie v níž žijeme.

Vznik vesmíru z „ničeho“ se může zdát zvláštní a nepřijatelný, odporující všem našim poznatkům. Avšak definice „ničeho“ je zde odlišná od běžného významu tohoto slova. V kvantové fyzice „*nic*“ = „*vakuum*“ znamená prostor, v němž neustále po krátké okamžiky elementární částice začínají a končí svoji existenci ve **vakuumových fluktuacích**. V jakési „*prostorově časové pěně*“, v reji vakuových fluktuací, nepřetržitě vznikají a zanikají maličké submikroskopické „vesmíry“. Naprostá většina z těchto vznikajících „bublínkových“ vesmírů vzápětí splaskne a zanikne, avšak podle zákonitostí kvantové pravděpodobnosti může tu a tam vzniknout tak velká fluktuace, která je schopna dalšího vývoje – inflační expanze. Vedle „našeho“ vesmíru tak mohou vznikat i jiné vesmíry v topologicky jiném prostoru.

Scénář inflační expanze velmi raného vesmíru řeší tak říkajíc „jednou ranou“ několik nejdůležitějších problémů současné kosmologie: Proč je vesmír ve velkých měřítcích tak dokonale homogenní a izotropní, proč je průměrná hustota hmoty ve vesmíru tak blízká kritické hustotě, proč v jinak homogenním rozložení hmoty ve vesmíru vznikly fluktuace se spektrem vhodným pro vznik pozorovaných galaxií, a proč není vesmír zaplněn magnetickými monopóly a dalšími „exotickými“ částicemi.

Koncepce inflačního vesmíru však přináší též nový důležitý poznatek metodologického (či dokonce

filosofického) charakteru. V kosmologii bylo doposud vždy nutno většinu pozorovaných vlastností vesmíru (homogenitu a izotropii, počáteční rychlost expanze, měřítko nehomogenit pro vznik galaxií, entropii na jeden baryon apod.) „zabudovávat ručně“ do daného modelu jakožto počáteční podmínky. V inflačním modelu jsou však počáteční podmínky **irelevantní**, protože inflační expanze efektivně „smazává“ veškeré detaily vesmíru, který byl před inflační fází. Lavinovitě narůstající expanze téměř dokonale vyhlazuje vesmír. Jakmile inflace začne, zahladí veškeré stopy dřívějšího stavu – zanechá jen rozsáhlý horký, hustý a hladký raný vesmír. Podle inflačního modelu není současná struktura vesmíru produktem nějakých neznámých počátečních podmínek, ale je výlučně důsledkem fundamentálních zákonů fyziky – zákonů kvantové teorie pole, včetně té gravitační. Poprvé se tak setkáváme s fyzikální teorií, která kromě dynamiky evoluce řeší (nebo lépe řečeno obchází) **problém počátečních podmínek**.

Kdyby každý vesmír začínal (a končil) fyzikální singularitou, lišil by se s pravděpodobností blízkou jedné, dosti podstatně dceřiný vesmír od mateřského. Jak ale ukážeme za chvíli, existují ve skutečnosti pouze pseudosingularity, v nichž lze ještě stále řešit pohybové rovnice kvantionů. Proto je zároveň splněna podmínka pro zachování všech informací mateřského vesmíru pro vesmír dceřiný. Všechny následující vesmíry lze pak považovat za totožné s naším vesmírem, což fyzikálně znamená, že je 362xponenciálně možno uskutečnit cesty časem, bez možnosti narušení principu kauzality.

Aby mohl vesmír vzniknout, musela být v Planckově čase hustota energie v AdS objemu, z něhož vesmír započal svoji expanzi, nadkritická. Tzn., vesmír vznikl od samého počátku jako uzavřený. Dokud je totiž hustota energie falešného vakua v AdS modelu podkritická, ke kvantové produkci vesmíru (chaotické inflaci) vůbec nedojde. Nadkritická hustota je tedy nutnou a zároveň postačující podmínkou nastartování procesu chaotické inflace. Během inflace je pak postupně kvantově produkována veškerá hmota vesmíru tak, aby se jeho uzavřenost zachovávala po celou dobu inflace (funkce popisující závislost pravděpodobnosti samovolné kreace hmoty z vakua v závislosti na hustotě energie toho vakua, má charakter velmi prudce klesající exponenciely v závislosti na hustotě energie). Po skončení inflace je však pravděpodobnost další kvantové kreace hmoty již velmi malá. Pokračující zrychlené rozpínání vesmíru je pak možné pouze za předpokladu, že ve vesmíru exponenciálně narůstá nějaká jiná forma energie – tzv. **temná energie**, která způsobí další 362xponenciální expanzi, na jejímž konci může dojít k tzv. **big ripu**, o němž budeme hovořit již za chvíli.

Stojí za povšimnutí, že pravděpodobnost kvantové produkce hmoty ve vesmíru se dle Lindeovy chaotické inflace řídí 362xponenciální funkcí hustoty, a proto nikdy neklesne přesně na nulu. Podle tohoto modelu tedy existuje i v současném vesmíru jistá nenulová pravděpodobnost vyvěrání nové hmoty přímo z vakua.

15.3.3. Zrychlená expanze prostoru

Při ověřování kosmologických modelů je největším problémem měření vzdáleností. V rámci sluneční soustavy můžeme využít radarových odrazů a trigonometrických metod. U nejbližších hvězd lze vzdálenost určit z paralaxy hvězdy. U vzdálenějších hvězd je ale paralaxa již neměřitelná. Vzdálenost relativně blízkých galaxií lze určit metodou cefeid. Cefeidy jsou proměnné hvězdy se známou závislostí periody a svítivosti. Ze známé periody můžeme dopočítat svítivost a ze zdánlivé magnitudy na obloze poté určit vzdálenost příslušné cefeidy, a tím i mateřské galaxie. U velmi vzdálených galaxií již ale cefeidy nerozlišíme a metoda opět selhává.

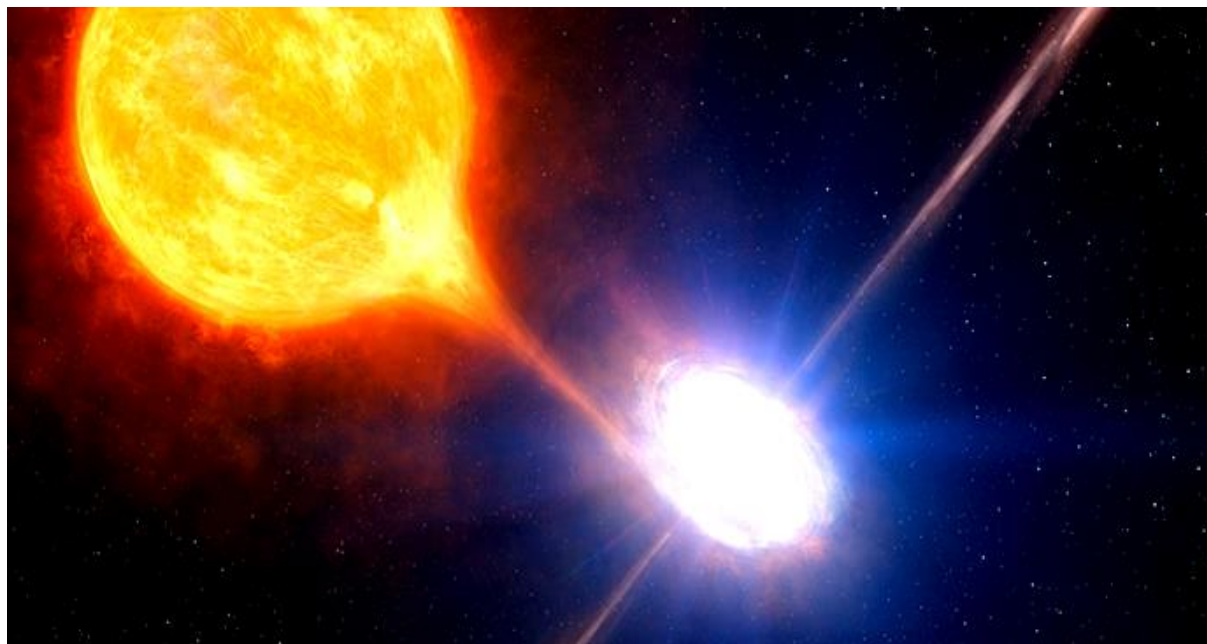
V kosmologických měřítkách byly do konce 20. století prováděny jen hrubé odhady vzdálenosti. Chyběla „standardní svíčka“, pomocí které by se určovaly vzdálenosti ve vesmíru. Na konci dvacátého století se k určování vzdálenosti začaly používat – jako zdaleka viditelné standardní svíčky – supernovy typu Ia. Supernova typu Ia je závěrečné vývojové stádium těsné dvojhvězdy.

Supernovy typu Ia postrádají hélium a obsahují ve svém spektru absorpční čáru křemíku poblíž světelného vrcholu. Podle nejvíce akceptované teorie je tento typ supernov výsledkem procesu, při němž uhlíko-kyslíkový bílý trpaslík shromažďuje hmotu z blízkého hvězdného průvodce, obvykle

rudého obra, až nakonec dosáhne tzv. **Chandrasekharovy meze** ($1,4 M_{\odot}$) při jejímž překročení počíná přeměna bílého trpaslíka v neutronovou hvězdu. **Degenerovaný elektronový plyn**, jehož odpudivé elektrostatické působení do té doby bránilo dalšímu gravitačnímu hroucení hvězdy, nyní již není schopen odolat stále silícím gravitačním silám a je vtlačován až do atomových jader. Zde se elektrony poměrně ochotně spojují s protony (opačné náboje se přitahují) za vzniku neutronů. Je to do značné míry inverzní proces k nám již dobře známému rozpadu beta – viz kapitola 8 – při němž se neutron rozpadá na proton a elektron. Zásadní rozdíl je v tom, že v tomto případě celý proces ovládá gravitace na místo slabé interakce. Na konci procesu tak zůstane velmi kompaktní objekt o průměru pouhých 20 km, avšak s hmotností 1,4 hmotnosti Slunce. Jedná se v podstatě o obří atomové jádro, složené převážně jen ze samých neutronů, které však nedrží pohromadě jaderné síly (mají dosah jen 10^{-15} m), ale síla gravitační.

Nárůst tlaku zvýší teplotu v okolí centra a započne perioda konvekce dlouhá asi 100 let. V jistém bodě této fáze slabého vření se zažehne **deflagrační plamen** živený termojadernou fúzí. Detaily jeho vzniku, umístění a počet bodů, v nichž započne, jsou poměrně neznámé. Předmětem velkých debat je rovněž otázka přeměny podzvukového šíření plamenu (deflagrace) do nadzvukové (detonace). Dramatickému zrychlování šíření plamene zřejmě napomáhá tzv. **Rayleighova-Taylorova nestabilita** a interakce s turbulentními proudy. Energie, která se uvolní termonukleárním zážehem ($\sim 10^{44}$ J), způsobí prudkou explozi hvězdy a vznik rázové vlny. Vyvrhovaná hmota je urychlována na rychlosti v řádu 10 000 km/s. Energie uvolněná při explozi způsobí také extrémní zvýšení jasů hvězdy.

Supernovy typu Ia mají charakteristickou světelnou křivku (graf jasů po explozi jako funkce času). V okamžiku maxima jasů obsahuje spektrum čáry středně těžkých prvků od kyslíku po vápník; jsou to hlavní produkty fúze ve vnějších vrstvách hvězdy. Měsíce po explozi, když vnější vrstvy expandují natolik, že se stanou průhlednými, začne ve spektru dominovat světlo emitované materiálem poblíž vzniklé neutronové hvězdy. Nejvýznamnějšími těžkými prvky syntetizovanými při explozi, jsou prvky skupiny železa. Radioaktivní rozpad ^{56}Ni přes ^{56}Co na ^{56}Fe produkuje vysokoenergetické fotony, které dominují energetickému výstupu vyvržené hmoty ve střednědobém i dlouhodobém horizontu.



Obr. 235: Těsný binární systém rudý obr – bílý trpaslík. Skrze tzv. Rocheův lalok přetéká řídký plyn hvězdy na daleko kompaktnější objekt, jež reprezentuje sousední bílý trpaslík.

Typ supernov Ia uvolňuje největší množství energie mezi všemi ostatními známými třídami supernov. Nejvzdálenější jednoduchý objekt, jaký kdy byl ve vesmíru detekován (galaxie a kulové hvězdokupy se nepočítají), byla supernova SN 1997ff typu Ia vzdálená více než 11 miliard světelných let.

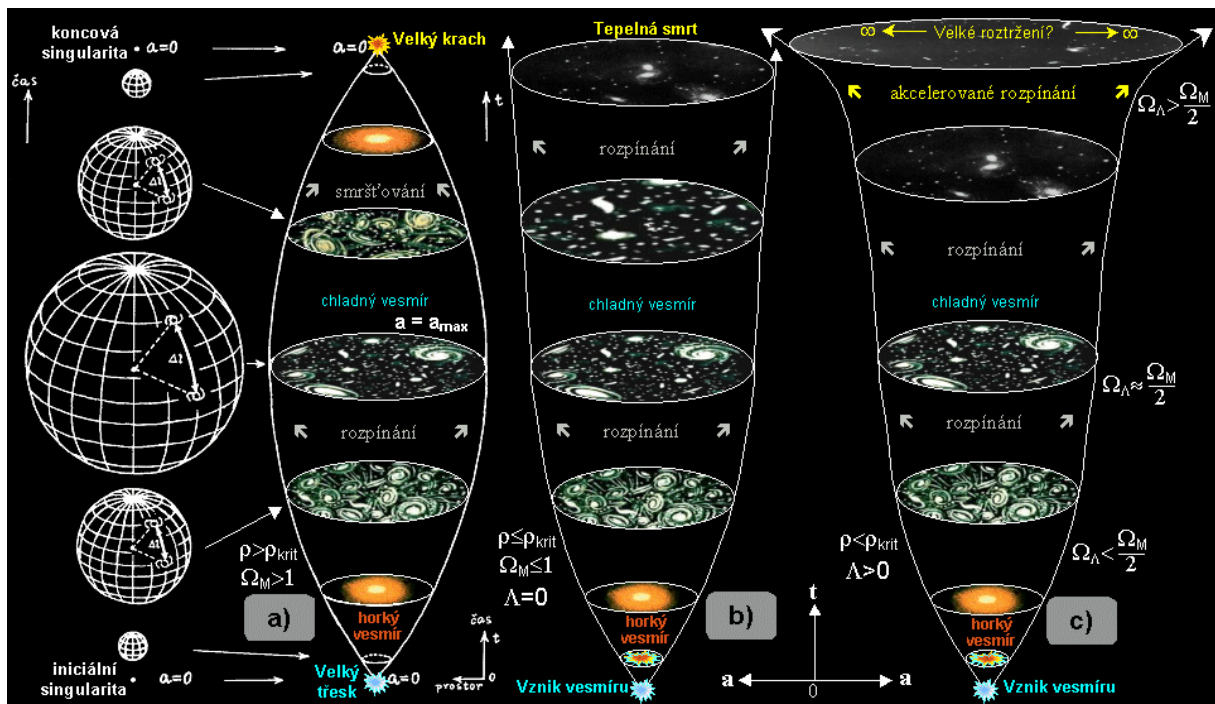
Množství energie je vždy zhruba stejné, takže z relativní pozorované jasnosti lze vypočítat vzdálenost příslušné supernovy. Přesnější hodnoty se pak určí z tvaru světelné křivky (z průběhu nárůstu a poklesu jas). Supernovu typu Ia lze jednoznačně identifikovat podle tvaru jejího spektra. Navíc jsou tyto objekty ve vesmíru relativně časté, v průměrné galaxii dojde ke dvěma explozím za století.

V letech 1998 a 1999 provádělo měření vzdálenosti a červeného kosmologického posuvu (a tím i expanzní funkce) galaxií za pomoci supernov Ia několik nezávislých vědeckých skupin. Jedna z nich (*High-z Supernova Search Team*) byla vedena Adamem Riessellem a Brianem Schmidtem (Space Telescope Science Institute, Baltimore, 1998). Brian Schmidt spolu s Nickem Suntzeffem založili tuto skupinu dvaceti astronomů z různých institucí, za účelem hledání stop po expanzi vesmíru za pomoci supernov typu Ia s velkým kosmologickým posuvem.

Další nezávislá skupina astronomů (*Supernova Cosmology Project*) byla vedena Saulem Perlmutterem, profesorem fyziky na Kalifornské univerzitě v Berkeley. Perlmutterova skupina publikovala své výsledky na počátku roku 1999.

Obě skupiny na vybraném souboru supernov určovaly dvě veličiny: vzdálenost z jejich skutečné jasnosti (průběhu světelné křivky) a rychlost expanze vesmíru z červeného kosmologického posuvu spektrálních čar. To umožnilo určit, jak se vesmír rozpínal v různých časových obdobích. Výsledek byl překvapivý – byla zjištěna zrychlená expanze vesmíru. To znamená ve svém důsledku přítomnost **temné energie** ve vesmíru, která se projevuje záporným tlakem a způsobuje urychlování expanze vesmíru čili kladnou hodnotu kosmologické konstanty. Z Perlmutterových i Riessových měření vycházela hustota temné energie kolem 70 % celkové hustoty energie ve vesmíru.

Obě zmíněné skupiny měly k dispozici do roku 2003 soubor 230 supernov. Nejevzdálenější použitá supernova byl objekt 1997ff. V posledních letech existuje celá řada projektů vyhledávajících supernovy typu Ia. Tyto objekty byly vyhledávány také v klíčovém projektu HST pro určení Hubblový konstanty, i v pozdějších přehlídkových projektech, například projektu GOODS.



Obr. 236: Zrychlená expanze vesmíru byla objevena na sklonku roku 1998.

15.3.4. Podstata a původ temné energie

Objev zrychlené expanze znamenal v každém případě zcela zásadní změnu v našich názorech na chování vesmíru jako celku na kosmologických vzdálenostech a otevřel cestu k novým myšlenkám a teoretickým konstrukcím. Brian Schmidt spolu s Adamem Riessellem a Saulem Perlmutterem získali v roce 2011 za objev zrychlené expanze vesmíru Nobelovu cenu.

Projekt SCP shromáždil veliké množství pozorování, která naznačují, že efekt zrychlené expanze, za jehož původce jsme označili temnou energii, by mohl být způsoben netriviálními dynamickými vlastnostmi vakua, které souvisí s kvantovými procesy. Mohlo by se dokonce jednat o další neznámou interakci – nové kvantové pole, které bylo pracovním názvem nazváno *kvintesence*.

V důsledku zákonů zachování nesmí vesmír v globálu obsahovat žádnou energii, elektrický náboj apod. Lokální výskyt těchto veličin tak musí být v globálu kompenzován existencí stejného množství veličin opačného znaménka. Pro silově vázané systémy platí, že hmotnost celku je vždy menší nežli hmotnost jednotlivých konstituentů samostatně. Rozdíl tvoří tzv. vazbová energie, které je tak přisuzováno záporné znaménko. Jaderná forma této energie např. živí termojaderný kotel uvnitř hvězd a gravitační obdoba vazbové energie zase dala vzniknout veškeré vesmírné látce. Jelikož se ale vesmír stále rozpíná, záporná potenciální energie v něm narůstá i nyní a musí být něčím kompenzována.

Rozpínání vesmíru si můžeme představit jako zvyšování počtu elementárních Planckových buněk ve vesmíru. Jak ukázal Jacob Bekenstein, hmotnost černých děr je určena právě počtem těchto elementárních planckovských buněk na jejich horizontu. Jestliže se ale počet elementárních buněk neustále zvyšuje, musí to nutně znamenat též zvětšování hmoty černých děr s časem (aniž by pohlcovaly nějakou látku). Přírůstek záporné gravitační vazbové energie vesmíru by tak mohl být kompenzován přírůstkem kladné gravitační energie (hmotnosti) právě ČD.

Narušení některých prostoročasových symetrií v kvantových teoriích gravitace s diskrétní strukturou prostoročasu, může v konečném důsledku skutečně vést k lokálnímu narušení zákonů zachování a samovolnému nárůstu hmotnosti černých děr. V globálním měřítku je toto narušení důsledkem dodávání energie z extracytoprostoru do cytoprostoru. Zmíněné narušení symetrie je tak důsledkem nikoliv lokální fyziky, ale celkové globální struktury cytoprostoru.

Protože tvorba nové látky z vakua je v současném vesmíru přinejmenším značně omezena a nemůže tudíž kompenzovat úbytek energie záření během rozpínání prostoru tak, jako se to dělo v průběhu vesmírné inflace, a protože se podle OTR opravdu z vesmíru ztrácí energie, jak se neustále prodlužují vlnové délky fotonů (reliktní záření již vychladlo z původní Planckovy teploty na dnešních 2,7 K), nabízí se nárůst hmotnosti Černých děr, jako přirozené řešení tohoto problému.

Původní Schwarzschildovo řešení einsteinových rovnic gravitačního pole zobecnil v roce 1933 britský matematik a kosmolog tureckého původu George McVittie. Vittieho metrika přechází ve velké vzdálenosti od objektu do metriky expandujícího vesmíru. O šedesát let později, v roce 1993 ukázal irský matematik a teoretický fyzik Brien Nolan, že v McVittiově řešení dokonce není nutná centrální singularita. V roce 2019 se ukázalo, že forma látky uvnitř, která zabráni tvorbě singularity, by mohla být tvořena čímsi jako kvantovými fluktuacemi vakua. Všechna taková řešení mají ale nutně časově proměnnou hmotnost. Vakuové fluktuace se expanzí nezředňují, ale v dané objemové jednotce je jejich množství stále stejné. Pokud se sledovaný objem zdvojnásobí, zdvojnásobí se i množství vakuových fluktuací, tím i jejich energie a s ní spojená hmotnost. Zákon zachování energie má totiž své předpoklady, a tím základním je neměnnost situace z hlediska časového posunutí, což samozřejmě v expandujícím vesmíru není splněno. V expandujícím vesmíru by tak hmotnost černých děr měla samovolně narůstat vlivem samotné expanze prostoru. Jevu se říká kosmologická vazba černých děr.

Skupina devatenácti špičkových vědců pod vedením Duncana Farraha ve dvou článcích z roku 2023 ukázala, že by nárůst hmotnosti černých děr způsobený obyčejnou (zpomalující se) expanzí vesmíru měl vést v Einsteinových rovnicích gravitačního pole ke zrychlené expanzi celého vesmíru, aniž by musely být tyto rovnice jakkoli modifikovány.

Se zrychleným rozpínáním zrychleně klesá i energie elektromagnetického pole a tím narůstá temná energie, která tak vlastně živí samu sebe. Tato kladná zpětná vazba by mohla v budoucnu vést až k lavinovému efektu známému pod termínem „big rip“ – katastrofálnímu roztržení „jemného předitiva“ prostoročasu. Elektromagnetické pole zároveň není jediné, co se ve vesmíru vlní a postupem času může ztrácet energii a živit tak nenasytnou temnou energii.

15.3.5. Nestacionární dynamika cytoprostoru

15.3.5.1. Kosmologická konstanta a Big Rip

V klasickém modelu gravitace – Einsteinově OTR – odpovídá kosmologická konstanta energii a tlaku univerzálního kvantového vakua a v prostoročase je konstantní. V kvintesenčním modelu, temná energie souvisí s určitým univerzálním kvantovým polem (dilatónovým polem), které směřuje k nějakému konečnému stavu.

Fyzik Robert Caldwell z Dartmouth College a jeho kolegové Marc Kamionkowski a Newin Weinberg z Caltechu, doplnili model ještě o třetí možnou variantu. V Caldwellově modelu s tzv. „**fantomovou energií**“, což je extrémní forma kvintesence, neexistuje žádný stabilní vakuový kvantový stav a hustota energie spolu s tlakem působícím rozpínání vesmíru v čase vzrůstají (v běžných plynech tlak s rozpínáním plynu naopak klesá). V důsledku této kosmologie se všechny vazby, udržující systémy pohromadě, v určitém období před koncem vesmíru zprětrhají a hmota se nakonec úplně rozpadne – exploduje.

V modelu vesmíru ovládaného fantomovou energií, se vesmír rozpíná s exponenciálně vzrůstající rychlostí. Zároveň to ale znamená, že velikost pozorovatelného vesmíru se neustále zmenšuje, vzdálenosti k okraji pozorovatelného vesmíru, který se vzdaluje rychlostí světla, jsou čím dál menší. Model předpokládá, že po konečném čase nastane, tzv. „Big Rip“, v němž všechny vzdálenosti divergují k nekonečnu.

Tato kosmologická hypotéza byla publikovaná v roce 2003. Pojednává o konečném osudu vesmíru, ve kterém je vesmírná látka z hvězd, galaxií atomů a subatomárních částic, postupně rozdělena zrychlující expanzí vesmíru v určitém čase ve vzdálené budoucnosti. Hypotéza závisí v rozhodující míře na druhu temné energie ve vesmíru. Klíčovou hodnotou je parametr w – poměr mezi tlakem temné energie a hustotou běžné energie. Autoři této hypotézy počítají čas od nynějška do konce vesmíru, podle vztahu

$$t_{\text{rip}} - t_0 \approx \frac{2}{3|1+w|H_0\sqrt{1-\Omega_m}} \quad (15.3.23)$$

kde w je míra odpudivé síly temné energie, H_0 je Hubbleova konstanta a Ω_m je současná hodnota hustoty veškeré hmoty ve vesmíru. Autoři podotýkají, že experimentální důkazy ukazují, že w je ve skutečnosti velmi blízko -1. V našem vesmíru tak dominuje Ω_m . Čím více se $(1 + w)$ blíží nule, tím vzdálenější (v čase) je Big Rip. Pokud by w byla přesně rovna -1, pak by Big Rip nemohl nikdy nastat, bez ohledu na hodnoty H_0 nebo Ω_m .

