

NELOKALITA KVANTOVÉ MECHANIKY

PAVEL CEJNAR

1 Principy lokality ve fyzice

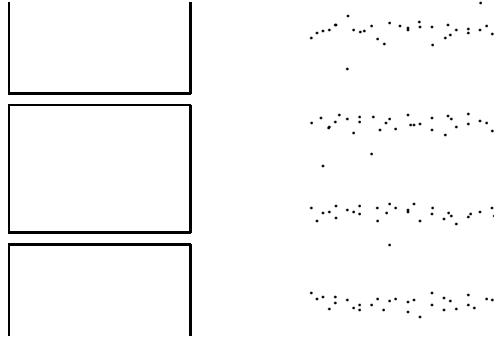
Principy lokality sehrály a sehrávají ve fyzice velmi důležitou roli. Lze je vyjádřit zhruba následujícími dvěma axiomy: (i) *Fyzikální děje se dají popsat pomocí veličin, které jsou funkcemi polohy \vec{x} a času t .* (ii) *Fyzikální děje v daném místě a okamžiku mohou být ovlivněny pouze současnými hodnotami veličin v „nekonečně malém okolí“ tohoto místa.*

První princip konstatuje víceméně samozřejmou skutečnost, že veškeré fyzikální procesy se odehrávají na fundamentálním časoprostorovém jevišti. Druhý princip pak říká, že ve fyzice se působení mezi objekty děje formou „postupného šíření“, kdy informace o změně podmínek v místě \vec{x} musí do všech ostatních míst \vec{x}' „doputovat“ někudy mezi \vec{x} a \vec{x}' . Není možné, aby se nějaký bod \vec{x}' o změnách v \vec{x} „dověděl“ bezprostředně, jakoby mimoprostorovým (hyperprostorovým!) kanálem. Dá se říci, že princip (ii) je splněn, jsou-li dynamické fyzikální zákony (evoluční rovnice) vyjádřeny diferenciálními rovnicemi konečného řádu. To sice ještě samo o sobě nezaručuje, že rychlost postupného šíření je konečná (jak požaduje Einsteinova speciální teorie relativity, která možné formy pohybových rovnic dále zužuje), ale tento nedostatek není v nynější diskusi podstatný.

Ačkoliv se nám oba principy (i) a (ii) asi zdají docela samozřejmé, fyzika s nimi za celou svou historii byla v souladu pouhých cca 10 let. Podle Newtonovy teorie gravitace mělo těleso v daném místě okamžitě a bezprostředně ovlivňovat všechna ostatní tělesa v celém Vesmíru. Toto „strašidelné působení na dálku“ se v druhé polovině minulého století podařilo vytlačit ideou jakéhosi zprostředkujícího média—fyzikálního pole. Protože pole přejímá charakteristiky hmoty (jako energie, hybnost, moment hybnosti atd.), platí při přenosu změn mezi hmotou a polem všechny známé zákony zachování. Tato představa byla vtělena do klasické teorie elektromagnetického pole, jejíž rovnice dokonce vyhovují relativistickému požadavku konečné rychlosti šíření. Gravitační pole bylo analogickým (i když zároveň do značné míry i odlišným) způsobem popsáno až Einsteinovou obecnou teorií relativity z roku 1916, kdy se také datuje počátek vlády lokální fyziky. Netrvala dlouho. Roky 1926–27 lze považovat za období definitivní formulace základů kvantové mechaniky, která je—jak si dodnes myslíme—nelokální.

2 Vlnová funkce

Jen stěží lze najít vhodnější úvod do kvantového světa než známý částicový interferenční experiment [1, 2]. Částice (třeba elektrony) jsou s hybností \vec{p} vystřelovány proti dvojici štěrbin (obr. 1 vlevo), za níž je umístěno stínítko detegující dopad částic („fotografická emulze“, „obrazovka“). Pokud je vzájemná



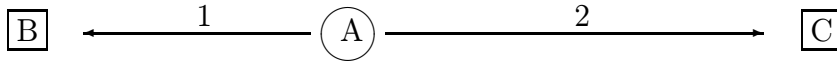
Obrázek 1: Částicový interferenční experiment: tvar dvouštěrbinové clony (vlevo) a stopy dopadů jednotlivých částic na stínítku (vpravo).

vzdálenost obou štěrbin a také vzdálenost stínítka od clony řádu \hbar/p , kde $\hbar \approx 6.6 \times 10^{-16}$ eV s je Planckova konstanta, vzniká na stínítku obraz podobný tomu na obr. 1 vpravo. Tečky představují místa dopadů jednotlivých elektronů a svědčí o jejich „částicové povaze,“ zatímco pásová struktura připomíná interferenční obrazce známé vlnové z optiky.

Toto vlnově-částicové dilemma se v kvantové mechanice řeší zavedením vlnové funkce elektronu, $\Psi(\vec{x}, t)$, a její pravděpodobnostní interpretace. Vlnová funkce je komplexní funkcí prostorových souřadnic a času a elektron je v daném okamžiku *potenciálně přítomen* všude tam, kde $\Psi(\vec{x}, t) \neq 0$. Není tedy možné říci, že elektron prošel právě jednou z dvojice štěrbin na obr. 1; spíše je pravdou, že každý elektron prochází „oběma štěrbinami naráz.“ Časový vývoj vlnové funkce je v případě absence rušivých zásahů popsán Schrödingerovou rovnicí, která je parciální diferenciální rovnicí druhého řádu, a tedy v podstatě vyhovuje předpokladům lokality (požadavek konečné rychlosti šíření je však splněn jen v relativistických modifikacích kvantové mechaniky a konzistentně až v kvantové teorii pole). Schrödingerova rovnice úspěšně popisuje interferenční strukturu obrazce na obr. 1. Jenže obrazec je tvořen jednotlivými tečkami a proto musíme stanovit, že měření souřadnice elektronu (realizované v tomto případě citlivou vrstvou stínítka) pokaždé vede k nějakému konkrétnímu (i když náhodnému) výsledku \vec{x} , jehož *pravděpodobnost* je úměrná hodnotě $|\Psi(\vec{x}, t)|^2$.