Např. v modelovém scénáři pro $w = -1,5$, se jednu miliardu let před koncem jednotlivé galaxie vzdálí natolik, že přestanou být navzájem viditelné. V momentě, kdy totéž potká hvězdy v Galaxii, bude vesmíru zbývat pouhých 60 miliónů let. V té době se budou hromadně rozpadat galaxie a na noční obloze již nebudou pozorovatelné žádné hvězdy. Tři měsíce před koncem se odpoutají planety od Slunce a rozlétnou se do mezihvězdného prostoru. V posledních minutách, by byly roztrhány hvězdy a pouhých 30 sekund před koncem bude explodovat naše Země. Poté už věci vezmou rychlý spád.

V momentě, kdy vesmíru zbývá pouhých 10^{-19} sekundy, dojde k rozpadu molekul, atomů a vzápětí i jejich jader. V posledním zlomku sekundy se rozletí i jednotlivé kvarky tvořící baryony, a nakonec

nezbude nic než prázdný prostor.

Úplný rozpad elementárních částic v posledním zlomku sekundy existence vesmíru způsobí, že stav energie-hmoty v následujícím okamžiku již bude totožný se stavem (známým jako falešné vakuum), z něhož před 13,8 miliardami let náš vesmír vzešel. To je velice lákavá alternativa ke klasičtějšímu scénáři, podle něhož by měl vesmír po skončení expanze přejít v kontrakci a skončit v singularitě (z níž by pak mohl opětovně expandovat dalším velkým třeskem). Myšlenka, že vesmír kdysi vybuchl z vakua díky prvotní fluktuaci a nyní se postupně vrací do základního vakuového stavu tím, že bublinky vesmírné pěny (hmota, jak ji známe) budou postupně praskat, až nakonec vesmír v poklidu zcela vyšumí, je neobyčejně krásná a až kouzelně jednoduchá – prostá veškerých singularit, náhlých bodů obratu a dalších podivně nepřirozených věcí. Zároveň skýtá prostor pro následnou další fluktuaci vakua, která dá posléze vznik novému vesmíru z energie, jež tu zbyla po vyšumění našeho současného vesmíru.



Robert R. Caldwell (1962)



Marc Kamionkowski (1965)



Nevin N. Weinberg (1978)

Při vesmírné inflaci energie-hmota vyvěrá z vakua a shlukuje se do struktur. Při velkém puknutí na konci vesmíru (pokud je $w < -1$) nastane proces právě opačný. Veškerá hmota se zřejmě rozplyne a navrátí svoji energii vakuu. Je tu přitom ve hře několik faktorů zároveň:

- 1) Kladná hmota všech částic byla na počátku přesně kompenzována zápornou energií jejich vzájemné gravitační vazby, takže celková energie vesmíru musí být nula.
- 2) Během rozpínání vzrůstá potenciální energie vesmíru, ale souběžně s tím klesá energie reliktního záření. Při smršťování vesmíru by tomu bylo přesně naopak.
- 3) Žádný experiment nikdy neprokázal, že by v důsledku rozpínání vesmíru vyvěřala ještě v současnosti nějaká hmota samovolně z vakua. Hmota se ve vesmíru přestala tvořit ihned po ukončení fáze chaotické inflace, tj. nějakých 10^{-34} s poté co čas začal plynout jedním význačným směrem.

Část původní energie vakua se proto nyní nachází ve formě běžné hmoty. Jak ale vesmír expanduje, hmota řídne a energie vakua úměrně tomu opět roste a urychluje jeho další expanzi. Nakonec již žádná běžná hmota nezbude. Stabilní částice budou roztrhány a zůstanou jen ty virtuální, které ve formě lokálních fluktuací metriky vyvěrají z vakua a v zápětí v něm opět mizí. Pokud se v něm však objeví (a ona se jistojistě objeví) nějaká další lokální fluktuace, která překročí AdS horizont, nastane další chaotická inflace a z falešného vakua během ní opět vybuchlá běžná hmota, jak ji známe. Vakuová energie v příslušné oblasti pak samozřejmě opět úměrně tomu poklesne a tento cyklus se stále opakuje.

15.3.5.2. Reverzní inflace

V teorii cytoprostoru, stejně jako v LQG má prostor i čas diskretní kvantovou strukturu. Elementární atomy prostoru tvoří celulární síť (spinovou pěnu), v níž se jednotlivé mikrovesmíry mohou vyskytovat pouze uvnitř buněk, tj. v diskretních oblastech. Nejrychlejší částice se mohou přelévat z buňky do buňky maximálně rychlostí světla, což jim zabere přesně Planckův čas.

To je na první pohled velmi zvláštní. U elementárních částic jsme si již zvykli na to, že se mohou

vyskytovat v diskretních bodech prostoru. Jak si s tím ale poradit u mikrovesmíru, který je přeci věrným soběpodobnostním zobrazením makrovesmíru i s námi samotnými uvnitř? Odpověď se skrývá ve skutečnosti, že v mikrovesmírech plyne čas jinou rychlostí – na konci své existence, která přitom trvá z hlediska extracytoprostoru pouhý Planckův čas, mohutně explodují a veškerá jejich energie vytryskne do makrovesmíru v podobě vln sekundární cytorezonance. Elementární částice proto neexistují v prostoročase kontinuálně. Aby se mohly vůbec pohybovat v prostoru – přelévat z buňky do buňky, z voxelu do voxelu – je potřeba je neustále obnovovat s nějakou obnovovací frekvencí (reciproká hodnota Planckova času), podobně, jako se mihotají jednotlivé body obrazovky. Že při tom vzniká „odpadní“ energie – temná energie – je nasnadě.

Ukázali jsme, že periodická celulární kvantová struktura cytoprostoru je určena synchronizovaným prouděním cytonových vln napříč cytoprostorem, který tak běží na určité obnovovací frekvenci. Gravitační a jiná pole sekundární cytorezonance pak způsobují lokální zpomalování těchto proudů, čímž vlastně efektivně deformují cytoprostorové buňky. Výpočty konané na pozadí pevného cytoprostoru s proměnnou rychlostí jednotlivých cytonů, však vedou ke stejným výsledkům a formálně se zdají být jednoduššími, než kdybychom operovali v cytoprostorem s proměnlivou metrikou.

Model cytoprostoru připouští opakovanou aktivaci stejné buňky, takže i opakovanou inflaci do téhož objemu. Moderní nestacionární verze teorie cytoprostoru navíc ukázala, že při aktivaci cytoprostorové buňky párem cytonů, dojde k velice prudkému nárůstu energie longitudiálních cytorezonančních módů tvořících cytorezonanční mřížku uvnitř kubického subchronoru, což se navenek projeví jako vesmírná inflace. Takto vzniklý intracytoprostor začne od svého prvopočátku samozřejmě generovat vlny sekundární cytorezonance, jejichž energie v něm s časem narůstá (zřejmě na úkor ubývání hmoty částic v prostoročase – viz např. stárnutí reliktních fotonů). To bude mít za následek další postupné (avšak tentokrát velmi pozvolné) zmenšování velikosti intracytoprostorových buněk (v souvislosti se zkracováním vlnové délky módů) při současném zachování velikosti rezonanční dutiny. Důsledek je zřejmý: uvnitř prostoročasu generovaného takovýmto cytoprostorem nastane v podstatě iluzorní efekt, že se vesmír rozpíná. Ve skutečnosti se však pouze zmenšuje velikost elementární buňky.

Problém však je, že jsme zatím nijak nedefinovali, vůči čemu že se vlastně Planckovy buňky mají zmenšovat. Vzdálenosti ve vesmíru totiž ve skutečnosti určujeme měřítky škálovanými pomocí Planckovy délky. Pokud se počet Planckových délek mezi 2 měřenými objekty s časem zvětšuje, pak se tyto objekty od sebe efektivně vzdalují. A je úplně jedno, zda prohlásíme, že se pouze zkracují naše měřítka, či že měřítka jsou konstantní a rozpíná se prostor. Tato 2 tvrzení si jsou navzájem duální, neboť jiný zachytý bod, než Planckovu délku nemáme, a tudíž není k čemu vztahovat její případné časové změny. Opět platí, že v modelech s fraktální rekursí je situace podstatně přehlednější. Tam lze díky rozdílné hodnotě antionu na různých úrovních fraktálního endomorfismu jednoznačně rozhodnout, zda se zmenšuje Planckova buňka, či se naopak rozpíná svět.

Jakmile ale intracytoprostor začne propouštět vlny sekundární cytorezonance do extracytoprostoru, bude ztrácet energii, a vlnová délka módů uvnitř kubického subchronoru opětovně rychle poroste, až nakonec cytoprostorová mříž zcela vymizí – buňka se deaktivuje. Tento scénář ovšem předpokládá zánik veškeré hmoty kupovesmíru v průběhu jakési **reverzní inflace** – procesu přesně opačného k ději, během něž byla kdysi kvantově vyprodukována veškerá hmota vesmíru. To se zdá být samozřejmě v příkrém rozporu s doposud popsáním kosmologickým scénářem rozervaného vesmíru. Avšak ve srovnání s dobou postupného zahušťování a zdánlivé expanze vesmíru, může být doba reverzní inflace, během níž naše „vesmírná bublina“ vypadne z vesmíru, relativně velice krátkým obdobím. Iniciace této fáze (bod zvratu) nastane v okamžiku, kdy vlny sekundární cytorezonance vyzařované každou deaktivující buňkou cytoprostoru, po dobu desítek miliard let se v něm postupně hromadí a efektivně se projevují jako temná vakuová energie, konečně prorazí skrze stěnu blandria do okolního extracytoprostoru (blandrium se až do této chvíle chová vzhledem k cytorezonančním vlnám, po celou dobu existence vesmíru podobně, jako ideální duté kulové zrcadlo). Intracytoprostor pak během kratičkého okamžiku jakoby naráz vyhasne.

Lze očekávat velice dramatický závěr spojený s prudkým nárůstem hustoty vesmíru v několika posledních okamžicích. Nebude to sice zřejmě až k Planckově hustotě ($10^{97} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$), ale i tak to bude

hustota závratná, řádově odpovídající hodnotě $10^{54} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Poté vesmír v podstatě pukne a veškerá jeho zbývající energie (kterou ještě nevyzářil během reverzní inflace) se rozlétne po chredách zpět, odkud kdysi vzešla.

Je zřejmé, že vlnění, které se vrací zpátky ke zdroji a nese veledůležitou informaci o poloze události v čase, bude mít jen nepatrný zlomek oné původní energie, která kdysi vedla k iniciaci. Proto má v názvu přívlastek „reliktová“. Na žádné ze 3 básových chred s vektorem S-parity dané události v počátku, přitom nesmí dojít z pochopitelných důvodů k iniciaci dalšího vesmíru, dokud se veškerá energie nenavrátil tam, odkud vzešla. Z toho se nám v 18. kapitole podařilo m.j. odvodit i celkovou životnost vesmíru: $3,2 \cdot 10^{18}$ s. Dosazeno do Caldwellova vztahu (15.3.23), odtud ihned plyne hodnota parametru w :

$$w = -1,0000000035. \quad (15.3.24)$$

Pozornému čtenáři jistě neuniklo, že výraz (14.5.35) dává rozumné předpovědi pouze ve vesmíru, který není ovládnán žádnou formou temné energie, tj. inflatonového ani dilatonového pole. Pro reálný vesmír má tedy předpovědní sílu v období po konci inflace a před počátkem zrychlené expanze (kdy lze předpokládat přibližně stacionární cytoprostor). Protože náš vesmír stojí teprve na počátku zrychlené expanze, lze předpověď (14.5.35) s přesností na uvedené jedno desetinné místo považovat za akceptovatelnou.

Pokusme se nyní zodpovědět na otázku, jak vypadá expanzní funkce vesmíru při onom pukání. Proces je popsán diferenciální rovnicí

$$-\frac{d\psi(t)}{dt} = c, \quad (15.3.25)$$

s okrajovou podmínkou

$$\psi(t_{\max}) = l_h, \quad (15.3.26)$$

pro nějakou obecnou expanzní funkci ψ , která má řešení

$$\psi = R_0 e^{-1,874 \cdot 10^{43} t}. \quad (15.3.27)$$

S růstem velikosti buněk během reverzní inflace se však bude dynamicky měnit index lomu na kubickém subchronoru. Degenerované preony totiž dokáží kolaps částečně brzdit. Proto ve skutečnosti k naprostému vymizení vesmíru dojde až o něco později, než v Plackově čase, jak by plynulo z prosté rovnice (15.3.25).

Degenerované kvantové plyny vznikají zcela přirozeně v reakci na rostoucí hustotu baryonické látky. Nejprve, v závislosti na hustotě a tlaku, vzniká degenerovaný plyn elektronový, poté neutronový, kvarkový a logicky následuje degenerovaný preonový plyn. Preonová degenerace je však zjevně nestabilní, neboť k ní dochází až pod horizontem událostí, kde již jsou všechny světelné kužely obráceny dovnitř. Proto není možné, aby degenerované preony dokázaly kolapsu zabránit, pouze jej přibrzdí.

Záporná exponenciála bude „kolabovat“ nekonečně dlouho, zatímco big rip proběhne v reálném čase. Abychom mohli hovořit o konci vesmíru, musíme pro ni zavést minimum (Planckovu délku), za níž už jeho výraz pro expanzní funkci neplatí. Dosadíme-li za tohoto předpokladu za čas ve vztahu (15.3.27) z (14.5.35), dostaneme rovnici

$$l_h = R_0 e^{-\frac{n}{t_h} t_h} = n l_h e^{-n}, \quad (15.3.28)$$

která má řešení $n = 1$. Na konci velkého puknutí nám tak po celém cytoprostoru zůstane jen jedna jediná prázdná buňka – vesmír počíná kolabovat počáteční rychlostí rovnou rychlosti světla v extracytoprostoru a končí při rychlosti světla v cytoprostoru a velikosti Plankovy buňky. Rychlost je při tom, pochopitelně vždy kladná.

Názor podporující koncepci „velkého roztržení“, argumentuje m.j. analýzou **časové dynamiky horizontu událostí**. S expanzí vesmíru horizont událostí zaujímá čím dál **menší** část celkového vesmíru. Při exponenciálním zrychlování expanze by se tento efekt stával stále více dominantním. AdS horizont událostí by se zmenšil na rozměry kup galaxií, pak galaxií, jejichž hvězdy by rozprášil do expandujícího prostoru. V závěrečných stádiích expanze by se horizont pronikavě zmenšoval na rozměry Sluneční soustavy, hvězd (Slunce), planet. Všechny tyto vázané soustavy by se rozpadly a „uletěly“ od sebe pryč. Nakonec by AdS horizont poklesl pod rozměry elementárních částic, které by byly rovněž roztrženy. Dokonce i u tak stabilních útvarů jako jsou černé díry, by nakonec AdS horizont „přebil“ gravitační (Schwarzschildův) horizont a došlo by k jejich destrukci. V posledním Planckově okamžiku by z nich záporný tlak exponenciálně se rozpínajícího vakua doslova vysál poslední zbytky energie a ony by rovněž explodovaly. Vzápětí by zanikla metrika prostoročasu v diskontinuitě metrického tenzoru g_{ik} , podobně jako je tomu u singularity prostoročasu (na rozdíl od „lokalizované“ singularity černé díry by tato singularita byla všude). V topologické pění vzniklé amorfní variety by se pak statistickou fluktuací snad znovu mohla vytvořit inflačně expandující oblast, která by dala vzniknout **novému vesmíru**.

15.3.6. Únik před koncem světa červí dírou

Ve 20. kapitole jsme se seznámili s Einstein-Rosenovým mostem, který ve Schwarzschildově geometrii propojuje dvě prostorově oddělené oblasti vesmíru (v podstatě dva paralelně existující vesmíry). Také jsme si ukázali, že Einstein-Rosenovým mostem nemůže projít nic, co se nepohybuje rychleji než světlo.

Schwarzschildovo řešení však představuje pouze nejjednodušší případ řešení Einsteinových rovnic gravitačního pole, který je navíc fyzikálně velmi málo reálný. V tomto odstavci nyní prozkoumáme několik realističtějších geometrií. Začneme černou dírou, která krom své hmotnosti M nese na svém povrchu rovněž i nenulový elektrický náboj Q . Takovýto objekt popisuje tzv. **Reissnerova-Nordströмова geometrie**.



Hans Jacob Reissner (1874 – 1967)



Gunnar Nordström (1881 – 1923)

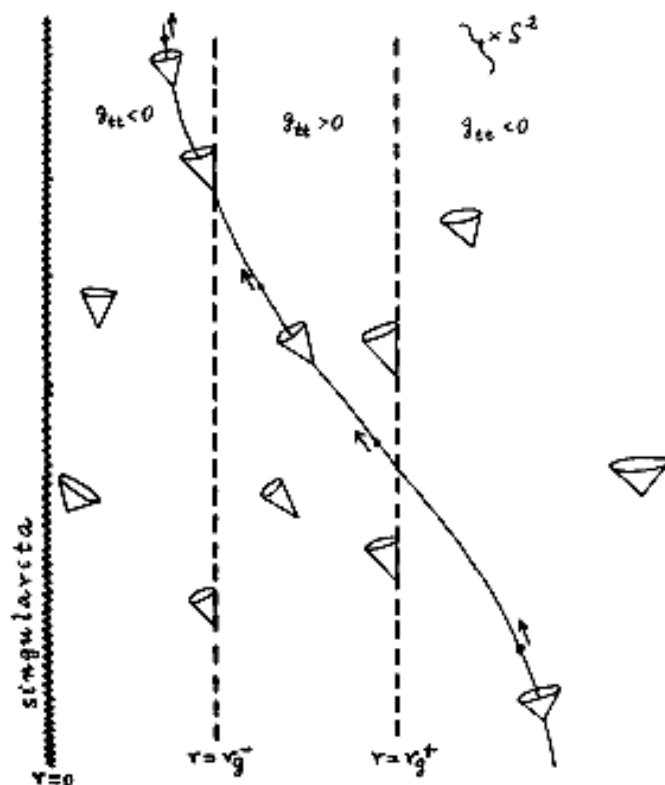
Podle vzájemného poměru hodnot M a Q můžeme v Reissnerově-Nordströmově geometrii rozpoznat čtyři význačné případy lišící se globální geometrickou strukturou:

- a) Při $Q = 0$, $M \neq 0$ dostáváme Schwarzschildovu geometrii;
- b) $0 < Q^2 < M^2$;
- c) $0 > Q^2 = M^2$;
- d) $Q^2 > M^2 > 0$.

Nejprve rozebereme případ $0 < Q^2 < M^2$, který je fyzikálně nejzajímavější. V Reissnerově-Nordströmově geometrii existují **dva** „horizonty“, kde metrika není regulární – „vnější“ **horizont** $r = r_g^+$ a „vnitřní“ **horizont** $r = r_g^-$. Vnější horizont $r = r_g^+$ má podobný význam jako

Schwarzschildova sféra ve Schwarzschildově prostoročase je to **horizont událostí**, oddělující příčinně vnitřní oblast od vnější.

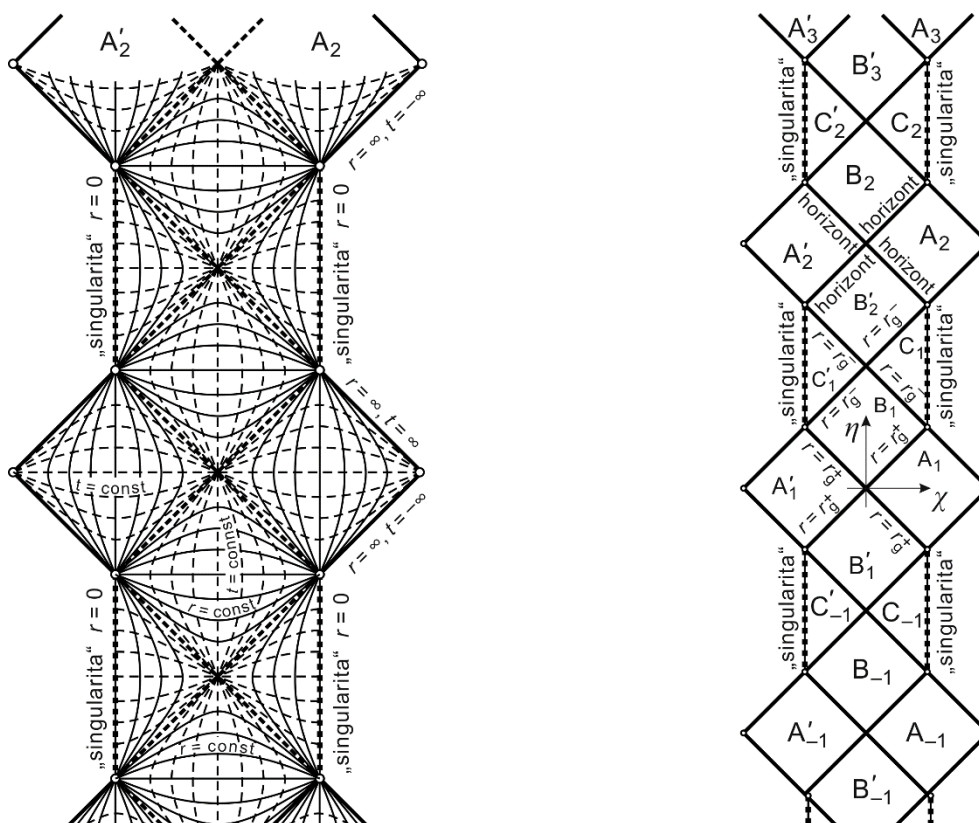
Za přítomnosti elektrického náboje je gravitační poloměr r_g^+ menší než r_g ve Schwarzschildově případě. Pod $r = r_g^+$ jsou světelné kužely obráceny dovnitř směrem k $r = 0$ a zdálo by se, že každý objekt, jež se tam dostane, nutně skončí v singularitě $r = 0$. Avšak na vnitřním horizontu $r = r_g^-$ se světelné kužely opět začínají napřimovat – je zde tedy možný pohyb částice tak, aby se vyhnula singularitě (obr. 237). Nemůže se však dostat přes vnější horizont (tj. horizont událostí) zpět do původního prostoročasu, ale nutně do „jiného vesmíru“, který leží vzhledem k původnímu v absolutní budoucnosti (viz níže).



Obr. 237: Kerrův prostoročasový diagram Reissnerovy-Nordströmovy geometrie (podobně bude situace vypadat i v Kerrově a Kerrově-Newmanově geometrii). Vnější horizont $r = r_g^+$ je horizontem událostí (světelné kužely pod ním jsou obráceny dovnitř směrem k $r = 0$). Pod vnitřním horizontem $r = r_g^-$ se však světelné kužely začínají opět „napřimovat“, takže světočára tělesa, které proniklo pod horizont $r = r_g^+$, nemusí nutně skončit v singularitě $r = 0$.

Singulární chování R-N metriky ve standardních souřadnicích na těchto horizontech je opět jen zdánlivé a může být odstraněno přechodem k vhodnějším souřadnicím podobným Kruskalovým.

Prostoročasový diagram konformního obrazu Reissnerovy-Nordströmovy geometrie pro fyzikálně nejpravděpodobnější případ $0 < |Q| < M$ je na obr. 238. Geometrická struktura této úplné extenze Reissnerova-Nordströmova řešení je neočekávaně složitá. Objevuje se zde nekonečné množství periodicky se opakujících „vesmírů“ (samostatných asymptoticky rovinných vnějších oblastí $A_{\dots,-1,1,2,\dots}$), horizontů a singularit. Oproti Schwarzschildově geometrii (obr. 155), kde singularity jsou prostorového typu (a tedy pro každý objekt v oblasti B nevyhnutelné), jsou *singularity* Reissnerovy-Nordströmovy geometrie podle obr. 238 *časového typu* – jsou takřkajíc „časově omezené“ a lze se jim vyhnout.

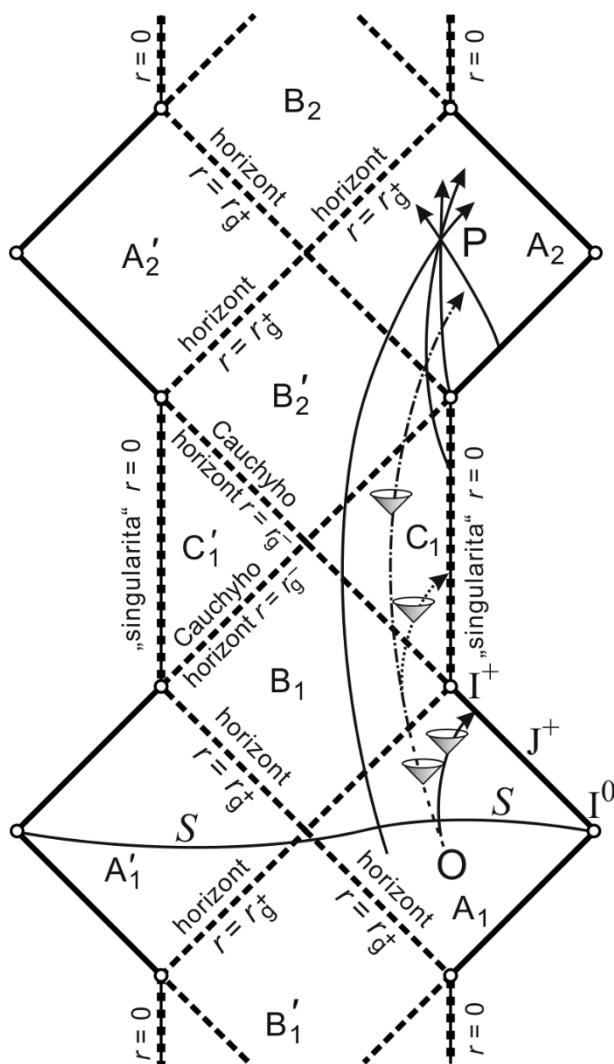


Obr. 238: Penroseův konformní prostoročasový diagram úplné extenze Reissnerovy-Nordströmovy geometrie pro případ $Q^2 < M^2$.

a) Souřadnicová síť – hyperplochy $r = \text{const.}$ a $t = \text{const.}$

b) Globální geometrická struktura - nekonečně mnoho periodicky se opakujících vnějších oblastí („vesmírů“) $A_{\dots-1,1,2,\dots}$, vnitřních oblastí $B_{\dots-1,1,2,\dots}$ a $C_{\dots-1,1,2,\dots}$, horizontů a singularit.

Sledujme osud pozorovatele (jak je naznačeno na obr. 239), který při svém pohybu Reissnerovým-Nordströmovým prostoročasem pronikl pod vnější horizont $r = r_g^+$. Protože se dostal pod horizont událostí, nemůže se již nijak vrátit do původního vnějšího prostoru (oblasti A_1) a má v podstatě dvě možnosti. Jednak doletět do singularity, kde jeho světočára (a tedy i jeho existence v rámci uvažované variety) definitivně skončí. To však není (na rozdíl od Schwarzschildova prostoročasu) nevyhnutelné, pozorovatel se může *singularitě vyhnout* a pohybovat se dále, až se objeví v druhé asymptoticky rovinné oblasti A_2 , v *druhém* „vesmíru“, který leží vzhledem k výchozímu A_1 v absolutní budoucnosti.



Obr. 239: Pozorovatel O pohybující se ve vnější asymptoticky rovinné oblasti A_1 Reissnerova-Nordströмова prostoročasu má tři možnosti.

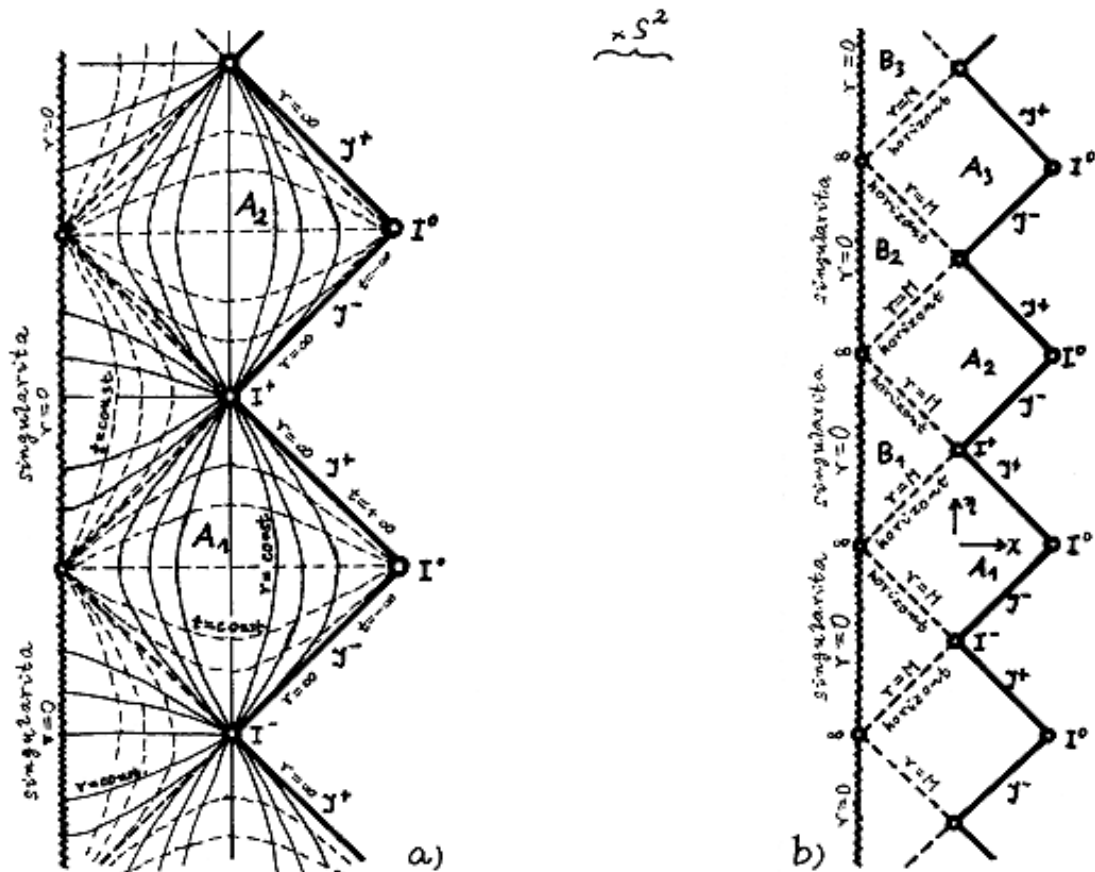
Buďto se bude neustále pohybovat v A_1 (plná čára), takže se v limitě dostane do I^+ nebo do A'^+ . Pokud však pozorovatel pronikne pod horizont $r = r_g^+$ (čárkovaná trajektorie) do vnitřní oblasti B_1 , projde i horizontem vnitřním $r = r_g^-$ do oblasti C_1 , kde má dvě možnosti: buď narazí na singularitu (tečkovaná dráha) kde je pohlcen a zničen, nebo se může vyhnout singularitě (čerchovaná trajektorie) a dostane se do další asymptoticky rovinné vnější oblasti A_2 . Situace v tomto dalším „vesmíru“ A_2 přitom není zcela určena počátečními podmínkami na Cauchyho hyperploše S , jak je vidět např. v bodě $p \rightarrow A_2$.

Vidíme tedy, že reálný hmotný objekt, pohybující se v Reissnerově-Nordströmově geometrii v rámci světelného kuželu, může v principu cestovat mezi jednotlivými vesmíry, aniž by musel projít singularitou (na rozdíl od Schwarzschildovy geometrie, kde Einsteinovým-Rosenovým mostem by se dalo projít pouze nadsvětelnou rychlostí).

Podíváme-li se na *kauzální vztahy* tohoto druhého vesmíru vzhledem k původnímu, vidíme, že vnitřní horizonty $r = r_g^-$ jsou zároveň Cauchyovými horizonty (viz kapitola 2). Vezmeme-li si nějakou událost P v oblasti A_2 a sledujeme, čím může být principiálně ovlivňována, vidíme, že sice může být ovlivňována geodetikami (např. G_1) přicházejícími z oblasti A_1 (a danými tedy počátečními podmínkami na vhodné Cauchyho hyperploše v A_1), avšak mohou tam rovněž „nekontrolovaně“ přicházet nové informace geodetikami (např. G_2, G_3, G_4) z oblastí nekonečna minulosti I^- , A^- a ze singularity, která je odtud „vidět“. Tyto informace mohou *narušit* každou předpověď učiněnou na základě počátečních podmínek v oblasti A_1 . Pozorovatel se tedy vynořil v oblasti prostoročasu (jiném „vesmíru“), který není jednoznačně určen počátečními podmínkami na žádné Cauchyho hyperploše v původní oblasti A_1 .

Zkonfrontujme to s deterministickou ideou klasické (nekvantové) fyziky, kterou zformuloval již Laplace: Kdybychom v určitém okamžiku zjistili všechny fyzikální veličiny ve všech místech vesmíru (tj. okamžitý stav vesmíru – úplný soubor počátečních podmínek na Cauchyho hyperploše) a znali fyzikální zákony, kterými se všechny tyto veličiny řídí, mohli bychom neomezeně **předpovídat evoluci vesmíru**, tj. jeho stav kdykoliv v budoucnosti (nebo i minulosti). V úplné extenzi Reissnerovy-Nordströmovy geometrie však toto není splněno, existují zde Cauchyho horizonty (a tedy neexistují globální Cauchyovy hyperplochy) a jsou zde proto oblasti, jejichž stav není jednoznačně určen žádným souborem počátečních podmínek. Pouze ve vnější asymptoticky rovinné oblasti lze jednoznačně „předvídat“ budoucnost z parciálních Cauchyho hyperploch. Tedy i v klasické fyzice (na níž je Reissnerova-Nordströmova geometrie jakožto řešení Einsteinových rovnic založena) může být možnost předvídat budoucnost omezena nejen praktickou nedostupností fyzikálních veličin ve všech místech vesmíru v určitém časovém okamžiku, ale principiálně též globální geometricko-topologickou strukturou prostoročasu.

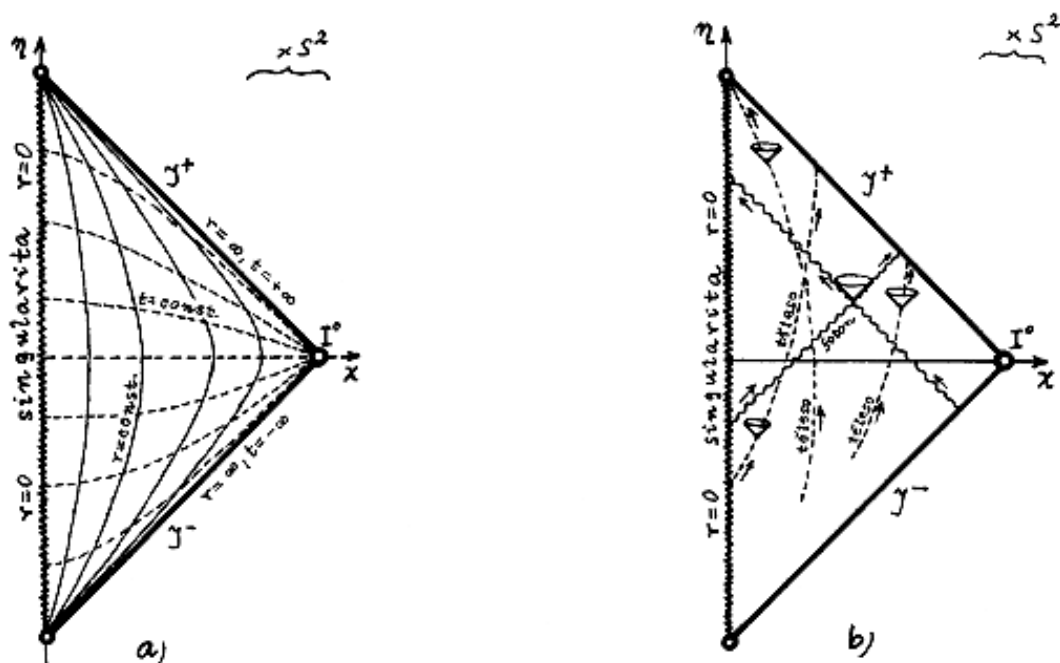
Na obr. 239 každý bod oblasti B mezi r_g^+ a r_g^- (kde plochy $r = \text{const.}$ jsou prostorového typu) reprezentuje dvojrozměrnou kulovou plochu, která je uzavřenou pohlcující plochou. Pozorovatel O při svém průchodu plochou $r = r_g^-$ (obr. 239) uvidí celou další historii asymptoticky rovinné vnější oblasti A_1 , kterou opouští, za konečný čas. Každé těleso z této oblasti proto bude vidět s neomezeně narůstajícím fialovým posuvem. Z toho plyne, že Cauchyho horizont $r = r_g^-$ je nestabilní vůči perturbacím počátečních podmínek na výchozí prostorové hyperploše S . Je jasné, že kosmologické otázky evoluce vesmíru A_1 , který pozorovatel opouští, budou pro něj velmi důležité. Jestliže vesmír A_1 bude v budoucnu třeba kolabovat, nevyhne se tomuto osudu ani pozorovatel O ; na horizontu $r = r_g^-$ se setká s nekonečnou hustotou energie-hmoty, tedy nakonec vlastně se singularitou.



Obr. 240: Penroseův konformní prostoročasový diagram úplné extenze Reissnerovy-Nordströmovy geometrie pro případ $Q^2 = M^2$.

- a) Hyperplochy (souřadnicové čáry) $r = \text{const.}$ a $t = \text{const.}$
b) Globální geometrická struktura - nekonečně mnoho periodicky se opakujících vnějších oblastí A a vnitřních oblastí B .

Pro případ $Q = M$ má příslušný konformní prostoročasový diagram úplné extenze Reissnerovy-Nordströmovy geometrie tvar znázorněný na obr. 240. Je vidět opět nekonečně mnoho periodicky se opakujících „vnějších“ oblastí A ($M < r < \infty$) a vnitřních oblastí B ($0 < r < M$). Vnější a vnitřní horizonty splývají ($r_g^- = r_g^+ = M$), jedná se o speciální případ **extrémní černé díry**.



Obr. 241: Penroseův konformní prostoročasový diagram Reissnerovy-Nordströmovy geometrie v případě $Q^2 > M^2$.

- a) Souřadnicové čáry - hyperplochy $r = \text{const.}$ a $t = \text{const.}$
 b) Globální geometrická struktura - tvary světelných kuželů a radiální pohyb těles a fotonů. Nejsou zde horizonty, singularita $r = 0$ je „nahá“ (je viditelná z kteréhokoliv světobodu).

V případě $Q^2 > M^2$ není třeba žádnou extenzi hledat, protože prostoročas je nerozšířitelný již v původních souřadnicích; je všude regulární kromě bodu $r = 0$ – neodstranitelné fyzikální singularity prostoročasu. Konformní prostoročasový diagram pro tento případ je na obr. 241. Horizont událostí zde není, jedná se o tzv. **nahou singularitu**.

Jestliže těleso, které je zdrojem gravitačního pole, **rotuje**, nebude již buzené vnější gravitační pole centrálně symetrické, ale může být pouze **osově symetrické** (pokud je distribuce hmoty-energie v rotujícím tělese symetrická vzhledem k ose rotace). Přesné řešení Einsteinových rovnic (ve vakuu) pro takový axiálně symetrický případ našel Roy Kerr v r. 1963; toto řešení bylo později E. Newmanem zobecněno pro případ přítomnosti elektrického náboje.

Kerrova geometrie je zobecněním Schwarzschildovy geometrie, zhruba řečeno v tom smyslu, že Schwarzschildova geometrie je „kulová“, zatímco Kerrova geometrie je obecně eliptická. V tzv. Boyerových-Lindquistových souřadnicích (které jsou eliptickým zobecněním Schwarzschildových souřadnic) má Kerrova geometrie **fyzikální singularitu** danou vztahem

$$r^2 + a^2 \cos^2 \vartheta = 0. \quad (15.3.29)$$

Není to však bodová singularita jako ve Schwarzschildově řešení, ale **prstencová singularita**, která má v rovině kolmé k ose rotace tvar kružnice s poloměrem $a = B/M$ (celkový rotační moment hybnosti J dělený celkovou hmotností M).

Podobně jako v Reissnerově-Nordströmově geometrii, jsou i zde tři význačné speciální případy lišící se globální geometrickou strukturou prostoročasu: $a^2 < M^2$, $a^2 = M^2$ a $a^2 > M^2$.

Kerrova geometrie má obzvláštní důležitost pro případ $M^2 > a^2$, kdy popisuje vnější pole **stacionárních rotujících objektů**, především **černých děr**. Pro rotující černou díru je Kerrova geometrie přesným vakuovým řešením Einsteinových rovnic. Mimo černých děr však nalezení

materiálního zdroje přesné Kerrovy geometrie, vedoucí podle Einsteinových rovnic k plynulému přechodu vnitřní metriky k vnější Kerrově metrice, není nikterak snadné. Tvar takového elipsoidního rotujícího zdroje a distribuce hmoty v něm musí splňovat určité velmi speciální podmínky. Kolem rotujících materiálních těles (planet, hvězd, galaxií) je tedy gravitační pole jen přibližně Kerrovské.

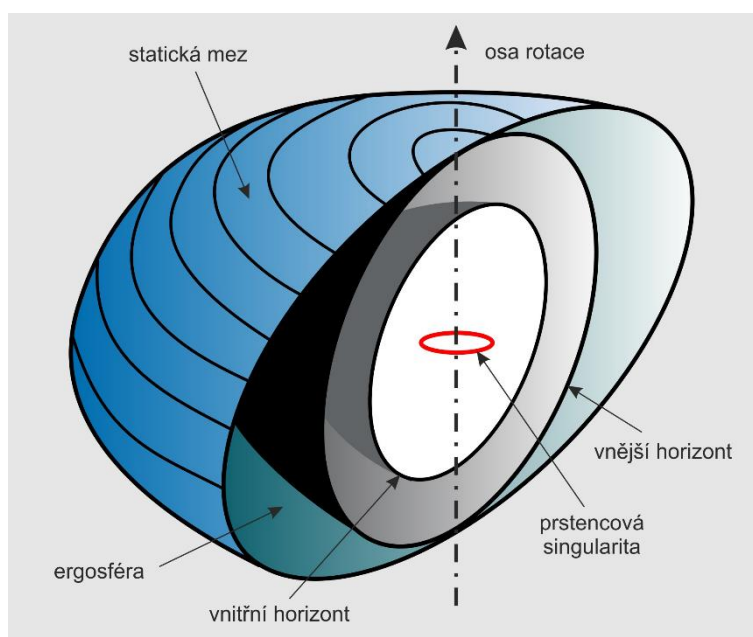
V uvažovaném případě $a^2 < M^2$ existují dvě hodnoty r , pro něž je ve jmenovateli prostorové části Kerrovy metriky $r^2 - 2Mr + a^2$ rovno nule:

$$\begin{aligned} r_g^+ &= M + \sqrt{M^2 - a^2}, \\ r_g^- &= M - \sqrt{M^2 - a^2}. \end{aligned} \quad (15.3.30)$$

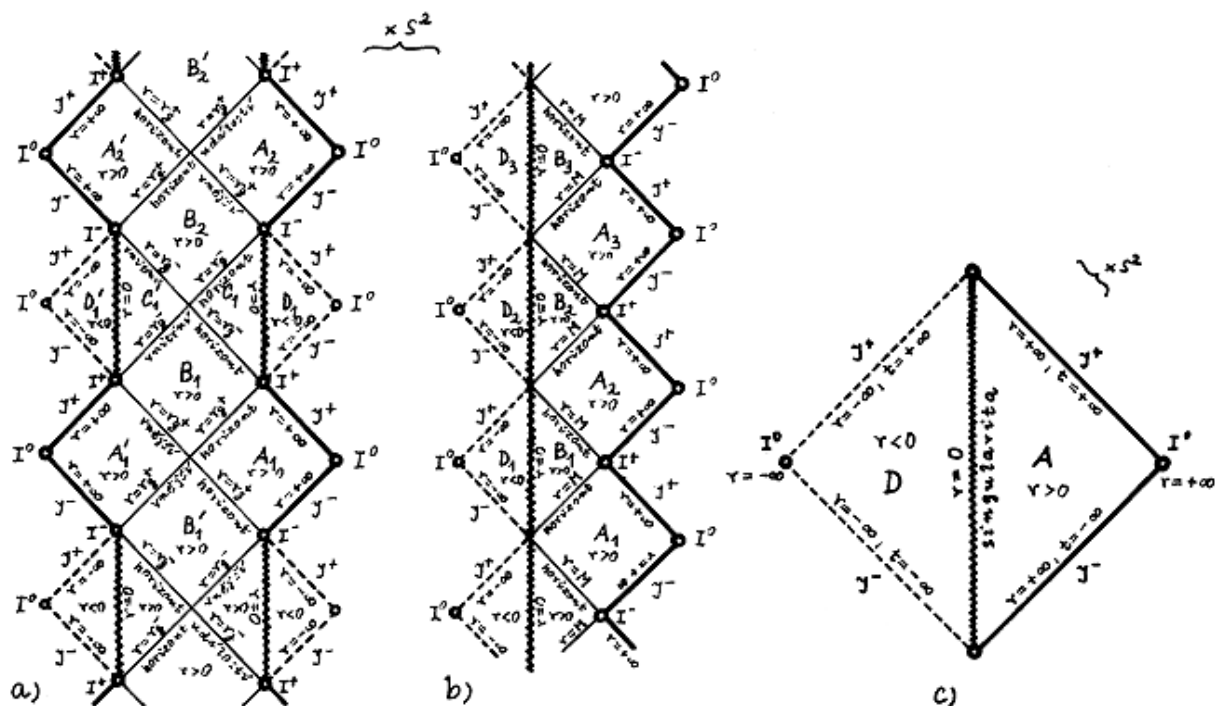
Jsou zde tedy opět (podobně jako v Reissnerově-Nordströmově geometrii) přítomny dva horizonty – **vnější horizont** událostí $r = r_g^+$ a **vnitřní horizont** $r = r_g^-$ (který je Cauchyovým horizontem), na nichž je Kerrova metrika pseudosingulární. Každý objekt potřebuje k dosažení horizontu nekonečně dlouhý souřadnicový čas (avšak konečný interval vlastního času) a navíc též nekonečný úhel ($\varphi \rightarrow \infty$) – vlivem strhávání inerciálních soustav momentem hybnosti musí vykonat nekonečně mnoho oběhů kolem horizontu.

K odstranění této souřadnicové pseudosingularity (tj. k analytickému prodloužení metriky přes tyto plochy) se používá přechodu ke Kerrovým souřadnicím $(v_+, r, \vartheta, \varphi_+)$. Tato transformace provádí nekonečné „stlačení“ souřadnicového času t a nekonečné „rozvinutí“ úhlové souřadnice φ v okolí horizontu. Metrika pak má v Kerrových souřadnicích tvar, který je již analytický na $r = r_g^+$ a $r = r_g^-$.

Konformní prostoročasový diagram úplné extenze Kerrovy geometrie je na obr. 243a. Globální struktura je zde podobná struktuře Reissnerova-Nordströмова prostoročasu, poněkud odlišná je však povaha skutečné singularity $r = 0$. Ukazuje se, že v Kerrově prostoročase má tato singularita **prstencovou strukturu** a je možno přes ni extrapolovat geometrii do záporných hodnot radiální souřadnice r .



Obr. 242: Průřez Kerrovou černou dírou se „singuláritou“ prstencového typu. Statickou mezí se rozumí plocha ve tvaru rotačního elipsoidu, obklopující vnější horizont Kerrovy černé díry a oddělující oblast prostoru, kde je ještě principiálně možný pohyb objektů proti směru rotace černé díry, od oblasti – tzv. ergosféry – kde vlivem strhávání lokálních inerciálních soustav takovýto pohyb již možný není. Vše (včetně světla) je zde přinuceno rotovat spolu s černou dírou – Kerrova geometrie tu v jistém smyslu rotuje společně s černou dírou.



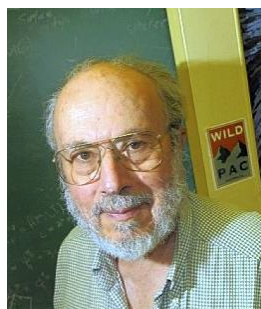
Obr. 243: Konformní prostoročasový diagram úplné extenze Kerrovy geometrie podél osy symetrie.
 a) Příklad $M^2 > a^2 > 0$. b) Příklad $M^2 = a^2$ (extrémní Kerrova geometrie). c) Příklad $a^2 > M^2$ (Kerrova nahá singularita).

V případě $M^2 = a^2$ je $r_g^+ = r_g^- = M$ – vnitřní a vnější horizont spolu splývají. Úplná extenze této metriky znázorněná na obr. 243b má opět podobnou strukturu jako Reissnerova-Nordströmova geometrie při $M^2 = Q^2$ s tím rozdílem, že je možné analytické prodloužení přes prstencovou singularitu do záporných r . Kerrova metrika v tomto případě popisuje prostoročasovou geometrii **extrémní Kerrovy černé díry**.

Pro $a^2 > M^2$ je metrika singulární pouze pro $r = 0$, což je skutečná singularita s prstencovou strukturou. Přes vnitřek této prstencové singularity lze řešení analyticky prodloužit do záporných hodnot r (obr. 243c). Žádný horizont zde není a singularita proto může oboustranně „komunikovat“ s celým okolním prostoročasem – jedná se o **Kerrovu nahou singularitu**.



Roy Patrick Kerr (1934)



Ezra Ted Newman (1929)

Další zobecnění dostaneme, jestliže budeme uvažovat přítomnost osově symetrického elektromagnetického pole, tj. rotující axiálně symetrický zdroj bude mít **elektrický náboj**, který je rovněž axiálně symetricky rozložen. Geometrie prostoročasu kolem takového objektu se nazývá **Kerrova-Newmanova geometrie**; je to fakticky zkombinovaná Kerrova a Reissnerova-Nordströmova geometrie.

Stejně jako u Kerrova řešení, je i zde geometrie prostoročasu **stacionární a axiálně symetrická**. **Vnější horizont** $r = r_g^+$ (horizont události) a **vnitřní horizont** $r = r_g^-$ (Cauchyho horizont) mají poloměry

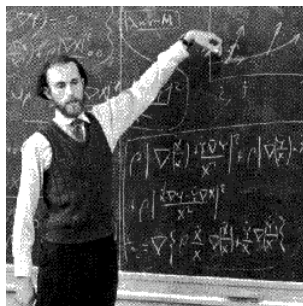
$$r_g^+ = M + \sqrt{M^2 - \frac{J^2}{M^2} - Q^2},$$

$$r_g^- = M - \sqrt{M^2 - \frac{J^2}{M^2} - Q^2}.$$
(15.3.31)

Globální geometrická struktura Kerrova-Newmanova prostoročasu je analogická jako u výše popsané Kerrovy geometrie. Jsou zde opět tři speciální případy:

$a^2 + Q^2 < M^2$ (**černá díra**),
 $a^2 + Q^2 = M^2$ (**extrémní Kerrova-Newmanova geometrie**),
 $a^2 + Q^2 > M^2$ (**nahá singularita**).

Carter ukázal, že v okolí prstencové singularity je oblast, v níž se objevují uzavřené světočáry časového typu (např. kružnice $t = \text{const}$, $r = \text{const}$, $J = \text{const}$). V těchto oblastech kolem singularity může docházet k **narušení kauzality**.



Brandon Carter (1942)

Velký význam Kerrovy-Newmanovy geometrie spočívá v tom, že je nejobecnějším řešením pro stacionární axiálně symetrický asymptoticky rovinný prostoročas, který má horizont událostí, tedy **nejobecnějším řešením popisujícím černou díru**.

Vzniká otázka, zda skutečně mohou existovat „*nahé*“ („obnažené“) **singularita bez horizontu**. Například formálním položením $Q^2 + J^2/M^2 > M^2$ pro Kerrovu-Newmanovu geometrii dostaneme tzv. **Kerrovu nahou singularitu**.

Podle dnešních poznatků taková nahá singularita ve skutečnosti vzniknout nemůže, každá singularita je „oblečena“ do horizontu, což R. Penrose metaforicky nazval **principem kosmické cenzury**. Uvádíme zde jeho stručné znění:

V původně nesingulárním (tj. vyvíjejícím se z nesingulárních počátečních podmínek na vhodné Cauchyho hyperploše podle zákonů OTR) asymptoticky rovinném prostoročase M se neobjeví žádná prostoročasová singularita, která by byla vidět z nekonečna – každá singularita, jež zde v průběhu evoluce vznikne (např. gravitačním kolapsem), bude obklopena horizontem událostí.

Teorém se podařilo plně dokázat až koncem 80. let minulého století pro případ extrémní Kerrovy černé díry. Pod tímto důkazem jsou podepsáni především Bill Press, Steven Detweiler, Subrahmanyan Chandrasekhar, Saul Teukolsky, Bernard Whiting, James Ipser, James Hartle, Dan Wilkins a Werner Israel. Ukázali, že při snaze dosáhnout extrémní Kerrovy černé díry budou vznikat stále mohutnější perturbace a oscilace horizontu, odchylující jej od dokonalé sférické či elipsoidální symetrie. V důsledku těchto nestabilit získá horizont nenulový kvadrupólový moment a bude vyzařovat mohutné gravitační vlny odnášející z černé díry rotační kinetickou energii. Fyzikální princip tak přímo brání vzniku nahé singularity Kerrova typu.



Obr. 244: Umělcova představa „singularity“ prstencového typu



William H. Press (1948)



Subrahmanyan Chandrasekhar
(1910 – 1995)



Werner Israel (1931)



Steve Detweiler (1950)



Saul Teukolsky (1947)



Bernard Whiting (1953)



James R. Ipser (1943)



James Burkett Hartle (1939)

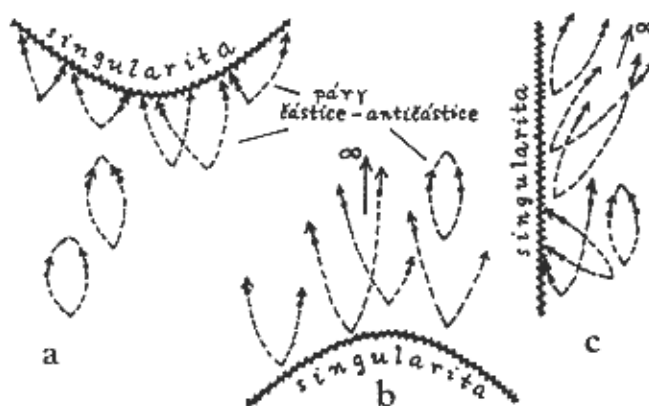


Daniel Wilkins (1944)

Pro případ Kerrový-Newmanovy nahé singularity je situace komplikovanější a k důkazu platnosti principu kosmické cenzury se tentokrát neobejdeme bez kvantové teorie pole:

Párová produkce částic-antičástic v poli nahé singularity vede k toku kvantového záření z ní, čímž singularita ztrácí hmotnost, rotační moment hybnosti i elektrický náboj. Mechanismus kvantového vyzářování je poněkud odlišný než u černých děr a závisí na konkrétní prostorčasové struktuře nahé singularity (na tom, kam mohou jednotliví partneři v páru částice-antičástice „tunelovat“ – Obr. 245).

Kvantové vyzářování nahé singularity vede k jejímu „oblékání“ do horizontu, tedy k přeměně na černou díru.



Obr. 245: Možnosti kvantové produkce částic a antičástic v silném gravitačním poli v blízkosti singularity.

a) Pokud je singularita prostorového typu a nachází se v budoucnosti, nemají tyto částice kam odlétnout a jsou vždy pohlcovány singularitou.

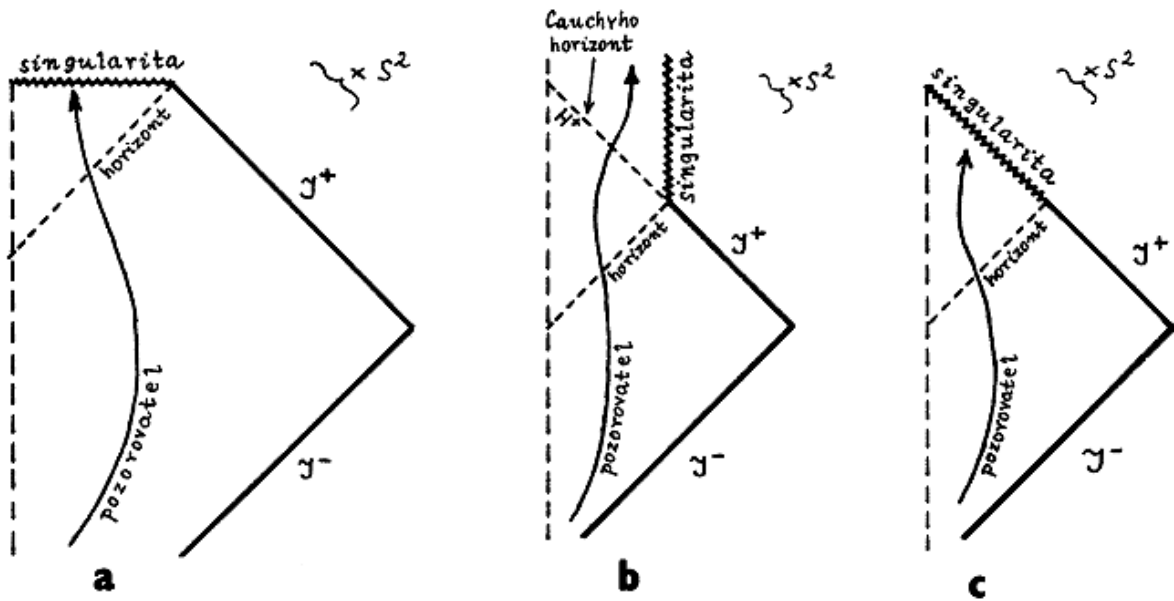
b,c) Jestliže se singularita nachází v minulosti nebo je časového typu, existují časové nebo izotropní světočáry, podél nichž tyto částice a antičástice mohou odcházet pryč od singularity.

Pod nahými singularitami podléhajícími kosmické cenzuře jsme zatím rozuměli „globálně“ nahé singularity viditelné z nekonečna. Princip kosmické cenzury zabráňuje sice singularitám nekontrolovatelně ovlivňovat fyzikální děje „v nekonečnu“ (v dostatečné vzdálenosti od singularity), nic však nehovoří o situaci v blízkosti samotné singularity. Jednalo by se tedy o „lokálně nahou“ **singularitu**. Rozšířený (objektivně chápaný) princip kosmické cenzury by měl samozřejmě zakazovat i tyto lokálně nahé singularity.

Podívejme se, jak z tohoto hlediska ob stojí singularity, s nimiž jsme se setkali u nejjednodušších přesných řešení Einsteinových rovnic. Singularita $r = 0$ ve Schwarzschildově sféricky symetrickém prostoročase zřejmě vyhovuje rozšířenému principu kosmické cenzury, protože má všude prostorový charakter (obr. 246a), takže lokálně nahá singularita zde není (singularitu nelze vidět před srážkou s ní). Schwarzschildova singularita je však nestabilní: dodání i nepatrného momentu hybnosti nebo elektrického náboje vede ke Kerrově nebo Reissnerově-Nordströmově řešení, kde singularita přestává být prostorová, ale je časového typu (obr. 246b). Z obr. 246b je vidět, že taková singularita je lokálně nahá, protože např. pozorovatel, jehož světočára je na obrázku vyznačena, ji může vidět, aniž se s ní srazí.

Na obr. 239 jsme dokonce viděli situaci, kdy se pozorovatel může zcela vyhnout pohlcení singularitou a proniknout do dalšího „vesmíru“, pro nějž zmíněná singularita bude globálně nahá (bude zde vidět i z nekonečna). Pro strukturu prostoročasu je zde však rozhodující vnitřní horizont $r = r_g^-$, který je Cauchyovým horizontem každé prostorové hyperplochy sahající do prostorového nekonečna. Pozorovatel, který prochází tímto vnitřním horizontem $H^+(S)$, uvidí celou budoucí historii vnějšího světa zhuštěnou do jediného časového okamžiku.

Pokud budou v počátečních podmínkách na Cauchyho hyperploše S přítomny nějaké perturbace (obecného charakteru – např. nějaká slabá pole), potom signály ze vzdálených oblastí S budou u horizontu H^+ dosahovat nekonečně velký „fialový posuv“, což povede k divergenci podél H^+ . Vnitřní horizont je tedy **nestabilní vůči perturbacím** v prostoročase nekonečna, takže v obecném případě (tj. ve skutečnosti) lze v místě H^+ očekávat singularitu křivosti, která bude izotropního typu (obr. 246c); nelineární efekty v poli velké křivosti by mohly vést i k singularitě prostorového typu. Zdá se tedy, že v asymptoticky plochých prostoročasech OTR je rozšířený princip kosmické cenzury splněn.



Obr. 246: Nestabilita prostoročasového charakteru singularity ve Schwarzschildově a Kerrově-Newmanově řešení vůči perturbacím ve vztahu k principu kosmické cenzury.

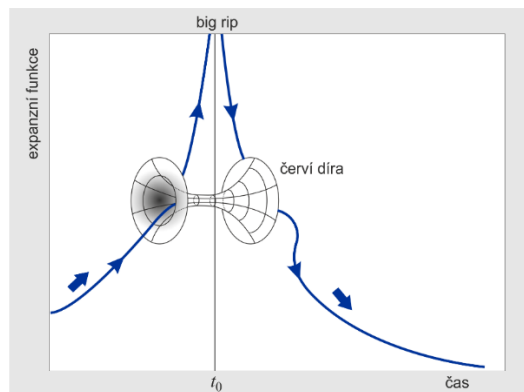
a) Pro přesně sféricky symetrický případ (bez perturbace) má v odpovídajícím Schwarzschildově řešení singularity všude prostorový charakter, takže žádný pozorovatel nemůže tuto singularity uvidět předtím, než se s ní srazí - rozšířený princip kosmické cenzury je splněn.

b) Přidání i nepatrného momentu hybnosti nebo elektrického náboje vede ke Kerrově nebo Reissner-Nordströmově řešení, v němž singularity nabývá časový charakter. Pozorovatel pod vnitřním (Cauchyovým) horizontem může takovou singularity vidět - je lokálně nahá.

c) Cauchyho (vnitřní) horizont H^+ z obr. b) je však nestabilní vůči perturbacím ve vnější oblasti: signály z nekonečně vzdálených oblastí S nabudou na H^+ nekonečně velký fialový posuv, takže slabá pole perturbací budou na H^+ divergovat - v místě H^+ tak vznikne singularity křivosti, která bude izotropního typu (nelineární efekty v poli velké křivosti by dokonce mohly vést ke vzniku singularity prostorového typu. Princip kosmické cenzury by tak byl rovněž splněn.

Charakteristickou vlastností lokálně nahé singularity je její „časová omezenost“: existence takové křivky časového typu (světočáry, po níž by se mohl pohybovat pozorovatel), na níž existují body A a B takové, že singularity leží v budoucnosti bodu A a v minulosti bodu B .

Ukázali jsme, že existuje možnost, jak uniknout konečnému osudu vesmíru, a to díky červím dírám vedoucím skrze singularity mající tvar zkrouceného prstence). Výpočty ukazují, že před koncem vesmíru černé díry začnou narůstat a pohltnou jeho velkou část. Z řešení Einsteinových rovnic pro zakřivení časoprostoru v takových podmínkách plyne, že přes červí díru bude možné uniknout do budoucnosti, kde se Velké roztržení změní na zrcadlový proces – smršťování. Tedy pomocí červí díry se bude možné vyhnout extrémnímu konci.



Obr. 247: Schematické zobrazení úniku konci světa přes červí díru do budoucího již smršťujícího se vesmíru.

15.3.7. Cytoprostorové restrikce OTR

V tomto odstavci si ukážeme, že spodní limit pro hmotnost černé díry činí $M = 10^{13}$ kg. Pro její gravitační poloměr pak platí

$$r_g = \frac{G \cdot 2 \cdot 10^{13}}{c^2} \approx 1,5 \cdot 10^{-14} [m] \cong 2 \cdot 10^{63} [\text{kvantionu}], \quad (15.3.32)$$

$$n = \frac{10^{13}}{m_h} = 2 \cdot 10^{63} [\text{kvantionu}].$$

Je-li kvantionů méně, vyplňují již větší prostor, než je jejich gravitační objem. Dosáhne-li tedy hmotnost kolapsaru cca. 10^{13} kg, dojde k mohutné explozi, při níž se uvolní energie

$$E = 10^{13} c^2 \approx 9 \cdot 10^{29} [J], \quad (15.3.33)$$

čemuž odpovídá plošná zářivá energie

$$W = \frac{E}{4\pi r_g^2} \approx 3 \cdot 10^{56} [J \cdot m^{-2}]. \quad (15.3.34)$$

Černá díra by v takovém případě neskončila pozvolným vypařením, ale jako velmi exotická hvězda. Původní hvězda při svém hroucení pod horizont nekončí jako fyzikální singularita, ale zkolabuje do sféry o mezní hustotě. Když se ČD vypařuje, její hmotnost klesá a s ní i poloměr sféry o mezní hustotě. Při poklesu hmotnosti ČD na cca. 10^{13} kg, se poloměr sféry přesně vyrovná jejímu gravitačnímu poloměru (cca. 10^{-14} m). Do té doby byl gravitační poloměr vždy větší, takže celá sféra byla zakryta horizontem. Nyní se však sféra obnaží a exploduje (asi jako neutronová hvězda, pokud bychom náhle vypnuli gravitaci). Energie této exploze bude přibližně 10^{30} J.

Carlo Rovelli z Univerzity Aix-Marseille a Univerzity v Toulonu společně s Francescou Vidotto z Radboudovy univerzity v Nijmegenu v roce 2014 nazvali takovýto objekt, předpovězený o 20 let dříve teorií cytoprostoru, **Planckovou hvězdou**. Rovelli s Vidottovou však na základě LQG předpovídají, že by Planckovy hvězdy měly zářit na vlnové délce 10 až 14 cm, což je v rozporu s předpovědí teorie cytoprostoru, podle níž by měly být exploze Planckových hvězd jedněmi z nejenergetičtějších dějů ve vesmíru. Po vymizení horizontu totiž již není k dispozici dostatek gravitační síly, která by Planckovu hvězdu držela pohromadě a tato by se měla ve velmi krátkém okamžiku zcela přeměnit na záření.

Pozoruhodné je, že energie uvolněná při explozi je nezávislá na tom, jakých rozměrů kdysi dorostla původní černá díra. Exploze Planckových hvězd by proto měly být ve vesmíru jasně identifikovatelné, i když jsou v porovnání s běžně pozorovanými gama záblesky velice slabé.



Francesca Vidotto (1982)

V reálném prostoročase se tak ve skutečnosti nemohou vyskytovat fyzikální singularity. V moderní fyzice je proto potřeba singularity prostoročasu, stejně jako bodové částice a jiná patologická monstra předpovídaná OTR a KTP, nahradit planckovskými objekty, jako jsou Planckovy hvězdy či preony. Tedy objekty konečných rozměrů a konečné hustoty.

V minulých kapitolách jsme si mohli povšimnout poněkud virtuální povahy singularit dokonce i v klasické či poloklasické (doplněné o Hawkingovu radiaci) OTR. Pro vzdáleného pozorovatele (tj. ve Schwarzschildových souřadnicích) se objekt padající do ČD zcela zastaví již na horizontu ČD v důsledku nekonečného zpomalení jeho času. Za dobu trvání vesmíru tak nemá žádná hmota šanci dosáhnout středu ČD a vytvořit zde singularitu. Hmota, volně padající do ČD (Kruskalovy – Szekeresovi souřadnice), pro změnu zažije během svého průchodu horizontem veškerou budoucí historii vesmíru, tedy i okamžik, kdy se ČD zcela vypaří v důsledku Hawkingovy radiace. Ani tato hmota tak nemá šanci se přiblížit středu ČD, snad vyjma okamžiku, kdy ČD vyzáří ten úplně poslední foton, jenž z ní vynese poslední kvantum o velikosti Planckovy energie. Ani to však ještě zdaleka nepředstavuje fyzikální singularitu.

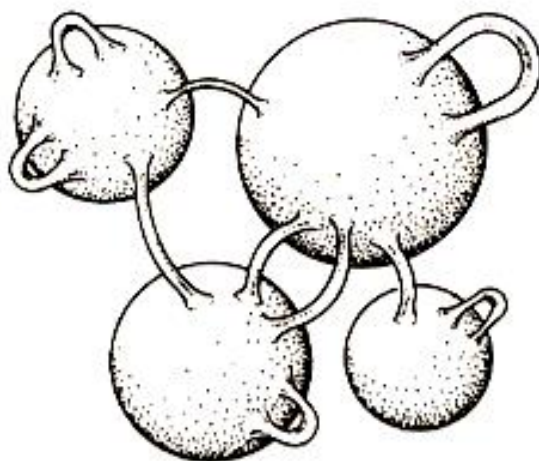
Vidíme tak, že předpověď fyzikálních singularit byla již od počátku důsledkem pouhého přílišného zjednodušení matematických modelů naší fyzikální reality.

15.3.8. Kosmologické důsledky

15.3.8.1. Kosmologický přírodní výběr

Ashtekarův bývalý doktorand Martin Bojowald (viz kap. 13), který dnes působí v Ústavu Maxe Plancka pro gravitační fyziku v Postupimi, ukázal, jak spinová síť mohla zažehnout velký třesk. Martin Bojowald se zabývá aplikacemi Ashtekarova formalismu na kvantovou kosmologii a na singularity v časoprostoru. Spojení mezi velkým třeskem a vnitřkem černé díry však existuje celá řada. Lee Smolin vyslovil hypotézu, že singularita v černé díře je „velký třesk“, z něhož se narodí nový vesmír, potomek toho původního, a díky předpokládané „mutaci“ lze pak aplikovat zákony evoluční teorie.

Když se nám podaří zkoncentrovat hmotu zcela určitým způsobem, může vzniknout kolapsar jehož prostoročasová geometrie odpovídá např. Reissnerovu – Nordströmovu, či Kerrovu řešení, nebo jejich vzájemné kombinaci (Kerrova – Newmanova geometrie). Všechna tato řešení Einsteinových rovnic gravitačního pole obsahují červí díry, jakožto tunely spojující jednak různé oblasti našeho vesmíru (tzv. vícenásobná souvislost prostoročasu) a jednak ústící i do vesmírů jiných.



Obr. 248: Červí díry vážící různé vesmíry samy se sebou tzv. uchy a k jiným vesmírům tzv. hrdly.

Celková energie jakéhokoliv vesmíru (i toho našeho) je nulová, takže i kvantová červí díra může na druhém konci expandovat do obřího vesmíru, jako je ten náš, aniž by byl při tom porušen nějaký

zákon zachování. To, co se z oné červí díry primárně „vyfoukne“ je de facto pouze samotný prostoročas. Hmota se v něm objeví až coby důsledek zákonů zachování celkové energie (tj. klidové a vazebné) v kvantových polích.

Právě možnost „vyfouknutí“ nového vesmíru skrze uměle nebo přirozeně vytvořenou červí díru vede k velmi lákavé myšlence, že dceřiné vesmíry mohou po vesmírech mateřských zdědit jejich fyziku. To vedlo v minulosti k formulaci velice zajímavé hypotézy s názvem **kosmologický přírodní výběr**, vyslovené v 80. letech minulého stol. např. Lee Smolinem, ale i dalšími autory, nezávisle na sobě.

Tato hypotéza v podstatě říká, že vesmíry, jejichž fyzika dovoluje vznik velkého množství černých a potažmo i červích děr, jsou zároveň mimořádně příznivé pro vznik života. Mají dostatečnou hustou hmotu, ale ne zas příliš vysokou, neboť by pak měly příliš malou životnost, a tedy nedostatek času pro tvorbu velkého množství červích děr. Musejí mít také přesně 3 velké prostorové dimenze a jednu časovou atd.



Charles Robert Darwin (1809 – 1882)

Pouze vesmír, který má nejvyšší „fitness“ v darwinovském smyslu tohoto slova, tj. nejvyšší schopnost plodit potomky a předávat svoje „geny“ – svoji fyziku – dceřiným vesmírům, má shodou okolností zároveň velké předpoklady stvořit inteligentní život. To vede k domněnce, že ač je fyzika právě našeho vesmíru (v té změti nepřeberných možností, které si vesmír při svém zrodu mohl zvolit) velice málo pravděpodobná, může být tento model přesto v multiverzu dominantním, neboť vede k nejvyššímu počtu identických, nebo velmi podobných kopií. A právě jen tento model (či ještě několik málo jeho subspécií) je zároveň jediný slučitelný se vznikem biologického života (srov. antropický princip).

Výzkumy z poslední doby ukázaly, že supermasivní černé díry v jádru galaxií jsou dokonce pro vznik života esenciální. Jejich výtrysky (jety) rozfukují metalické prvky, jež zbydou po výbuchích blízkých supernov, po celé galaxii. Tím se tyto prvky dostávají ze supernov v blízkosti galaktických jader až na periferii galaxií, a tedy i do galaktických obyvatelných zón, kde z nich poté mohou vznikat planetární systémy.

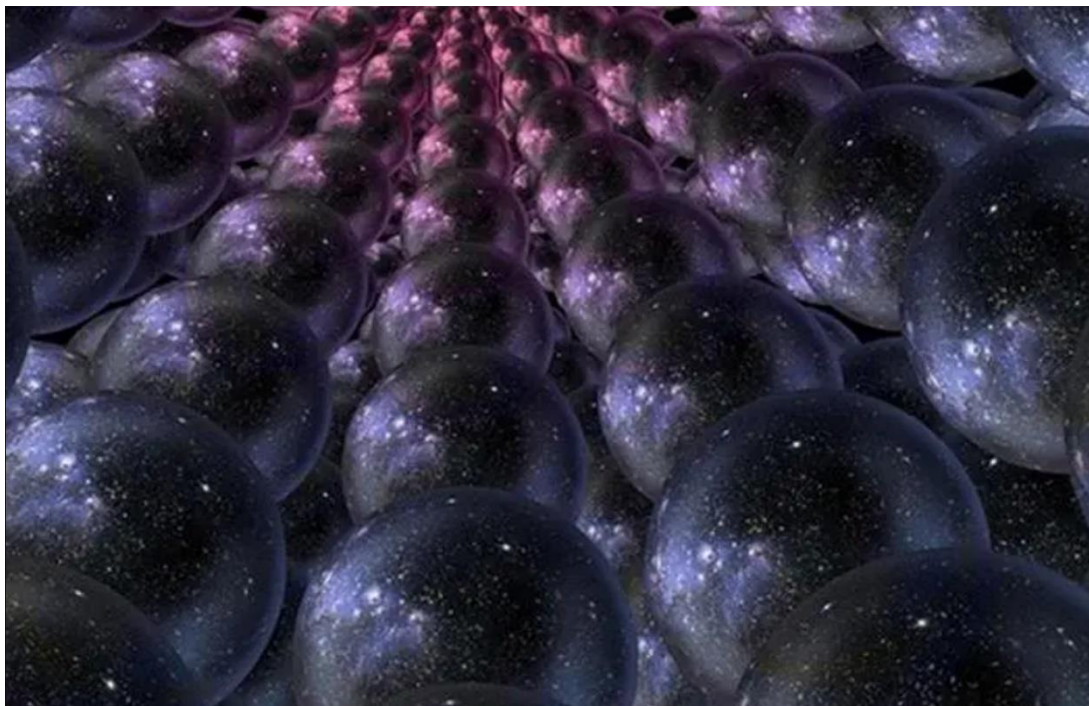
Galaktický vítr vyvolaný těmito jety současně brání příliš vysoké produkci hvězd v galaxiích, čímž přímo umožňuje vznik galaktických obyvatelných zón, coby oblastí s velmi nízkými koncentracemi supernov, jež by svým zářením sežehly veškerý biologický život.

15.3.8.2. Konformní cyklická kosmologie

Když v roce 2004 astronomové zkoumali mapu reliktního mikrovlnného pozadí vesmíru (CMB), objevili v ní neobvykle velkou oblast, která byla chladnější než okolí. Tak se věda seznámila se slavnou **Chladnou skvrnou** (Cold Spot), která si získala pověst tajuplného jevu, vzpírajícího se dosavadním vysvětlením a předpokladům. Standardní inlační teorie sice předpovídá, že v mladém vesmíru vzniknou horké a chladné skvrny různých velikostí, Chladná skvrna je však nápadně větší a chladnější, než by měla být.

Cold Spot je nejen chladnější, než jeho okolí ale zdá se, že je v něm téměř prázdný prostor o průměru zhruba 10 000 galaxií. Toto chladné místo je největší dosud známou strukturou a obsahuje asi o 20 % méně hmoty, než by podle všech předpokladů mělo.

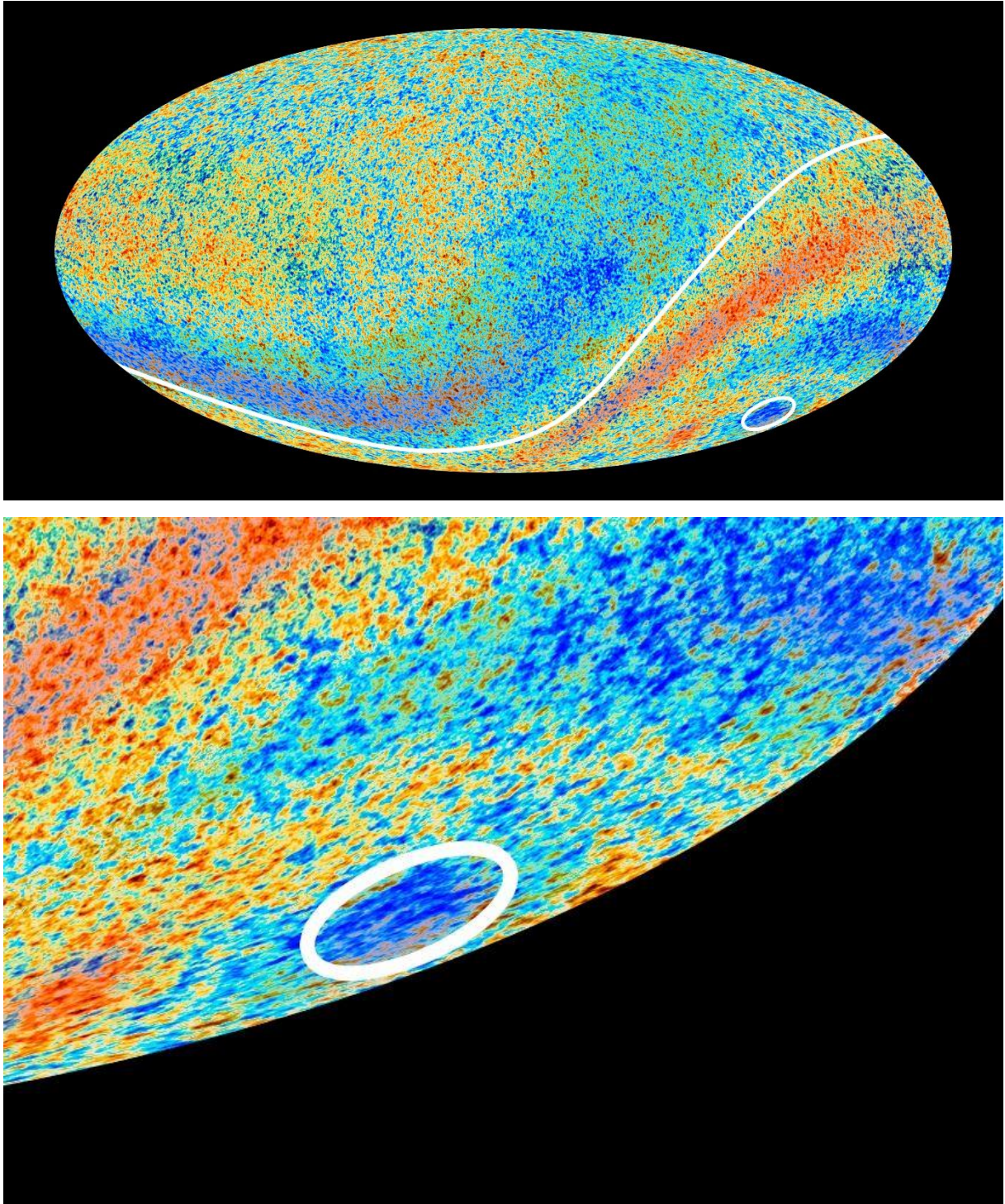
Ruari Mackenzie a Tom Shanks z Centra mimogalaktické astronomie na Durhamské univerzitě ve Velké Británii vyslovili hypotézu, že možným vysvětlením vzniku chladného místa by mohla být kolize mezi naším vesmírem a jedním z miliard dalších, která ovlivnila rozmístění galaxií v místě srážky.



Obr. 249: Umělcova představa multivesmíru

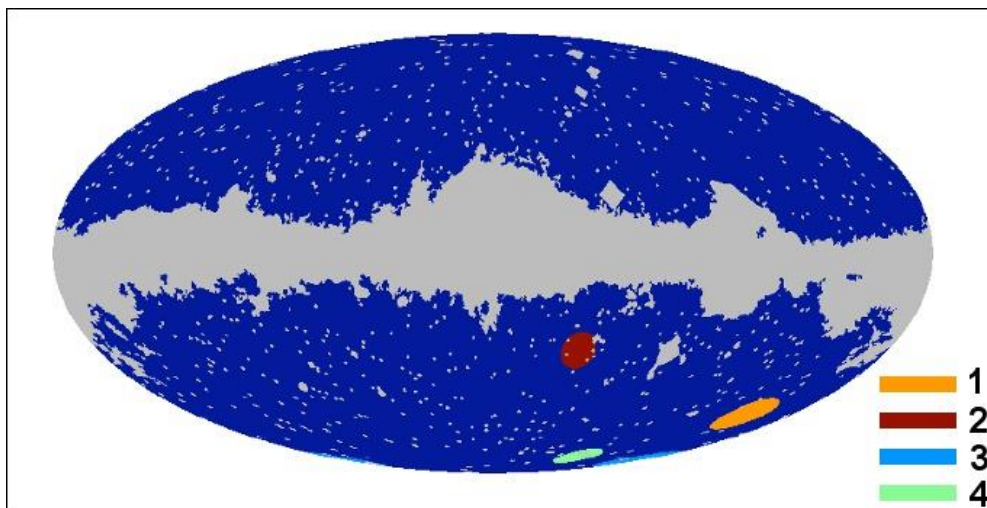
Chladné místo se nachází zhruba tři miliardy světelných let od Země, což v kosmickém měřítku není nijak zvlášť daleko. Zatímco průměrná teplota mikrovlnného pozadí je 2,73 K, tedy -270,43 °C, chladné místo je asi o 0,00015 stupně studenější.

Ve vědeckém světě tehdy vzbudila tato studie, jejíž výsledky publikoval časopis Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, značnou pozornost. Do roku 2008 však byly objeveny další 3 podezřelé kruhové stopy, přičemž teplota jedné z nich byla naopak nadprůměrná. Více informací se lze dozvědět např. v bulletinu [Miroslav Havránek: Žijeme ve vesmírné bublině? \(aldebaran.cz\)](http://aldebaran.cz).

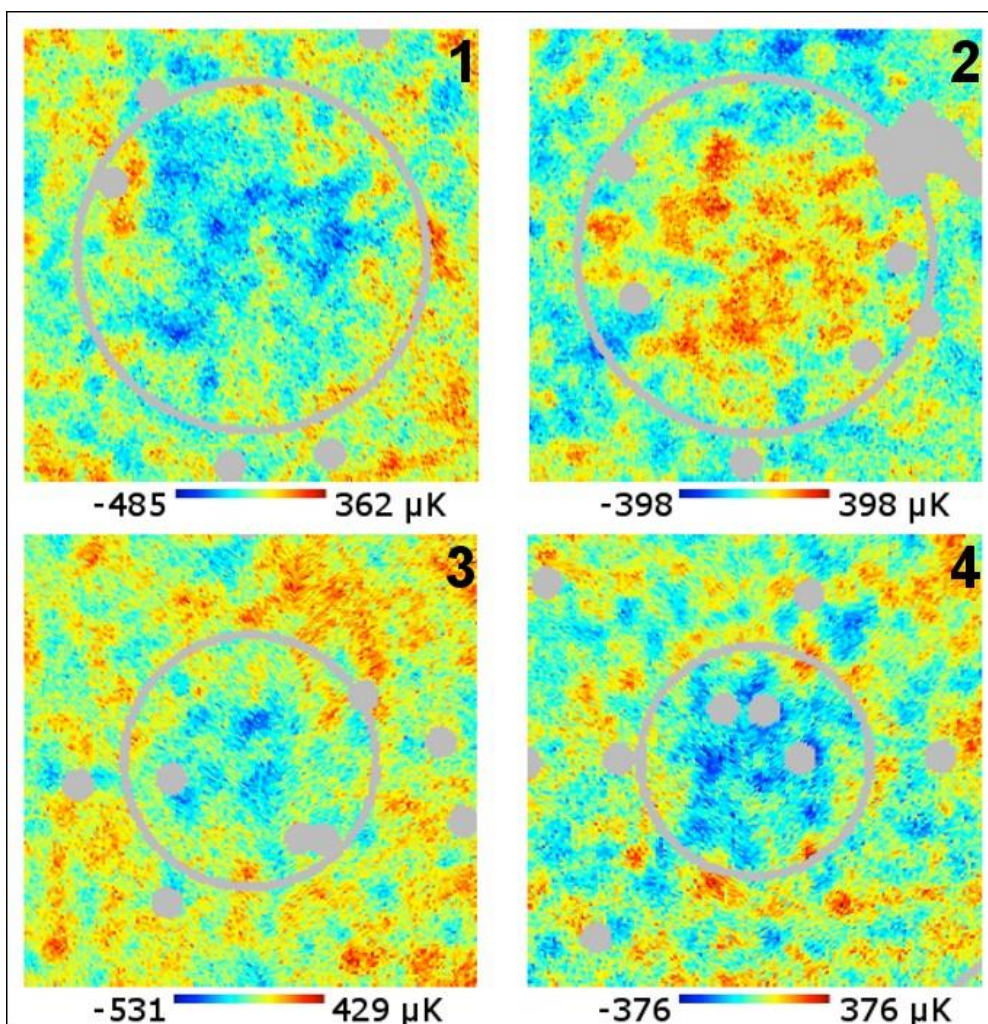


Obr. 250: Poloha Chladné skvrny na mapě reliktního vesmírného pozadí pořízené sondou Planck explorer roku 2013.

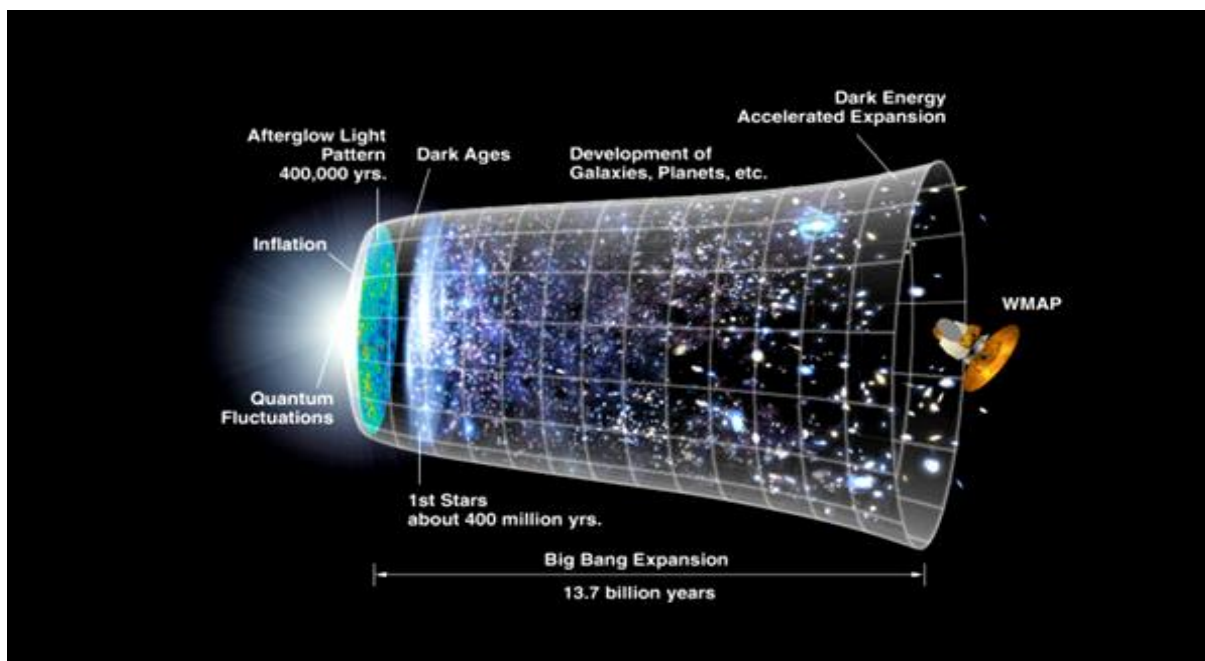
Do roku 2008 však byly objeveny další 3 podezřelé kruhové stopy – viz obr. 251 – přičemž teplota jedné z nich byla naopak nadprůměrná – obr. 252.



Obr. 251: Mapa výskytu čtyř oblastí, které jsou považovány za nejnadějnější kandidáty na pozůstatky předešlého éonu. Data pocházejí ze sondy WMAP.



Obr. 252: Detailní pohled na struktury v reliktním záření, které mohou být „otiskem“ předešlého éonu. Poloha těchto oblastí na obloze je znázorněna na obrázku 251.



Obr. 253: Sonda WMAP proměřuje reliktní vesmírné pozadí

V roce 2010 představil známý Britský matematik Roger Penrose koncept, podle něhož prodělá vesmír v budoucnu exponenciálně se zrychlující expanzi na způsob **big ripu**, na jejímž konci zbudou ve vesmíru pouze nehmotné částice – tzn. částice, pro které není definován čas (vzpomeňme si, že podle STR je foton ve své soustavě na všech místech své dráhy současně). V okamžiku, kdy vesmír ztratí možnost měřit svůj vlastní čas (jeho entropie dosáhne absolutního maxima a dál nebude moci růst, neboť již nebude definována šipka času) a samozřejmě také vzdálenosti, přechází spojitě (tzv. **konformní transformací**) do tzv. **nového eónu**. Tento přechod se efektivně jeví jako nový velký třesk, s tím rozdílem, že při něm vesmír neprochází žádnou fyzikální singularitou, takže je přes něj principiálně možno dohlédnout až do předchozího eónu. Pozorování v reliktním záření, která nyní připisujeme projevům inflace, již vesmír prodělal v prvních zlomcích sekundy po velkém třesku, tak ve skutečnosti mohou pocházet nikoliv z našeho eónu, ale ze závěrečného rozervání na samém konci eónu předchozího, tzn. z období **před velkým třeskem**. Zejména pozorované nehomogenity v teplotě reliktního záření, které podle inflační teorie představují prvotní zárodky budoucích galaxií a galaktických kup, mohou být podle Penrose pozůstatky po závěrečných explozích a odpaření černých děr na samém konci předchozího eónu.

Pokud je tato hypotéza správná, měla by podrobná statistická analýza měření ze sondy Planck prokázat v reliktním záření nesourodou změň kruhových stop, šířících se od míst závěrečných explozí superobřích černých děr na konci předchozího eónu, zhruba na způsob rozvlnění vodní hladiny několik okamžiků poté, co jsme do vody vhodili hrst písku.

Do reliktního pozadí by se měly vtisknout nehomogenity v rozložení hmoty v mateřském vesmíru, v podobě charakteristických nepravidlostí. To, co dnes považujeme za důsledek inflace, by tak mohlo být ve skutečnosti projevem závěrečné exponenciální expanze a sám velký třesk poté projevem závěrečného big ripu mateřského vesmíru.

Entitami, které v průběhu exponenciální expanze přežijí nejdéle a zaniknou v podstatě až v okamžiku big ripu, budou superobří černé díry. Celá jejich energie pak v okamžiku závěrečného vypaření projde skrz přechodovou plochu mezi eóny a zanechá svůj otisk v reliktním záření našeho vesmíru. Dalším testovatelným zářením mohou být mohutné gravitační vlny, které vznikaly v mateřském vesmíru např. při srážkách obřích černých děr. I ony by totiž měly projít bariérou mezi eóny a zanechat měřitelné stopy na našem reliktním pozadí, v podobě kruhových, či eliptických stop, které budou mít teplotu buď o něco vyšší, nebo naopak nižší, než je průměr.

Po dlouhém čase může řada z těchto kruhových vln interferovat se svými sousedy a vznikne poměrně nepřehledný interferenční obrazec, který by však přesto mělo být možno analyzovat a zpětně zrekonstruovat metodami Fourierovské analýzy. Bylo spočteno, že teplotní korelace, které tyto efekty vyvolají, by neměly na nebeské sféře zaujímat úhly nad 60° ($2/3$ výšky v konformním diagramu). Reálně pozorované korelace v reliktním pozadí skutečně mizí na úhlové škále 60° , což standardní inflační model dosud nedokázal vysvětlit.

15.3.8.3. Grupová teorie pole



Steffen Gielen (1982)

V roce 2013 Steffen Gielen z kanadského Hraničního institutu teoretické fyziky ve Waterloo v Ontariu, spolu se svými kolegy, využil kvantování prostoru v nestacionární teorii cytoprostoru k novému matematickému přístupu ke kvantové gravitaci, nazvaném **grupová teorie pole** (Group field theory), což je forma kvantové teorie pole na Lieově grupě. Po vzoru nestacionární teorie cytoprostoru vzniká v grupové teorii pole prostor slučováním základních kvant prostoru a pak se vyvíjí do současné podoby.

Gielen a spol. uskutečnili významný průlom při snaze popsat, jak se prostor vesmíru odvíjí od základních kvant prostoru – podařilo se jim odvodit Friedmanovy rovnice přímo v rámci kvantového konceptu prostoročasu.

Další úsilí se nyní zaměřuje na přesný popis prostoru při samotném Velkém třesku, kosmologickou inflaci a temnou energii.

15.3.9. Bránová kosmologie

15.3.9.1. Pětirozměrné unitární teorie



Theodor Franz Eduard Kaluza (1885 – 1954)



Oscar Benjamin Klein (1894 – 1977)

V letech 1921 – 1925 představili T. Kaluza a O. Klein zcela nový přístup k problému sjednocení gravitačního a elektromagnetického pole. Pro obecný popis fyzikální reality navrhli používat **5-rozměrnou varietu** (v níž prostoročas OTR je určitým 4-rozměrným podprostorem) v naději, že pátý rozměr by mohl vyjadřovat elektromagnetické pole. Kaluza a Klein se zřejmě inspirovali způsobem,

jakým Minkowski sjednotil v trojrozměrnou oddělené elektrické a magnetické pole přechodem ke čtyřrozměrnému prostoročasu.

Fyzikální prostoročas pozorujeme jako čtyřrozměrný, takže „přebytečného“ pátého rozměru (který nemá přímý geometrický význam) je třeba se zbavit položením vhodné podmínky na pětirozměrnou geometrii. Kaluza původně zavedl poměrně umělý požadavek „cylindricnosti“, podle něhož v pětirozměrné varietě měla existovat jednorozměrná grupa izometrických transformací; vzniká tak **Killingovo vektorové pole** což vede k tomu, že 5-rozměrná geometrická struktura může být plně popsána geometrií čtyřrozměrné hyperplochy. Později Einstein, Bergmann a Bargmann navrhli jinou geometrickou podmínku: uzavřenost (kompaktnost) pětirozměrné variety v pátém rozměru. Pětirozměrná varieta by pak měla topologickou strukturu $M^4 \times S^1$, kde M^4 je Minkowského prostoročas a S^1 je kružnice, tj. varieta by měla tvar tenké trubice. Pokud je poloměr této trubice (poloměr kompaktifikace) dostatečně malý (subatomárních rozměrů), nemůže se žádný makroskopický objekt v pátém rozměru pohybovat a prostoročas se efektivně jeví jako čtyřrozměrný.



Peter Gabriel Bergmann (1915 – 2002)



Valentine Bargmann (1908 – 1989)

V teorii je bez újmy na obecnosti zvolena taková parametrizace metriky a označení veličin, aby se získaly Einsteinovy a Maxwellovy rovnice v obvyklém tvaru. Pátá proměnná pole – skalární veličina φ – je v Kaluzově-Kleinově teorii přebytečná a Kaluza ji vyloučil tím, že ji prostě položil rovnou jedné. Později byly činěny pokusy pochopit význam tohoto skalárního pole a dát mu kosmologický význam; Brans a Dicke dali toto pole do souvislosti se skalárním polem dalekého dosahu ve své tzv. skalárně-tenzorové teorii gravitace.



Carl Henry Brans (1935)



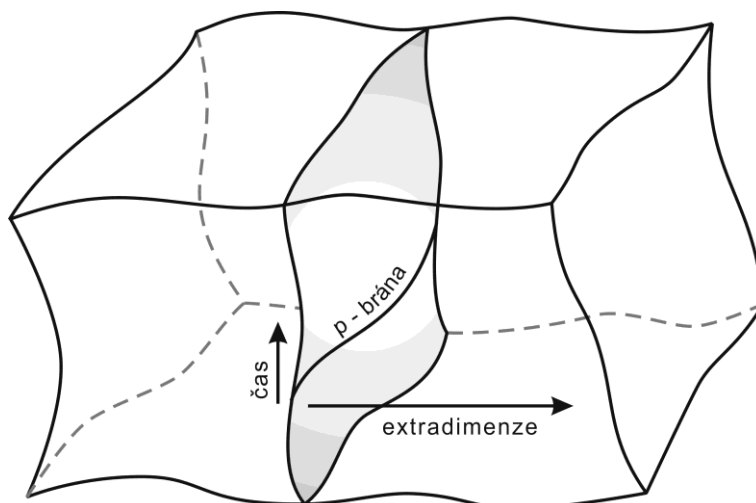
Robert Henry Dicke (1916 – 1997)

Einstein a Bergman chovali určitou dobu naději, že periodičnost polí vzhledem k páté zkompaktifikované souřadnici (podél níž by se pole mohla měnit s periodou rovnou délce kružnice kompaktifikace) by mohla vysvětlit kvantové jevy a umožnila vytvořit klasické modely elementárních částic. Tato podobnost s Bohrovým-Broglieovým kvantováním se však ukázala jen jako povrchní a příslušné naděje se neuskutečnily.

Kaluza-Kleinova teorie nevedla ke kýženým výsledkům a na dlouhou dobu upadla prakticky v zapomnění. V posledních desetiletích však neočekávaně zažíváme „renesanci“ Kaluzovy-Kleinovy koncepce v souvislosti se snahami o geometrickou formulaci kvantové gravitace. Jedná se o **zobecněné Kaluzovy-Kleinovy teorie**, které poskytují zajímavé možnosti modelů vesmíru o vyšším počtu rozměrů.

15.3.9.2. Bránová kosmologie

V této kapitole budeme hovořit o bránových světech. Ve své nejjednodušší verzi tento termín v souvislosti s relativistickou kosmologií poukazuje na fyzikální obraz prostoročasu, v němž je náš čtyřrozměrný prostoročas časupodobnou nadplochou v pětirozměrném prostoročase M_5 . Fyzikální hmota je omezená na náš vesmír M_4 . Situaci znázorňuje obr. 254.

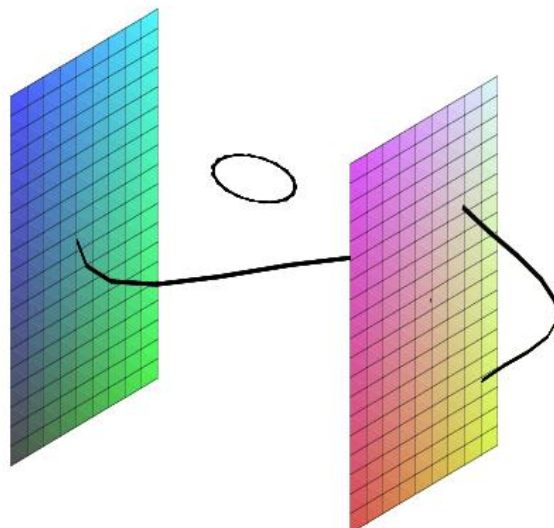


Obr. 254: Schematické znázornění 3-brány v pětidimenzionálním prostoročasu. S vývojem 3-brány v čase vzniká čtyřrozměrná nadplocha, na obrázku znázorněná šedou barvou.

Obecněji p -bránou nazýváme p -dimenzionální prostorupodobnou podvarietu nějakého D -dimenzionálního ($D > p + 1$) prostoročasu M_D , který se nazývá **prostor světů**, či v angličtině krátce **bulk**. Toto je dosti obecná definice; dále se omezíme na fyzikálně opodstatněný případ, kdy dimenze prostoru světů je rovna $D = p + 2$. Souřadnice x^a ($a = 1, \dots, p + 2$) na prostoru světů sestávají z časové souřadnice t , prostorových souřadnic x^μ ($\mu = 1, \dots, p$) na p -bráně a z jedné transverzální (tzv. extra) souřadnice Z .

Podle teorie strun jsou konce otevřených strun fixovány na časupodobné p -dimenzionální plochy. Matematická formulace spočívá v položení Dirichletových hraničních podmínek na příslušné souřadnice konců otevřené struny. Odtud též pochází název D -brány, kde D poukazuje na povahu těchto brán, tj. na souvislost s Dirichletovými podmínkami. Protože v dalším výkladu budeme uvažovat pouze D -brány, bude písmeno D vynecháno a symbol p -brána znamená p -dimenzionální D -bránu.

Náš 4-rozměrný prostoročas je vložen jako časupodobná nadplocha do 5-rozměrného prostoročasu. Samotný 3-rozměrný prostor je pak 3-bránou. V obecném D -rozměrném prostoročase může být obecně libovolný počet p -brán, z nichž alespoň jedna – náš vesmír – zahrnuje standardní model částicové fyziky (jako dobře ověřenou teorii elementárních částic). Sektor otevřených strun generuje fyzikální pole vázaná na p -bránu, neboť struny jsou přiloženy svými konci na světovou plochu brány. Uzavřené struny se mohou šířit v prostoru světů. Protože se ve spektrech uzavřených strun nachází graviton, není gravitace omezena na p -bránu, nýbrž naopak zprostředkovává interakce mezi nimi, viz obr. 255.

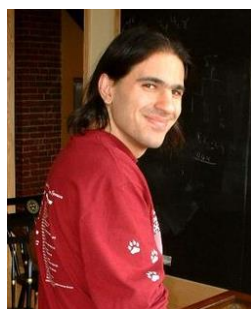


Obr. 255: Otevřené struny musí být vždy oběma koci ukotveny na D-bránách, v hyperprostoru (prostoru světů) se mohou volně pohybovat pouze uzavřené struny, jako jsou např. gravitony.

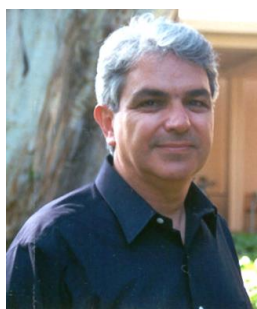
Konce každé otevřené struny musí vždy ležet kdesi na bráně, po jejímž povrchu se struna může pohybovat. Každá otevřená struna začíná a končí buď na téže bráně, nebo je napjatá mezi dvěma různými bránami. Ukazuje se, že jsou-li dvě brány v prostoru oddělené, budou struny natažené mezi nimi odpovídat hmotným částicím. Jakmile spolu ale brány těsně splývají, stanou se tyto kalibrační bosony nehmotnými.

Na rozdíl od ostatních sil není gravitace nikdy upoutána na bránu, neboť gravitony jsou v teorii strun reprezentovány vibračními módy uzavřených strun. Bez volných konců, které by je poutaly k bránám, mohou tyto struny nerušeně cestovat mezi jednotlivými bránami uvnitř vícerozměrného bulku.

Historicky prvním modelem bránového světa byl model Petra Hořavy a Edwarda Wittena, následovaný záhy modelem Arkani-Hamed, Dimopoulos a Dvaliho, kteří studovali $(4 + d)$ -dimenzionální plochý prostor světů, v němž d dimenzí má toroidální geometrii. Pozoruhodný pokrok poté přinesly práce Randallové a Sundruma. V nich byl nalezen zakřivený prostor světů tvořený řezem anti-de Sitterova (AdS) prostoročasu.



Nima Arkani-Hamed (1972)



Savas Dimopoulos (1952)



Georgi (Gia) Dvali (1964)

15.3.9.3. Hořavova – Wittenova teorie – sekvestrované brány

V modelu Petra Hořavy a Eda Wittena, prezentovaném roku 1996, obsahuje každá z brán různou sadu částic a sil. Sil a částic je na každé bráně dost na to, aby obsáhly celý standardní model, dokonce i jeho rozšířenou verzi v podobě grandunifikační teorie (GUT) a ještě něco navíc. Hořava a Witten předpokládali, že částice a síly standardního modelu „žijí“ na jedné bráně, zatímco další, dosud

nepozorované částice předpovídané jejich teorií, „žijí“ na jiných bránách. Gravitace se pak pohybuje mezi bránami vícerozměrným bulkem. Jediný způsob, jak spolu mohou částice upoutané na různé brány komunikovat, je skrze částici, jež se může volně šířit bulkem. Tomuto jevu říkáme **sekvestrace**. Myšlenka sekvestrace spočívá v oddělení částic zodpovědných za narušení symetrie od částic standardního modelu (či jeho rozšířené verze GUT). Částice sekvestrované na různých bránách spolu mohou interagovat jen velmi slabě prostřednictvím částic, jež se mohou šířit bulkem mezi jednotlivými bránami.



Petr Hořava (1964)

Stojí za povšimnutí, že stejný jev sekvestrace předpovídá rovněž teorie cytoprostoru, kde ovšem nehovoříme o oddělených bránách, ale o oddělených hypergrupách. Svým fyzikálním obsahem jsou však oba dva termíny víceméně ekvivalentní.

15.3.9.4. Arkani-Hamedova – Dimopoulosova osvětlená sekvestrace

Dlouhou dobu (od formulace standardního modelu na počátku 70. let minulého století) zůstávaly záhadou rozdílné hmotnosti různých vůní kvarků a leptonů. Standardní model předpokládá, že by hmotnosti těchto částic měly být určeny převážně hmotností virtuálních oblaků vektorových bosonů, jež je obklopují. Jak víme, hmotnost vektorovým bosonům uděluje Higgsov mechanismus. To však znamená, že síla interakce s Higgsovým bosonem musí být vůni od vůně velmi rozdílná, což představovalo velikou záhadu, neboť kalibrační interakce všech tří vůní částice jednoho typu (např. kvarků u , c , t) jsou velmi podobné.

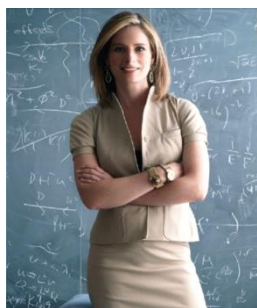
Nima Arkani-Hamed a Savas Dimopoulos se pokusili tento problém vyřešit předpokladem, že každá vůně interaguje s bulkovou částicí vycházející z jiné brány – brány, ležící v jiné vzdálenosti. Narušení symetrie způsobené vzdálenějšími bránami by bylo menší než u brán bližších, podobně, jako klesá hodnota osvětlení se vzdáleností od světelného zdroje. Tato myšlenka proto dostala označení **osvětlená sekvestrace**.

15.3.9.5. Kaluzovy – Kleinovy módy

Kaluzovy – Kleinovy módy (částice) jsou průmětem vícerozměrné částice cestující bulkem, do méněrozměrného prostoru. Pokud si například představíme náš třírozměrný prostor jako plochou bránu (tj. odmyslíme si jednu dimenzi), pak Kaluzova – Kleinova částice tvaru např. duté kuličky, by se při průletu naší bránou jevila jako drobný kroužek, jehož průměr by se nejprve zvětšoval a poté opět zmenšoval, jak by částice bránu opouštěla. Kaluzovy – Kleinovy (K-K) módy jsou tedy průmětem vícerozměrných částic do našeho čtyřrozměrného (3 prostorové rozměry a jeden časový) světa. Každá bulková částice, nesoucí vícerozměrnou hybnost, je v našem efektivním čtyřrozměrném světě nahrazena K-K módem, který však neobsahuje informaci o složkách hybnosti ve směru extradimenzí. Extradimenzionální hybnost K-K částic se nám proto musí prozrazovat jinak než běžná čtyřrozměrná hybnost. Podle vztahu mezi hmotností a hybností plynoucího z STR se nám bude extradimenzionální hybnost jevit jako klidová hmotnost.

K-K módy natažené mezi různými bránami mohou nabývat pouze diskretních hodnot své energie ze stejných důvodů, které jsme si vysvětlili v kapitole 3. Jejich čtyřrozměrné obrazy by na naší bráně nabývaly posloupnosti různých hmotností. Čím vzdálenější brány spolu interagují, tím menší hmotnost K-K módů bychom měli naměřit.

15.3.9.6. Randallové – Sundrumovy (RS) modely



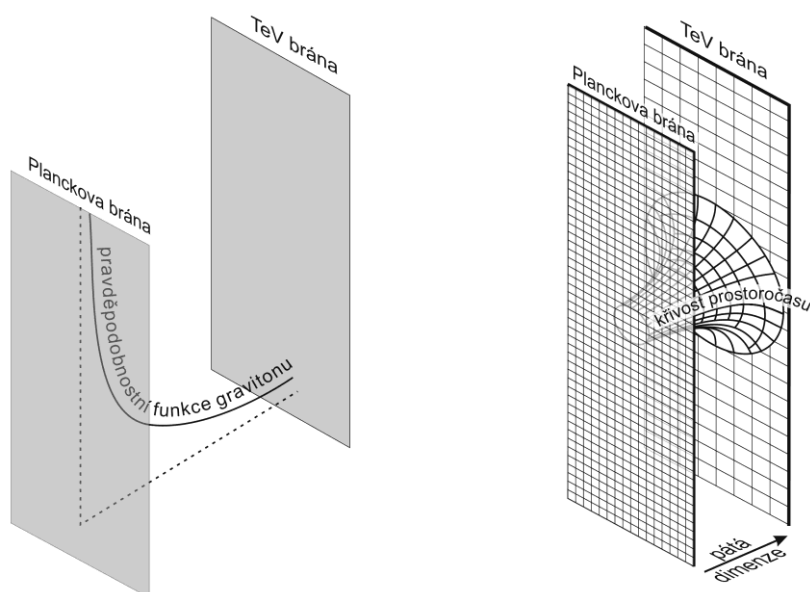
Lisa Randall (1962)



Raman Sundrum (1963)

15.3.9.6.1. RS1 model

OTR předpovídá, že energie a hybnost částic uvězněných na bránách zakřivuje prostoročas v pětirozměrném bulku a na gravitony v bulku to má zásadní dopad. Podrobný výpočet, který provedli Lisa Randall a Raman Sundrum v roce 1998 ukázal, že řešením Einsteinových rovnic pro uvažovaný případ je nám již dobře známý AdS prostor. Ten má tu vlastnost, že libovolný řez, vedený v pětirozměrném bulku rovnoběžně s bránami, představuje opět zcela plochý prostor. Křivost se mění pouze ve směru kolmém na brány. Takový prostor označujeme výrazem **pokřivený**, na rozdíl od prostoru **zakřiveného**, v němž se geometrie mění ve všech prostorových směrech. Pokřivení prostoročasu mění celkovou škálu pro souřadnice místa, času, hmotnosti a energie v libovolném bodě pouze podél páté dimenze. Odráží se však rovněž v pravděpodobnostní funkci gravitonu podél páté dimenze.



Obr. 256: Uvnitř bulku se amplituda pravděpodobnosti gravitonu, stejně jako rozměry, hmotnosti a energie, exponenciálně mění podél 5. dimenze.

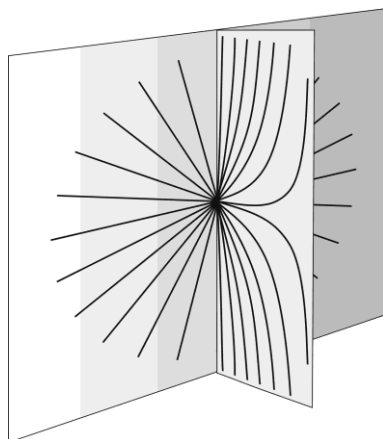
Výsledkem je celkové přeškálování délek a času ve směru páté dimenze. Pravděpodobnostní funkce gravitonu udává, jak velká je pravděpodobnost nalezení gravitonu v daném místě prostoru, a tím i gravitační síla. Jelikož je v AdS prostoročasu každý řez plochý, pravděpodobnostní funkce gravitonu je ve 4 prostoročasných dimenzích všude konstantní, a mění se pouze v páté dimenzi. Jakmile opustíme bránu s velkou kladnou energií, amplituda pravděpodobnosti gravitonu klesá exponenciálně směrem k sousední bráně, nesoucí nižší energii. V blízkosti druhé brány je tak gravitační interakce velmi slabá. Tato brána odpovídá naší hypergrupě, na níž „bydlí“ standardní model.

15.3.9.6.2. Řešení problému kalibrační hierarchie

Položme si otázku, jak může síla gravitace nést informaci o tom, kde se objekt v páté dimenzi nachází. Rozuzlení spočívá ve skutečnosti, že gravitační přitažlivost závisí na hmotnosti a podél páté dimenze se spojitě mění. Jednou z mnoha pozoruhodných vlastností pokriveného AdS prostoročasu je exponenciální pokles energie a hybnosti částic ve směru brány se zápornou energií. V duchu KTP to pak znamená, že vzdálenosti a čas musí naopak v tomto směru expandovat, jak naznačuje obrázek 260. Hmotnost a energie se v každém bodě podél páté dimenze přeškáluje úměrně amplitudě pravděpodobnostní funkce gravitonu. Ve směru páté dimenze tedy hmotnost a energie exponenciálně klesají. Zatímco na jedné bráně sídlí částice zavlečené nepříjemnými vedlejšími efekty KTP, zmíněnými v 11. kapitole, až k Planckovým energiím, na druhé bráně mohou být pouze v řádu teraelektronvoltů, tzn. o 16 řádů menší. V literatuře se proto vžilo spíše označení **Planckova brána** a **TeV brána** – obr. 256. Hmotnost Higgsovy částice tím automaticky přestává býti záhadou – jestliže žijeme na TeV bráně, pak jeho hmotnost v řádu desetin TeV nepřekvapí, ačkoli je o 17 řádů pod úrovní Planckovy hmoty. Je pozoruhodné, že k řešení problému kalibrační hierarchie ve skutečnosti stačí, aby na TeV bráně uvízla pouze Higgsova částice – kalibrační bosony tomuto omezení podléhat nemusí. Higgsovo pole je totiž odpovědné za spontánní narušení symetrie, a to je prapůvodem hmotností kalibračních bosonů a zprostředkovaně též kvarků a leptonů. Hmotnost kalibračních bosonů by byla nulová, pokud by Higgsovo pole kalibrační symetrii nenarušovalo. Energetická škála slabé interakce v řádu teraelektronvoltů bude chráněná, ale při velmi vysokých energiích srovnatelných dejme tomu s GUT, může přesto dojít k dalšímu sjednocení sil.

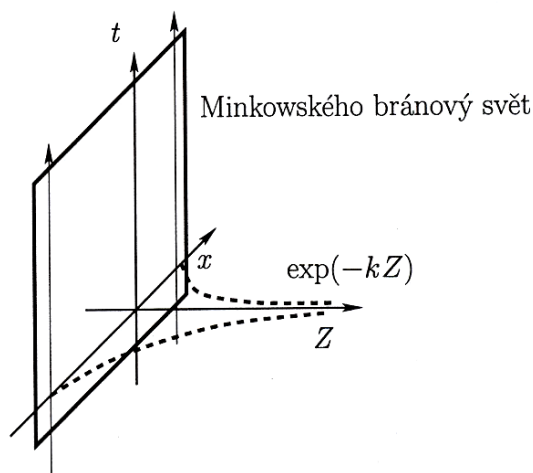
15.3.9.6.3. RS2 model – lokalizovaná gravitace

V roce 1999 si Randallová a Sundrum uvědomili, že prostoročas může být ve směru páté dimenze pokrivený tak, že se gravitace zkoncentruje do blízkosti každé brány a toto soustředění může být tak výrazné, že se energie ostatních brán stane nepodstatnou. Jedná se ve skutečnosti o důsledek faktu, že gravitační pole působí i na samotné gravitony (i samo gravitační pole má hmotnost), který jsme zmínili již dříve. Kolmo ke zdrojové bráně tedy gravitační pole opět exponenciálně slábne, není to ale nikterak podmíněno existencí záporné energie sousední brány. Její celková energie může být klidně nulová, nebo sousední brána dokonce vůbec nemusí existovat.



Obr. 257: V pokriveném prostoru se gravitační siločáry podél brány šíří rovnoměrně všemi směry. Ve směru páté dimenze se však siločáry prudce ohýbají a ve vzdálenosti jedné Planckovy délky od brány již pokračují prakticky rovnoběžně s bránou.

Prostorový přesah gravitačního pole mimo povrch brány směrem do páté dimenze, je v tomto scénáři srovnatelný s rozměrem Planckovy délky. Přesněji řečeno, gravitace sice teoreticky zasahuje do nekonečna, její pokles se vzdáleností od brány je však tak rychlý, že se tato stává prakticky zanedbatelnou již na vzdálenosti jedné Planckovy délky. Bez ohledu na konečnost či nekonečnost páté dimenze, se tato efektivně jeví, jako by měřila napříč pouze jednu Planckovu délku. Pozornému čtenáři v tomto okamžiku opět jistě vytane na mysl zcela analogická předpověď teorie cytoprostoru, kde maximální vzdálenost hypergrup (reprezentovaných v RS modelech bránami) činí právě jednu Planckovu délku.



Obr. 258: Vnoření Minkowského bránového světa do 5-dimenzionálního AdS v Poincarého souřadnicích.

15.3.9.7. Kaluzovi – Kleinovi partneri

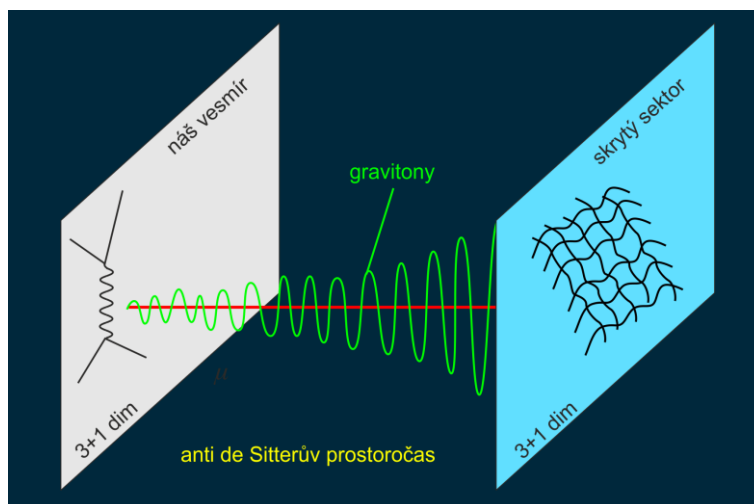
Když Randallová a Sundrum spočítali pravděpodobnostní funkce K-K partnerů gravitonu, zjistili, že tyto částice interagují na bránách přesně v souladu s předpovědí OTR. První K-K částice, na níž narazili, byla částice s nulovou klidovou hmotností (nulovou hybností ve směru páté dimenze) a spinem 2, jejíž pravděpodobnostní funkce je koncentrována na Planckově bráně a směrem od ní exponenciálně klesá. Jak již jistě tušíte, tento nehmotný K-K mód odpovídá čtyřrozměrnému gravitonu, který zprostředkuje newtonovskou gravitaci ve čtyřrozměrném prostoročase.

Další K-K módy se ale výrazně liší – pro každou hodnotu hmotnosti mezi nulou a Planckovou hmotou existuje odpovídající K-K částice o této hmotnosti a pravděpodobnostní funkce každé této částice má výrazné maximum na jiném místě podél páté dimenze. Jak jsme si uvedli v předešlých odstavcích, když cestujeme pryč od Planckovy brány, procházíme postupně místy, s nimiž je spojena exponenciálně klesající energie. Každému bodu ve směru páté dimenze lze přiřadit určitou hmotnost a tato hmotnost je spojena s Planckovou hmotností již zmíněným přeškálováním v tomto bodě. K-K částice, jejíž amplituda pravděpodobnosti má maximum v určitém bodě, nese právě takto přeškálovanou Planckovu hmotnost. Cestujeme-li podél páté dimenze směrem od Planckovy brány, potkáme postupně K-K částice s maximem v oblasti, kde se právě nacházíme, a tyto částice jsou čím dál tím lehčí. Těžké K-K částice jsou vykázány z těch oblastí prostoru, kde je přeškálovaná energie příliš malá, zatímco lehké částice naopak málokdy najdeme tam, kde se vyskytuje velké množství částic o mnohem vyšších energiích.

15.3.9.8. Hmotnosti částic standardního modelu

K-K módy jsou totožné s částicemi standardního modelu, až na to, že jejich hmotnosti odrážejí jejich hybnost v páté dimenzi, která je určena jejich polohou v bulku, jak jsme si uvedli v předešlém odstavci. Pro každou částici standardního modelu by tak mělo existovat mnoho K-K partnerů se stejnými hodnotami nábojů, ale různými hmotnostmi. Každý z těchto partnerů však žije na jiné světloploše ve směru páté dimenze.

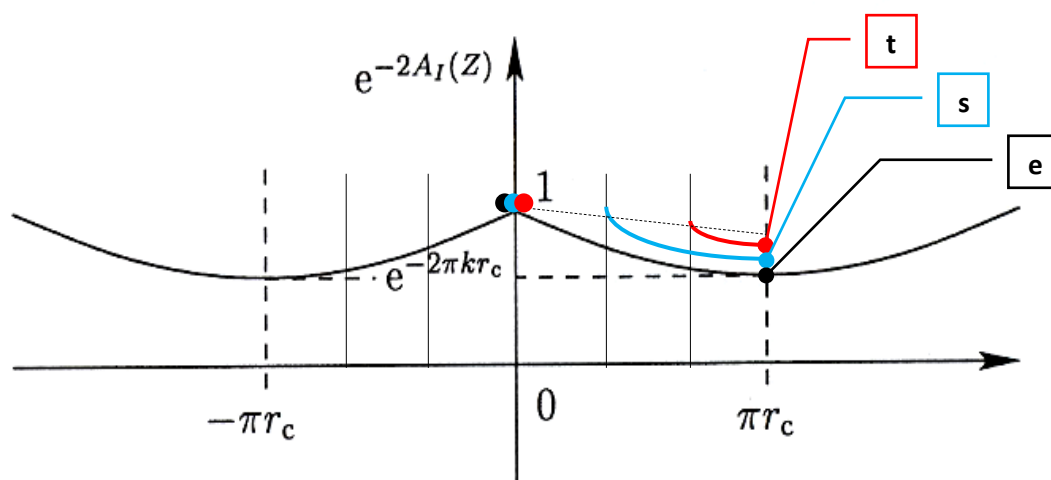
Vraťme se nyní k předpokladu, jež vyslovili Hamed a Dimopoulos (a ještě před nimi vlastně Juan Maldacena – srov. s kap. 21) a nechme různé vlně částic standardního modelu interagovat s různými bránami podél páté dimenze. Budeme přitom předpokládat, že v každém bodě maxima některého z K-K módů leží jedna brána. Na průměru Planckovy délky tak máme bezpočet brán s exponenciálně klesající energií částic.



Obr. 259: Pokles energie K-K partnerů od jedné brány ke druhé

Na hraničních bránách v bulku je hmotnost částic standardního modelu zavlčena mechanismem kalibrační hierarchie až k Planckově energii (viz kap. 11). Směrem k vnitřním bránám však energie K-K partnerů každé planckovské částice postupně klesá díky AdS pokřivení prostoročasu – viz obr 259. Pakliže je v bulku více brán, pak ke každé planckovské částici existuje na vnitřních bránách bulku bezpočet jejích K-K-partnerů o hmotnostech postupně klesajících směrem do středu bulku. Tato hmotnost je přitom určena vzdáleností brány, z níž daný K-K-partner pochází, neboť hmotnost každé další brány přispívá svým dílem k pokřivení prostoročasu uvnitř bulku. Jak hmotnost brán směrem do středu bulku postupně klesá, zmenšují se i jejich příspěvky k pokřivení AdS prostoročasu. Např. K-K-

partner elektronu pochází ze vzdálenější brány, než K-K-partner top kvarku. Proto se nám top kvark jeví výrazně hmotnější, než elektron – viz obr. 260.



Obr. 260: Metrická funkce $\exp\{-2A_I(Z)\}$ pro Randallové-Sundrumův kompakťovaný model typu I má napříč cytoprostorem periodický průběh s periodou sahající od bulku k bulku.

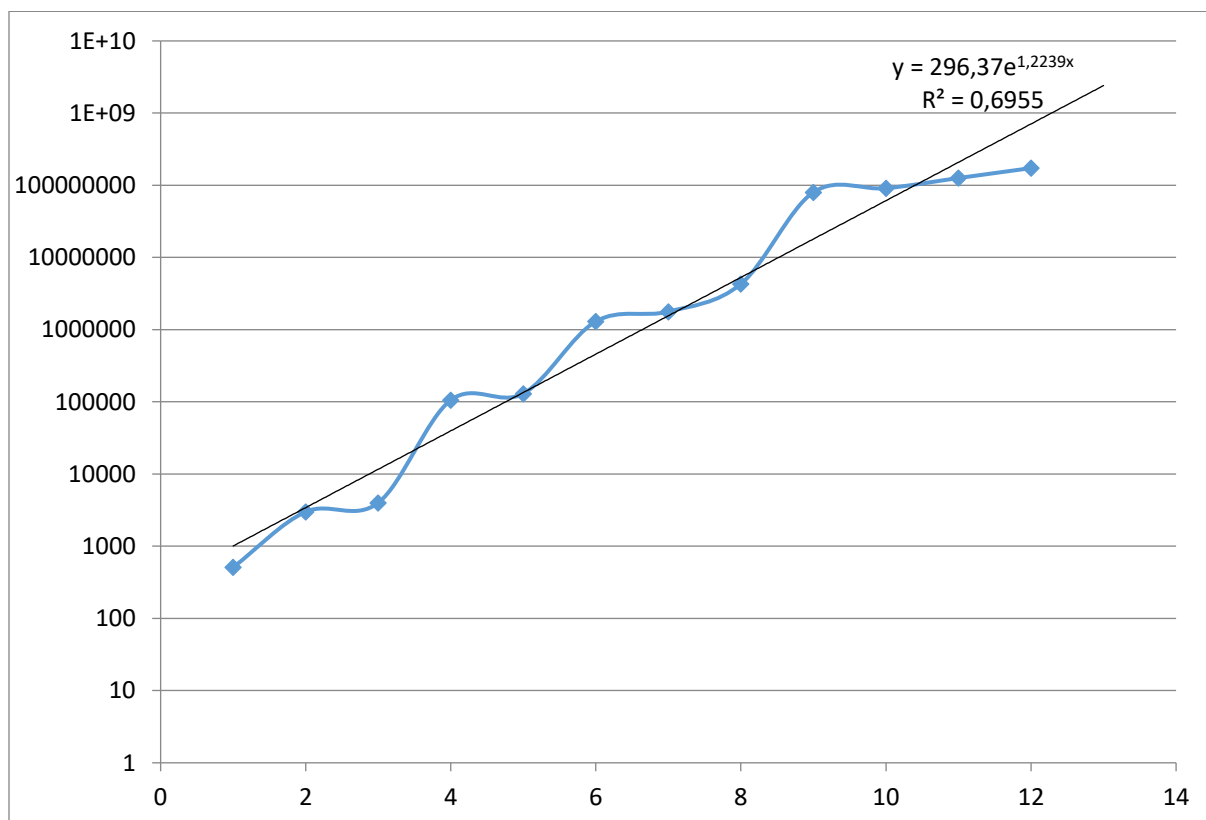
Brány spolu mohou interagovat i vícečetně, takže jedna planckovská částice může mít na téže bráně i více K-K partnerů, pocházejících z interakce této brány s několika různě vzdálenými planckovskými bránami v bulku. Ačkoli má Higgsova částice – narušitel elektroslabé symetrie – energii pouhých 126 GeV, spojuje ji teorie s další částicí, na níž působí i silná interakce – s Higgsovým bosonem velkého sjednocení GUT, o hmotnosti v řádu 10^{15} GeV. Máme zde tedy 2 částice propojené navzájem symetrií GUT, jejichž hmoty se vzájemně liší o 13 řádů. V teorii GUT musí tyto dvě Higgsovy částice působit společně, neboť silná interakce má být s interakcí elektroslabou za vysokých energií zaměnitelná, aby se obě síly staly srovnatelnými. Jsou-li silná a slabá interakce sjednoceny, pak každá částice citlivá na slabou interakci (včetně Higgsovy) musí mít partnera citlivého na silnou interakci. Tento partner Higgsova bosonu interaguje zároveň s kvarky i s leptony a dovoluje protonu rozpadat se způsobem, popsaným v 11 kapitole.

Pokusme se vynést hmotnosti částic standardního modelu do grafu – na základě výše popsaného modelu očekáváme, že půjdou zhruba proložit exponenciálou (na rozdíl od původního Hamedova a Dimopoulosova modelu osvětlené sekvestrace, který předpovídal mocninný pokles s mocninou odpovídající dimenzi). Hmotnosti vektorových bosonů jsou (jak jsme si již vysvětlili) určeny interakcí s Higgsovým bosonem (a jsou s jeho hmotností určitým způsobem spjaty – všimněme si, že se hmotnosti Higgsova a vektorových bosonů neliší o víc než několik málo desítek procent, zatímco hmotnosti ostatních částic skáčou o celé řády).

Vyneseme-li hmotnosti částic standardního modelu do semilogaritmického grafu (viz obr. 261), měly by jít zhruba proložit přímkou, která je obrazem exponenciály v semilogaritmickém souřadném systému. Výsledek je naprosto ohromující – na první pohled zcela náhodně vyhlížející hmoty částic standardního modelu najednou dávají dobrý smysl – oscilují okolo exponenciální funkce přesně tak, jak předpovídá výše popsaný bránový model.

Tab. 15: Hmotnosti základních částic

511	e
3000	d
4000	u
105658	μ
130000	s
1300000	c
1777000	τ
4300000	b
80000000	W
91000000	Z
126000000	h
173000000	t

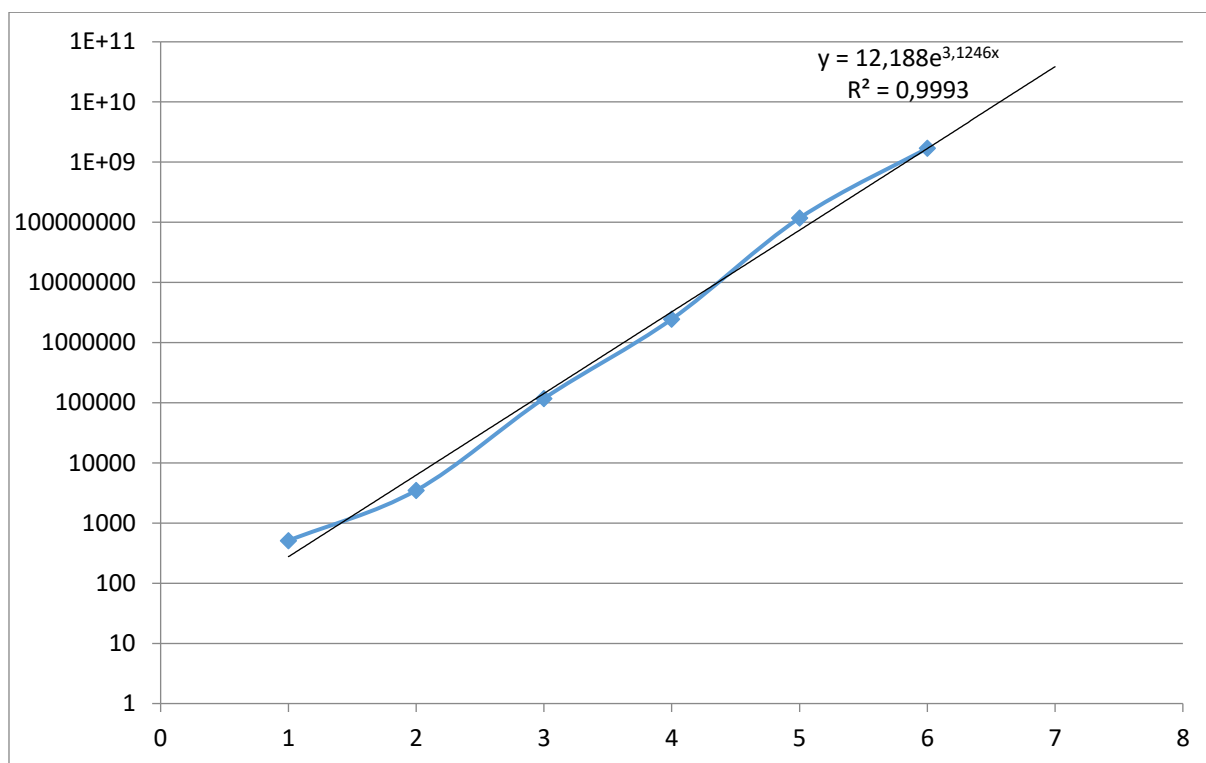


Obr. 261: Exponenciální průběh hmotnosti základních částic

Ihned nás v grafu upoutá, že odchylky od přesné exponenciály mají jakýsi stupňovitý charakter. To naznačuje, že určité malé skupinky částic standardního modelu společně interagují s toutéž bránou. Tyto skupinky jsem v tabulce 15 vyznačil různými stupni šedi. Jedinci uvnitř skupin se liší svojí hmotností jen poměrně málo, a rozdíly lze vysvětlit drobnými odlišnostmi ve struktuře oblaků kalibračních bosonů, jež dle standardního modelu tvoří převážnou část hmoty každé z uvažovaných částic. Částice v každé skupině lze proto v prvním přiblížení nahradit jedinou myšlenou částicí, nesoucí hmotnost vypočtenou v prvním přiblížení jako aritmetický průměr hmotností všech částic skupiny a interagující tudíž se stejnou bránou, jako reálné částice skupiny. Výsledek je znázorněn grafem 268. O exponenciální závislosti nyní již nemůže být nejmenších pochyb.

Tab. 16: Průměrné hmotnosti (keV) několika různých K-K módů

511	elektron
3500	1. generace kvarků
117829	2. generace
2459000	2. a 3. generace
117500000	3. generace + higgs
1690097170	Interpolovaný mód

**Obr. 262: Exponenciální průběh hmotnosti základních částic**

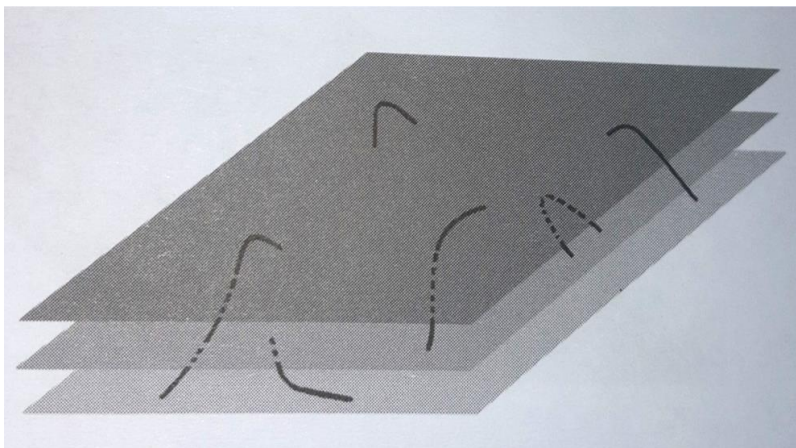
Nalezli jsme tedy tvar funkce, jež potenciálně předpovídá hmotnosti částic. Interpolací z grafu 268 zjistíme, že další brána, a tedy hmotnosti další skupiny částic, leží ve vzdálenosti okolo jednoho až dvou TeV. Energie superurychlovače LHC v ženevském středisku CERN by na pozorování částic této skupiny měla poměrně hladce dosáhnout a předpovězené částice v průběhu času detekovat.

15.3.9.9. Maldacenaova dualita opět na scéně

Ve 21. kapitole jsme zmínili pozoruhodnou vlastnost AdS prostoru, již je existence duální čtyřrozměrné teorie. Juan Maldacena objevil explicitní příklad této duality ve strunové teorii, když si všiml, že jedna z verzí strunové teorie obsahující velké množství vzájemně se překrývajících D-brán, na nichž struny interagují velmi silně (D-bránycká hráž), může být popsána buď prostřednictvím čtyřrozměrné KTP, nebo desetirozměrné gravitační teorie, v níž je pět dimenzí kompakťfikováno a zbylých pět popisuje AdS prostor. Výsledkem dalšího teoretického bádání bylo poznání, že vše, co se děje v pětirozměrném AdS prostoročase, lze popsat v rámci duální konstrukce, která funguje ve čtyřrozměrném prostoročase, v němž panují extrémně silné interakce se speciálními vlastnostmi. Pětirozměrný AdS prostor s gravitací, ale bez brán, je ekvivalentní čtyřrozměrné teorii bez gravitace.

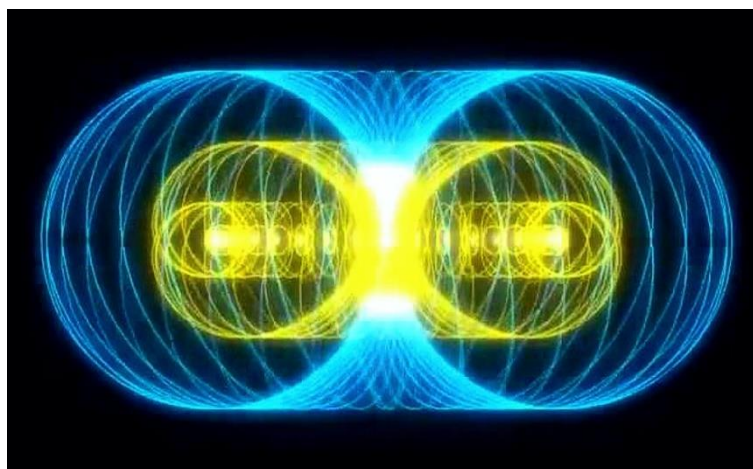
Jakmile ale do pětirozměrné teorie vložíme brány, duální čtyřrozměrná teorie se rázem obohatí právě o gravitaci.

Otevřené struny putující po D-bránycké hráni, se svými konci mohou přichytit mezi různé členy hraně. Struny na D-bránách spolu mohou interagovat mnoha různými způsoby – struny z různých pater hraně se např. mohou navzájem spojovat, nebo naopak rozpadat a přepojovat. Pravidla, podle nichž se řídí toto přepojování strun na D-bránycké hráni, jsou identická s pravidly, kterými se řídí interakce částic standardního modelu v TeV energetické škále i interakce s kvantovou gravitací působící v měřítkách Planckovy škály.



Obr. 263: Struny propojující D-brányckou hrán

Ukázali jsme, že objekt, cestující podél páté dimenze, by se ve čtyřrozměrném světě zvětšoval, nebo zmenšoval. V 18. kapitole jsme viděli, že čtyřrozměrná plochá a jednoduše souvislá teorie cytoprostoru je duální pětirozměrné zakřivené teorii cytoprostoru s toroidální topologickou strukturou. Jednotlivé brány, či hypergrupy, tvořící dohromady D-brányckou hrán, jsou v této topologii reprezentovány oddělenými toroidálními soustřednými vrstvami, jejichž malý výřez znázorňuje obr. 264. Z obrázku je vcelku zřejmá nutnost natahování, či naopak smršťování dimenzí během cestování bulkem mezi jednotlivými soustřednými toroidálními bránami. Uvědomíme-li si, že každá hypergrupa musí obsahovat tentýž počet elementárních Planckových buněk (na obrázku 264 s odečtenou jednou dimenzí tedy každá soustředná plocha obsahuje stejný počet elementárních Planckových plošek), pak tyto buňky se na různých hypergrupách z pětirozměrného pohledu musí jevit různě veliké. Jelikož je ale Planckova buňka základním invariantem a měřítkem velikosti v prostoru, musel by každý objekt, jenž by chtěl přecestovat z jedné hypergrupy na jinou, upravit svoji velikost podmínkám panujícím na cílové hypergrupě tak, aby počet jeho Planckových objemů zůstal zachován.



Obr. 264: Hypergrupy v pětirozměrné duální teorii cytoprostoru se efektivně chovají jako série soustředných torů uvnitř torů.

15.3.9.10. Friedmanův bránový svět

Zabývejme se situací, kdy je bránový svět představován prostoročasem typu **FLRW** (Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker) a je vložen do AdS. Bránový svět FLRW, je nejpřirozenější volbou, která odráží skutečnost, že náš vesmír expanduje. Protože o kosmologii FLRW bylo pojednáno v předchozích kapitolách, zmíníme se především o odlišnostech, kterými se vyznačuje bránový svět FLRW od standardní kosmologie FLRW, coby přesného řešení rovnic Einsteinovy OTR.

Rozložíme-li celkovou hustotu energie ρ na část pocházející z hmoty ρ_m a na bránovou tenzi, zavedeme-li dále kosmický čas $d\tau = ab dt$, kde funkce a a b závisí pouze na souřadnici t a souřadnici extradimenze z , obdržíme

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_m \left(1 + \frac{\rho_m}{2\sigma}\right) + \frac{\Lambda_4}{3} + \frac{\mu}{a^4}, \quad (15.3.35)$$

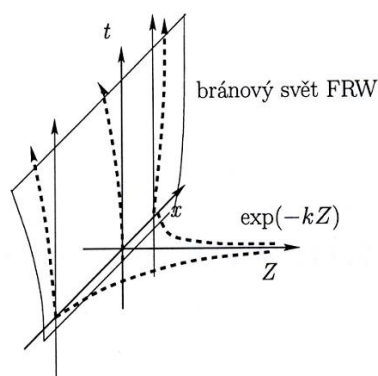
$$\frac{dH}{d\tau} = -4\pi G(\rho_m + p_m) \left(1 + \frac{\rho_m}{\sigma}\right),$$

kde H je Hubbleova konstanta $H = a^{-1}(da/d\tau)$. Vztahy (15.3.35) jsou bránové verze Friedmannovy a Raychaudhuriho rovnice. Velikost μ v (15.3.35) je integrační konstanta a člen μ/a^4 popisuje tzv. **temné záření**. Vlastnosti tohoto členu lze vyvodit z detailní analýzy rovnic v prostoru světů.

V teorii bránových světů se Einsteinovy rovnice liší od své verze známé z klasické relativistické kosmologie, a to o dodatečné zdrojové členy. Je to tenzor π_{ab} , kvadratický v tenzoru energie-hybnosti a reprezentující korekce při vysokých energiích. Gravitační vliv prostoru světů na bránu je popsán elektrickým Weylovým tenzorem, který vystupuje v roli efektivního tenzoru energie-hybnosti.

Nejdůležitější změna ve Friedmannově rovnici spočívá v přítomnosti členu úměrného ρ_m^2 , pocházejícího z tenzoru π_{ab} . To znamená, že v režimu, kdy je hustota hmoty podstatně vyšší než bránová tenze, $\rho_m \gg \sigma$, je Hubbleova konstanta úměrná ρ_m , a nikoli $\sqrt{\rho_m}$, jak je tomu v klasické kosmologii FRW. Míra expanze je ve scénáři bránových světů vyšší. Pouze pokud je hustota energie hmoty zanedbatelná vůči bránové tenzi, dostáváme obvyklou úměru $H \sim \sqrt{\rho_m}$. Tato důležitá modifikace Friedmannovy rovnice není omezena jen na Randallové-Sundrumův bránový svět, ale platí v širší třídě řešení.

Podle klasické kosmologie FLRW náš vesmír expanduje do „ničeho“. Pokud je obraz bránových světů správný, je z fundamentálního hlediska naprosto přijatelné tvrzení, že náš vesmír expanduje do AdS prostoru světů. Bránový svět FLRW je znázorněn na obr. 265.



Obr. 265: Vložení bránového světa FLRW do 5-dimenzionálního AdS v Poincarého souřadnicích.

16. Kruh se uzavírá

Na více, než čtyřech stech stranách této knihy jsme ukázali, kterak do sebe v rámci konceptu cytoprostoru perfektně zapadají moderní poznatky z nejrůznějších oblastí lidského bádání, které se ve světě starších a neúplných modelů světa jevíly nejen jako téměř nesouvisející, ale v mnoha případech dokonce jako vzájemně si odporující. V předešlých kapitolách jsme to myslím dosti výmluvně demonstrovali na příkladu kvantové teorie a kosmologie.

V teorii cytoprostoru je primární entitou kvantion. Z kvantionů se skládají preony, jež tvoří společnou vnitřní strukturu kvarkům a leptonům. Protože jsou kvantiony zároveň i kupovesmíry -1, je tím určena fraktální struktura celého Jsoucna. Jsoucno tak vlastně nemá žádný počátek ani konec, ačkoliv je omezené různorodostí svých forem. Když se pokoušíme popisovat cytoprostor, záhy přijdeme na to, že není odkud začít, neboť cytoprostor zkrátka žádný začátek nemá. Cytoprostory jsou vnořeny (coby kupovesmíry) do extracytoprostorů a do oněch cytoprostorů jsou identicky vnořeny (coby kvantiony) intracytoprostory. Není žádného počátku ani v prostoru, ani v čase. Otázka po příčině vzniku této fraktální struktury tak pozbývá smyslu. Vždy se dá s výkladem začít pouze od již hotového cytoprostoru, a popisovat, kterak se jeho činností vytvářejí intracytoprostory, a jaký vliv mají tyto itracyprostory zpětnovazebně na mateřský cytoprostor.

Když se na konci eonu blandrium trhá pod tlakem temné energie tvořené vlněním sekundární cytorezonance uvnitř cytoprostoru, uvolňuje se tato do extracytoprostoru. Až donedávna se fyzikové domnívali, že se sekundární cytorezonance může šířit nanejvýše rychlostí světla, na rozdíl od primární a reliktové cytorezonance, postupující výhradně jen po chreodách vskutku závratnou rychlostí $6 \cdot 10^{132} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ukázalo se ale, že i vlny sekundární cytorezonance se musí šířit stejnou závratnou rychlostí. Po roztržení blandria tedy dojde k tomu, že veškerá energie, jež se v cytoprostoru kumulovala po desítky miliard let, spolu s energií samotné cytoprostorové mříže, v rekordně krátkém okamžiku všechna vytryskne do extracytoprostoru. To vyvolá v extracytoprostoru mohutné vlnění šířící se rychlostí cytonu do okolí prasklé (lépe řečeno deaktivované) buňky. To znamená, že v okamžení (během jediného obnovovacího pulzu) toto vlnění zaplní celý extracytoprostor.

Pokud bychom se mohli podívat na svět brýlemi, které umožňují vidět sekundární cytorezonanci (amorfní chvění cytoprostoru způsobené praskajícími buňkami), spatřili bychom přesně to, čemu se v hydrodynamické verzi kvantové mechaniky říká kvantový potenciál (viz odstavec 28.5.). Každá částice ve vesmíru jej vybuzuje, a zároveň je na něj citlivá.

Základní odlišnost této koncepce od Transakční interpretace Johna Cramera spočívá v tom, že nevyžadujeme pohyb informací (a kvantových vln) proti proudu času. Vše se totiž odehraje v průběhu jediného obnovovacího pulzu cytoprostoru, což efektivně vytváří iluzi, jako by se informace šířila nekonečnou rychlostí.

17. Závěr

Základem nestacionární teorie cytoprostoru se stala transakční interpretace Hilbertova prostoru – myšlenka charakteristická již pro stacionární teorii cytoprostoru, avšak doplněná o nové chápání síly coby gradientu v hustotě toku času.

Na tomto principu se podařilo přeformulovat celou kvantovou mechaniku matematicky konzistentním způsobem jako kvantovou teorii s pilotní vlnou. Amplituda pravděpodobnosti byla interpretována coby druh silového pole a bylo ukázáno, že nestacionární teorie cytoprostoru generuje přesně ten druh kvantového potenciálu, který vystupuje v tzv. hydrodynamické formulaci Schrödingerovy rovnice.

Tato nová formulace kvantové mechaniky dostala název kvantový Chladniho efekt v analogii s obdobným jevem známým z makrosvěta.

Poznání přesného mechanismu praskání cytoprostorových buněk spolu s důkladným prozkoumáním následného, či doprovodného disipativního procesu nazvaného sekundární cytoresonance, umožnilo mezi léty 2006 – 2008 formulovat relativisticky konzistentním způsobem kvantové teorie nejrůznějších polí – kvantovou elektrodynamikou a chromodynamikou na diskrétní mřížce počínaje a kvantovou teorií gravitace konče.

V nedávné době se za použití představy celulární povahy prostoročasu podařilo vůbec poprvé uskutečnit opravdu fyzikální výpočty na poli kvantové chromodynamiky, které se za předpokladu spojitého prostoročasu ukázaly být neproveditelné. Skupině Stephana Dürra se touto metodou např. povedlo vypočítat hmotnosti nukleonů s přesností na pouhých 2 %. Přitom dosahovaná přesnost výpočtů je omezena pouze výpočetní rychlostí současných počítačů, nikoli fyzikou jako takovou.

Porozumění dynamickým pochodům uvnitř celulární struktury prostoročasu postupně umožnilo pochopit jak kvantovou podstatu gravitace, tak např. i setrvačnosti. Kvantová teorie gravitace založená na konceptu nestacionární teorie cytoprostoru, byla dokončena roku 2010, teorie setrvačných sil o rok později.

Bylo kupř. odhaleno, že singularity prostoročasu předpovězené OTR ve skutečnosti neexistují, díky čemuž dochází v závěrečné fázi kvantové evaporace kolapsarů ke skokové odchylce od předpovědi Hawkingova modelu.

Dalším z řady úspěchů nestacionární teorie Cytoprostoru se stala předpověď a také objasnění původu temné energie a zrychleného rozpínání vesmíru, jakož i přesné stanovení do té doby zcela neznámých konstant tohoto modelu s definitivní předpovědí Big Ripu coby završení jedné vesmírné periody (eonu).

Bez zajímavosti není ani skutečnost, že nestacionární teorie cytoprostoru vytváří některé duality teorie strun, jako je např. T-dualita, ale i některé duality zcela nové. V roce 2012 se kupř. podařilo ukázat, že existuje duální obraz cytoprostoru, který nese netriviální topologii známou jako hypertorus, generující zcela přirozeně 8 zrcadlitých obrazů každého bodu, což plně koresponduje s předpovědí 8 vesmírů uvnitř kubického subchronoru reprezentujícího kupovesmír ve starší, stacionární teorii cytoprostoru.

K vrcholným úspěchům teorie cytoprostoru lze zařadit rovněž schopnost předpovědět hmotnosti základních částic standardního modelu, s níž jsme se seznámili ve 32. kapitole. Ačkoliv jsou v nejjednodušší verzi teorie (v prvním přiblížení zahrnujícím jen čistý vliv bránových světů) tyto předpovědi pouze řádové, představují výrazný posun v našem chápání světa, neboť žádná z teorií dosud nebyla schopna hmotnosti základních částic standardního modelu z ničeho hlubšího vyvodit, natož pak odhadnout s přesností lepší, než činí jeden řád.

Bezmála 50 let od chvíle, kdy byl formulován standardní model částicové fyziky, se díky úsilí řady geniálních mozků planety podařilo dovést koncept kvantování prostoročasu do podoby teorie, dávající jasně, smysluplně a testovatelně předpovědi. Byli jsme současně svědky toho, kterak do sebe v jeho rámci začínají postupně zapadat moderní poznatky z nejrůznějších oblastí lidského bádání, jež se ve

světle starších a neúplných modelů světa jevíly jako téměř nezávislé, v mnoha případech dokonce jako vzájemně si odporující či paradoxní.

18. Porovnání observační podpory různých konkurenčních TOE

Do současné doby byly navrženy 4 vážní kandidáti na kvantovou teorii gravitačního pole. Vzhledem k tomu, že současná fyzika popisuje svět prostřednictvím kvantové teorie pole a klasické teorie gravitace – OTR – lze tedy současně hovořit o čtyřech různých verzích Theory Of Everithing (TOE).

- Oněmi čtyřmi kandidáty jsou:
- 1) teorie strun (či její zobecněná verze M-teorie)
 - 2) smyčková kvantová gravitace (LQG)
 - 3) teorie cytoprostoru
 - 4) entropická teorie gravitace

Poslední dvě jmenované a současně nejmladší verze TOE ve skutečnosti nejsou v rozporu – jedná se jen o různé způsoby popisu téže reality. Entropickou teorii gravitace můžeme z teorie cytoprostoru snadno odvodit a lze ji tedy do této teorie plně integrovat.

Máme tak ve skutečnosti pouze 3 konkurenční verze TOE a v této kapitole bude naším cílem přehledně zhodnotit pozorovatelné předpovědi všech tří teorií a porovnat je s reálnými observačními údaji.

18.1. Teorie strun

Ačkoli byla teorie strun intenzivně rozvíjena prakticky od přelomu 60. a 70. let 20. století a pracovaly na ní tisíce špičkových teoretiků z celého světa, není do dnešního dne schopna učinit jedinou testovatelnou předpověď. Její skutečný přínos byl proto spíše matematický nežli fyzikální. Sama teorie strun navíc stojí a padá na předpokladu existence supersymetrie. Objev Higgsova bosonu v roce 2012 ukázal, že (vzhledem k relativně velmi nízké hmotnosti této částice) by očekávatelné hmotnosti hypotetických superpartnerů musely ležet pohodlně v dosahu energie urychlovače LHC v CERNu. Až do dnešní doby však nebyl pozorován ani jediný náznak existence supersymetrie, což činí samo teorii strun matematickým modelem ležícím zcela mimo fyzikální realitu.

18.2. Smyčková kvantová gravitace

Teorie smyčkové kvantové gravitace byla rozvíjena od počátku 80. let 20. století, je tedy zhruba o 10 let mladší než teorie strun. Je budována na podobných základních předpokladech o granulární struktuře prostoročasu, jako mladší teorie cytoprostoru, na rozdíl od ní je však kvantovou teorií na vlně, to jest hladkém, souvislém útvaru bez metriky, kde pojem vzálenosti dvou bodů, nebo úhlu mezi dvěma vektory (tedy geometrie) neexistuje a priori. Vzdálenost, obsah, objem a tvar jsou zde dynamické proměnné teorie, která předpovídá, s jakou pravděpodobností tyto veličiny nabývají konkrétních hodnot. Geometrie prostoročasu generovaná spinovou sítí závisí na počtu uzlů a počtu a způsobu jejich vzájemného propojení. Konkrétní tvar spinové sítě je ale irelevantní, podobně, jako je pro funkci elektrického obvodu podstatný pouze způsob propojení jednotlivých součástek, nikoliv však konkrétní architektura uspořádání základní desky.

Smyčková kvantová gravitace činí jednu velmi zásadní předpověď, již je existence dvojí special relativity (DSR), o níž jsme podrobně pojednali v textu. Speciální teorie relativity na bialgebře má dva invarianty, jimž se musí vše ostatní ve vesmíru přizpůsobovat – prvním z nich je klasicky rychlost světla (stejně jako klasická teorie relativity na Lorentzově grupě), druhým je velikost Planckovy délky, resp. Planckovy energie.

Protože DSR genericky (i když ne nutně) implikuje energetickou závislost rychlosti světla, bylo dále předpovězeno, že pokud dojde k modifikacím prvního řádu v energii nad Planckovou hmotou, bude tato energetická závislost pozorovatelná u vysokoenergetických fotonů dopadajících na Zemi ze vzdálených gama záblesků. V závislosti na tom, zda se rychlost fotonů zvyšuje nebo snižuje s energií (závisí na konkrétním modelu), vysoce energetické fotony by byly rychlejší nebo pomalejší než fotony s nižší energií. DSR s rychlostí světla závislou na energii je však nekonzistentní teorií a účinky prvního řádu jsou již vyloučeny, neboť by vedly k nelokálním interakcím částic, které by byly již dlouho pozorovány v experimentech částicové fyziky.

Experiment Fermi-LAT v roce 2009 změřil foton o energii 31 GeV, který téměř současně dorazil s jinými fotony ze stejného vzplanutí, což vyloučilo podobné disperzní efekty i na Planckově energii.

Myšlenka, že Lorentzova symetrie by mohla být modifikována tak, aby se Planckova energie stala nezávislou na pozorovateli, je zajímavá a vede k testovatelným fenomenologickým důsledkům. Takováto deformace speciální relativity vyžaduje nelineární adiční zákon pro hybnosti a v současné době není známo, zda součet velkého počtu hybností vhodně konverguje. Pokud nekonverguje, tyto modely nedokážou reprodukovat ani klasickou mechaniku. Tento takzvaný „problém s fotbalovým míčem (soccer-ball problem)“ je poměrně palčivý, neboť bez jeho vyřešení modely s modifikovanou Lorentzovou symetrií nereprodukuje ani známou fyziku.

Nedávno byl nicméně publikován slibný přístup v rámci tzv. scénáře relativní lokality. Bylo ukázáno že existují pravidla sčítání, která netrpí problémem fotbalového míče. Ještě zbývá dokázat, zda ve třídě těchto pravidel sčítání, imunních vůči problému fotbalového míče, jsou všechna ve skutečnosti nelineární a negenerují pouze obyčejnou STR.

18.3. Teorie cytoprostoru

Skutečný počátek rozvoje teorie lze datovat do přelomu 80. a 90. let 20. století a je tedy ještě téměř o 10 let mladší než smyčková kvantová gravitace.

Po 30 let trvajícím úsilí se podařilo dovést koncepci cytoprostoru do podoby teorie, dávající jasně, smysluplné a testovatelné předpovědi. Podobně, jako ve vývoji strunové teorie, můžeme i v teorii cytoprostoru zaznamenat několik období zásadních objevů:

1987 – počátky teorie cytoprostoru,

1990 – první cytoprostorová revoluce,

2005 – druhá cytoprostorová revoluce,

2012 – třetí cytoprostorová revoluce.

V současné chvíli lze považovat teorii cytoprostoru za formálně dokončenou a další práce se nyní ubírá směrem k jejímu využití především na poli kvantové teorie informace a kvantové teorie vědomí. Lze očekávat, že v této prozatím velmi málo probádané, a staršími, méně obecnými teoriemi i obtížně uchopitelné oblasti, se může naplno rozvinout potenciál teorie cytoprostoru, která má nyní velmi dobře nakročeno k zaujetí pozice tzv. “úplné teorie všeho”.

Snad již poměrně blízká budoucnost ukáže, zda jsme se poslední půlstoletí ubírali tou správnou cestou a zda doopravdy začínáme rozumět prostoru, času a gravitaci na té úplně nejzákladnější úrovni. Shrňme si nyní na závěr některé observační výsledky z poslední doby, jež by mohly teorii cytoprostoru podpořit.

18.3.1. Nezávislost rychlosti světla na frekvenci

Jak jsme ukázali, předpovídá teorie cytoprostoru nezávislost rychlosti šíření elektromagnetického pole na jeho frekvenci, čímž se liší od předpovědi smyčkové kvantové gravitace.

Vysokohorská observatoř HAWC (High Altitude Water Cherenkov Observatory), jež se nachází na svahu mexického vulkánu Sierra Negra v nadmořské výšce 4100 m, v roce 2020 pozorovala množství kosmických zdrojů, které emitují fotony na energiích 100 TeV a vyšších. Prostřednictvím tří set vodních detektorů sleduje observatoř dopadající Čerenkovovo záření, které vzniká při průletu vysokoenergetických částic zemskou atmosférou.

Pokud by se vysokoenergetické fotony ve vakuu pohybovaly pomaleji než rychlostí c , získaly by nepatrnou klidovou hmotnost a měly by se postupně samovolně rozpadat na páry méně energetických částic a antičástic, takže by k zemi z velké dálky vůbec nedorazily. Observatoř HAWC však prokázala, že i takto energetické fotony k zemi bez problémů doletí.

Samozřejmě se nejedná o důkaz teorie cytoprostoru, ale pokud by existovala volba pouze mezi teorií cytoprostoru a LQG, pak uvedená pozorování jednoznačně hovoří ve prospěch cytoprostoru.

18.3.2. Anizotropie protoru

Jiná pozorování se týkají izotropie prostoru. Zatímco LQG i teorie strun generují dokonale izotropní prostor, celulární struktura cytoprostoru by měla vést k jemným anizotropiím v určitých vybraných směrech.

Výzkumný tým vedený Johnem Webbem z australské University of New South Wales pozoroval vzdálený kvasar J1120+0641, jehož záření se cestou k zemi rozptyluje na několika mračnech mezihvězdného plynu.

S pomocí genetického algoritmu výzkumníci nejprve vyčistili data od šumu a dalších rušivých vlivů. Následně dospěli k závěru, že konstanta jemné struktury, jež je kombinací rychlosti světla, elementárního náboje, Planckovy konstanty a permitivity vakua, zůstává dlouhodobě konstantní v čase, ale nepatrně se mění v prostoru.

Konstanta jemné struktury určuje emisní a absorpční vlastnosti atomů, je proto vhodná i pro astrofyzikální měření velmi vzdáleného vesmíru. Webbův tým ukázal, že ve vesmíru existuje nejméně jedna osa (tzv. dipólová osa), podél níž se konstanta jemné struktury nepatrně liší v porovnání s jinými prostorovými směry.

18.3.2.1. Rotace prostoru

Podle předpovědi teorie vykazuje cytoprostor nejen statickou anizotropii, která se následně může jemně promítat i do cytoprostorem generovaného prostoročasu. Cytoprostor jako celek zároveň rotuje a to rovnou podél 3 vzájemně ortogonálních prostorových os. V pětirozměrném modelu cytoprostoru jsou těmito význačnými směry prostorové rotace osy hypertoroidální, toroidální a poloidální. Máme zde tedy současně předpověď kinematické anizotropie projevující se nenulovým momentem hybnosti celého cytoprostoru.

Mohl by však být projev rotace cytoprostoru zaznamenán i v prostoročase? Počítačový astronom Lior Shamir z americké Kansas State University ve své nové studii porovnal směry otáčení u celkem 200 tisíc galaxií a zjistil, že nejsou náhodné. Zdá se, že vytvářejí vzor, ze kterého je možno vyvodit, že vesmír jako celek rotuje, a to dokonce okolo několika prostorových os zároveň. Data založená na

reliktním záření (CMB) přitom ukazují podobnou polarizaci vesmíru. Pokud by byl vesmír izotropní, tak by v něm pozorovaná odchylka mohla vzniknout náhodně s pravděpodobností 1 ku 1 miliardě.

18.3.3. Rozptyl světla na prázdém prostoru

Sonda New Horizons poté, co uskutečnila těsný průlet kolem trpasličí planety Pluto, pokračuje do hlubin Kuiperova pásu, kde daleko od Slunce a kosmického prachu, který by odrazil sluneční záření, provedla zajímavá měření, kolik je vlastně ve vesmíru světla. Tod Lauer z americké National Optical Astronomy Observatory (NOAO) v Arizoně a jeho spolupracovníci nechali sondu pořídit snímky, které pak následně analyzovali. Když ze snímků odfiltrovali veškeré známé zdroje viditelného záření, tak jim tam ještě polovina záření zůstala. To znamená, že o polovině viditelného záření ve vesmíru neumíme říci, odkud vlastně pochází.

Výsledek velmi připomíná situaci, kdy bychom za jasného počasí měřili množství světla při povrchu Země. Poté, co bychom odečetli světlo vycházející přímo ze slunečního kotouče, zbyla by ještě spousta slunečního světla rozptýleného v zemské atmosféře, které přichází do detektoru z různých náhodných směrů a činí den jasným.

Ani mezihvězdný prostor jistě není úplně prázdne místo, astronomové nicméně provedli korekci na rozptyl světla na extrémně řídké mezihvězdné látce, jejíž hustota činí cca 1 atom vodíku na krychlový metr. I po této korekci jim však stále zbývá velké množství světelného záření, jehož původ je zcela neznámý. Mohlo by se tedy jednat o další z projevů kvantové struktury cytoprostoru, na níž se fotony mohou slabě rozptylovat.

18.3.4. Anomální magnetický moment mionu

Experiment Muon g-2 v laboratoři Fermilab v USA, který se zabývá dosud nejpřesnějším měřením magnetického dipólového momentu mionu, nyní zveřejnil první výsledky měření. Stanovená hodnota

$$g \cdot I = 1,001\,165\,920\,40(54)$$

je ve velmi dobré shodě s předchozím nejpřesnějším experimentálním výsledkem pořízeným Brookhavenskou národní laboratoří v experimentu E821. Střední vážená hodnota obou zmíněných měření poskytuje zatím nejpřesnější hodnotu určení magnetického momentu mionu a jeho opravy dané kvantovou teorií pole

$$g \cdot I = 1,001\,165\,920\,61(41).$$

V současnosti uváděná nejpřesnější teoretická hodnota získaná pomocí Standardního modelu je

$$g \cdot I = 1,001\,165\,918\,10(43).$$

Potvrzení výsledků měření magnetického dipólového momentu mionu dosažených experimentem E821 v Brookhavenské laboratoří je velice důležité. Už tato data ukazovala na odchylku od teoretické hodnoty získané pomocí Standardního modelu. Nyní je tato odchylka na úrovni čtyř standardních odchylek, a tedy na poměrně vysoké úrovni pravděpodobnosti. K dalšímu zpřesnění experimentální hodnoty by mohl přispět experiment E34 v laboratoří J-PARC, který by se měl rozběhnout v roce 2024.

Začínají se objevovat i další rozdíly od předpovědi Standardního modelu. Nedávno se podařilo v experimentu LHCb pozorovat odchylky od SM při testování leptonové univerzality v rozpadech B mezonů. Pokud by se například daly tyto odchylky vysvětlit v rámci jednotné fyziky za Standardním modelem, mohlo by to znamenat značný průlom v naší cestě za jeho hranice.

Proton není bodovou částicí, má složitou strukturu dominovanou třemi kvarky. Proto se jeho magnetický moment liší od předpovědi pro bodový náboj. To že má proton odlišný, tedy anomální, magnetický moment, se vědělo ještě před tím, než se podařilo objevit kvarky. A právě anomální magnetický moment protonu byl již v těchto dřevních dobách signálem o jeho komplikované vnitřní struktuře.

Neutrální bodová částice nemůže mít žádný magnetický moment. Nenulový magnetický moment neutronu tak byl rovněž známkou jeho komplikované vnitřní struktury složené z elektricky nabitých elementárnějších částic – kvarků. Je to podobné tomu, co známe z klasického světa. Objekt může být celkově neutrální, ale uvnitř se může skládat z nabitých částí. Pokud pak rotuje, náboje se pohybují a generují magnetické pole.

Objev anomálního magnetického momentu mionu tak může ukazovat právě na existenci takovéto komplikované vnitřní struktury (nebodovost) u leptonů a kvarků, jak to předpovídá právě teorie cytoprostoru.

K pozorovaným anomáliím mohou dále přispívat též samotní prostředníci kvantiové interakce odpovědné za vnitřní preonovou strukturu leptonů a kvarků, kteří svojí přítomností obohatí strukturu jejich Feynmanových diagramů oproti předpovědi standardního modelu.

18.3.5. Vesmír by mohl být konečný hypertorus

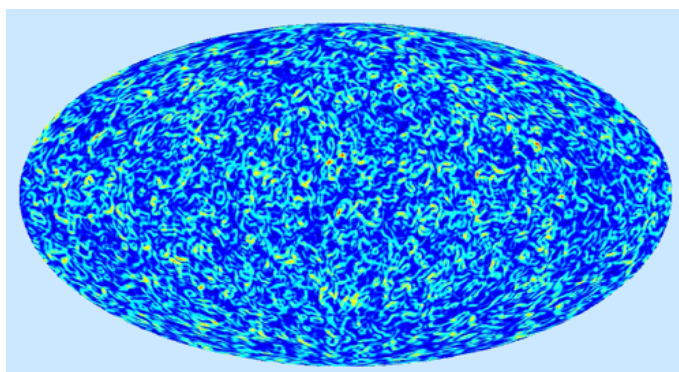
Pakliže by byl vesmír statický, dostatečně starý, nebo dostatečně malý. Potom by se v zakřiveném prostoru začaly světelné paprsky z opačného směru vracet zpátky, jak by jej obletěly. Při netriviální topologii (např. hypertorus) by se dokonce vracely jen v určitých význačných směrech (toroidálním, poloidálním a hyperoidálním).

Reálný vesmír je bohužel příliš velký, navíc se rozpíná nadsvětelnou rychlostí, takže se nám žádné paprsky nevrací a ani nikdy nebudou. Ty analýzy globální topologie se musí dělat sofistikovaněji. Konkrétně analýzou fluktuací reliktního záření, které nesou řadu informací nejen o tom, jak je vesmír starý, ale také o jeho globální topologii.

V roce 2021 do diskuzí o konečnosti či nekonečnosti vesmíru a o jeho topologii výrazně zasáhla skupina čtyř vědců z Ulmské univerzity a z Lyonské univerzity (Ralf Aurich, Thomas Buchert, Martin France a Frank Steiner). Tým odborníků z výzkumného centra pro astrofyziku při Lyonské Univerzitě Claudea Bernarda, vedený Thomasem Buchertem, provedl průlomovou studii teplotních fluktuací reliktního záření, přičemž zjistili, že v datech chybí fluktuace odpovídající dostatečně velkým škálám, jaké bychom očekávali v topologicky otevřeném, a tedy prostorově neomezeném vesmíru. Rozdíly teplot jsou maximálně v řádu sta mikrokkelvinů. Mapa teplotních fluktuací se zpracovává frekvenčním rozvojem do sférických harmonik (na sféře jde o analogii klasických harmonických funkcí – sinů a kosinů). Rozvoj se provádí ve dvou úhlech a sleduje se početní zastoupení fluktuací s různou úhlovou velikostí. Nejčastěji jsou zastoupeny přibližně jednostupňové „flíčky“. Ve spektru však zcela chybí fluktuace s rozměry nad 60° . Jedním z důvodů by mohla být konečnost vesmíru. Konečný vesmír totiž nemá dostatečnou velikost na to, aby se v něm vytvořily fluktuace libovolné velikosti.

Obecná relativita dokáže určit lokální geometrické vlastnosti vesmíru, ale neumí stanovit, jak vesmír vypadá jako celek – neboli jeho topologii. Podobně jako nerosty mohou existovat v několika základních krystalografických formách, může mít vesmír jen několik topologických variant. Skupina zmíněných autorů z Ulmské a Lyonské univerzity v roce 2021 určila v každém místě oblohy gradient teploty reliktního záření – jde o dvojrozměrný vektor popisující změny teploty v závislosti na dvou úhlech. Vytvořenou mapu teplotního gradientu reliktního záření potom zkoumali standardními metodami statistické fyziky. Výsledek ukázal, že data nejlépe odpovídají vesmíru, který je konečný a není jednoduše souvislý. Vědci dále provedli několik simulací, aby zjistili, který topologický model vesmíru nejlépe odpovídá pozorovanému kosmickému mikrovlnnému pozadí. Zjistili, že se jedná právě o hypertorus, v němž 3 prostorové dimenze tvoří prostorově uzavřené křivky (toroidální,

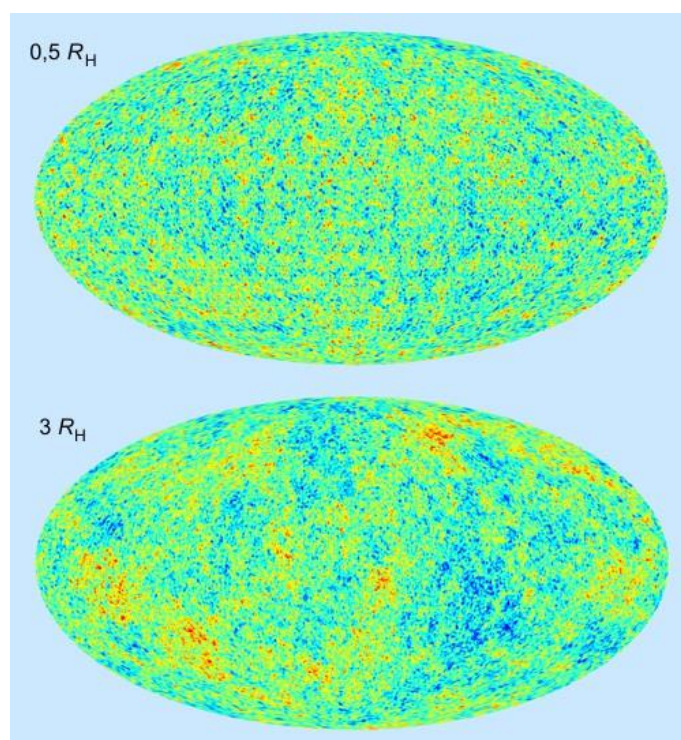
poloidální a hyperoidální). V teorii cytoprostoru se tyto křivky nazývají chreody a souvislost s hypertoroidální topologií je známa nejméně 20 let.



Obr. 266: Mapa velikosti gradientu teplotních fluktuací

Skupina se dále jako první pokusila určit velikost vesmíru. Vědci prováděli rozsáhlé numerické simulace fluktuací reliktního záření pro různě velké vesmíry. Počítačem generované mapy se nejvíce shodovaly s mapou fluktuací reliktního záření získanou z dat sondy Planck pro vesmír o velikosti trojnásobku až maximálně čtyřnásobku viditelné části. To odpovídá přibližně 90 až 120 miliardám světelných let.

Jde o první odhad velikosti vesmíru založený na solidní analýze naměřených dat. Pokud je náš vesmír skutečně konečný, jde o první sofistikovaný pokus o určení jeho velikosti. Výsledek se samozřejmě může v budoucnosti ještě změnit, vzpomeňme si na první měření Hubblovovy konstanty, které se od dnešní hodnoty lišilo o řád. V každém případě přináší nová studie další nové indicie ve prospěch konečnosti našeho vesmíru.



Obr. 267: Numerická simulace teplotních fluktuací pro různě velké vesmíry. Mapy pořízené sondou Planck se podobají dolnímu obrázku, který byl vytvořen pro model vesmíru, jehož velikost je trojnásobkem velikosti pozorovaného vesmíru – srov. s Obr. 118, 212.

18.3.6. Černé díry mají proměnlivou hmotnost

Skupina devatenácti špičkových vědců pod vedením Duncana Farraha ve dvou článcích z roku 2023 ukázala, že by nárůst hmotnosti černých děr způsobený obyčejnou (zpomalující se) expanzí vesmíru měl vést ke zrychlené expanzi celého vesmíru.

V prvním článku ukázali, že narůstající hmotnost černých děr vede v Einsteinových rovnicích ke zrychlené expanzi, aniž by musely být tyto rovnice jakkoli modifikovány. Každá teorie je ale pouhou vizí, pokud nedojde k jejímu experimentálnímu ověření. A právě o to se Farrahův tým pokusil. K výzkumu využil velké eliptické galaxie. Ty by měly vznikat postupným slučováním galaxií a být závěrečným stádiem galaktického vývoje. V jejich nitrech sídlí obří černé díry, v jejichž okolí už není příliš mnoho látky, kterou by mohly vstřebat, tedy ideální objekty pro testování nárůstu hmotnosti způsobenou jinými jevy než akrecí plynu a prachu a požíráním okolních hvězd. Tým využil celkem pět souborů galaxií z celooblohových přehlídek. Dva soubory z přehlídky WISE (s kosmologickými posuvy 0,75 a 0,85), dva soubory ze Sloanovy přehlídky SDSS (se stejnými kosmologickými posuvy) a jeden soubor galaxií z přehlídky COSMOS (tentokrát s kosmologickým posuvem 1,6). Pro všech pět souborů galaxií určili statistické rozdělení hmotností centrálních černých děr a porovnávali ho se současnou situací ($z = 0$). Statistickými metodami potom sledovali průměrný nárůst hmotnosti v intervalu devíti miliard roků (tak dlouho putovalo světlo k nám z galaxií s kosmologickým posuvem 1,6). Z jejich výzkumu plyne závěr, že centrální černé díry eliptických galaxií jsou v současnosti osmkrát až dvacetkrát hmotnější, než by odpovídalo pouhé akreci. Se statistickou významností $3,9 \sigma$ vyloučili existenci centrální singularity v galaktických černých děrách. Tomu odpovídá věrohodnost 99,8 %, tj. pouze 0,02 % odpovídá možnosti, že při vyhodnocení došlo k chybnému závěru.

Místo doslovu

Mocný struník – dirichletik, membránycký teoretik,
zkoumal vlastnosti dirichletických brán a připadal si jako světů nesmírných Pán.

Vibrujících trhlin prostoročasu byl fyzik, gravitační kvazikvantik.
Byl to fyzik superstringů a to je skoro jako samotinký Pámbů.

Denně zřel duhu za duhou, v níž tisíce záblesků bloudí
a jedna za druhou tam částice myšlenek proudí

Zde září myriády krystalů, v jejichž nitru zhmotňuje se čas
a gejzír mocné energie rodí se a skoná zas a zas
Tak Cytoprostor věčně žije, chvěje se a bouří v každém z nás

Pak náhle vytřeštil své oči hrůzou, a jako zkamenělý zůstal stát
jak by se setkal tváří v tvář s Medúzou, tomu co uzřel neuvěří snad

Tam někde uvnitř vši té nádhery v koutku skromně schoulen ležel Vesmír