Nejpodivnějším elementem stávající kvantové teorie je postulát o kolapsu vlnové funkce. Aby v rámci výše nastíněného formalismu bylo možné popsat situace, kdy měření probíhají několikrát za sebou, je nutné předpokládat, že vlnová funkce v prostoru „rozprostřeného“ elektronu v okamžiku měření souřadnice skutečně *kolabuje* jen do okolí bodu \vec{x}_0 , ve kterém je elektron nalezen. Např. v interferenčním experimentu je zjištění, kterou štěrbinou elektron prošel, doprovázeno kolapsem jeho vlnové funkce již před dopadem na stínítko a tedy zapláceno porušením interferenčního obrazce. Kolaps vlnové funkce se děje *naráz v celém prostoru* a je proto nelokálním procesem.

V roce 1935 zformulovali A. Einstein, B. Podolsky a N. Rosen slavný myšlenkový experiment [3], v němž má kvantová nelokalita přímo měřitelné důsledky.



Obrázek 2: Schéma EPR experimentu: A - zdroj párů částic v propleteném spinovém stavu, B,C - měření projekcí spinu jednotlivých částic.

Dnes tento *EPR paradox* známe nejčastěji v podobě, do které jej v roce 1951 přeformuloval D. Bohm [3]: Částice s nulovým momentem hybnosti (molekula) se rozpadá na dvě částice (atomy) s vnitřním momentem hybnosti (spinem) $\hbar/2$ (tj., velikost spinu = $\hbar\sqrt{3/4}$), které se rozletí do opačných směrů (obr. 2). Vlnová funkce dvojice závisí na souřadnicích obou částic, ale také na dodatečných stupních volnosti, totiž na orientaci obou spinů. Spin $\hbar/2$ může být v dané souřadné soustavě orientován buď „nahoru,“ nebo „dolů.“ Máme tedy $\Psi(\vec{x}_1, s_1, \vec{x}_2, s_2, t)$, kde (symbolicky) $s_1, s_2 = \uparrow$ nebo \downarrow . Dá se ukázat, že splnění zákonů zachování hybnosti a celkového momentu hybnosti vyžaduje, aby vlnová funkce měla tvar

$$\Psi_{\text{EPR}}(\vec{x}_1, s_1, \vec{x}_2, s_2, t) = \psi(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t) [\delta_{s_1=\uparrow}\delta_{s_2=\downarrow} - \delta_{s_1=\downarrow}\delta_{s_2=\uparrow}] , \quad (1)$$

kde $\psi(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t)$ představuje prostorovou část vlnové funkce (kterou se dále nebudeme zabývat a proto její tvar neuvádíme), $\delta_{s_1=\uparrow}\delta_{s_2=\downarrow}$ označuje spinový stav, kdy atom vlevo má spin orientovaný nahoru a atom vpravo dolů, a $\delta_{s_1=\downarrow}\delta_{s_2=\uparrow}$ stav opačný. Vlnová funkce (1) je příkladem kvantové superpozice a navíc reprezentuje tzv. propletený stav. *Superpozice* proto, že dvojice atomů není ani v jednom ze spinových stavů $\uparrow\downarrow$ a $\downarrow\uparrow$, ale v jistém smyslu v obou těchto stavech současně (právě jako prostorová vlnová funkce vyjadřuje superpozici polohových stavů). *Propletený stav* proto, že (1) nemá tvar součinu $\psi_1(\vec{x}_1, s_1, t) \times \psi_2(\vec{x}_2, s_2, t)$, takže ani jednomu z atomů nelze přiřadit samostatnou vlnovou funkci.

Když nyní provedeme měření spinové projekce atomu *vlevo* (B na obr. 2), bude výsledek buď „nahoru“ nebo „dolů,“ oboje s pravděpodobností 50 %. Protože při měření vlnová funkce (1) kolabuje jen do prvního, resp. druhého členu v hranaté závorce, stává se *v tom samém okamžiku* jednoznačně určeným i výsledek následného spinového měření na atomu *vpravo* (C), který ovšem tou dobou už může být libovolně daleko. Je to tedy přesně jako ve slavném (Woody Allenem zaznamenaném) paranormálním případě dvou bratrů žijících na opačných polokoulích, z nichž „jeden se umyl a druhý byl najednou čistý.“

3 Interpretace kvantové mechaniky

K tomuto překvapivému důsledku kvantové teorie zaujali její „otcové zakladatelé“ zcela protichůdné postoje. Jeden z těchto postojů by se dal charakterizovat jako pragmatický a jeho stoupencem byl např. N. Bohr. Je možné ukázat, že kolaps vlnové funkce nelze využít k přenášení zpráv nadsvětelnou (nekonečnou) rychlostí—brání tomu náhodnost výsledků měření. Navíc vzdáme-li se pokusů přiřadit vlnové funkci význam něčeho reálně existujícího, ale prohlásíme-li ji

jen za vyjádření *naší informace* o systému, nedochází při kolapsu vlnové funkce v EPR experimentu k okamžitému ovlivnění druhé částice ani na úrovni formalismu kvantové mechaniky (pamatujme, že před měřením jednotlivé atomy nemají své vlastní vlnové funkce a proto až do okamžiku, kdy je výsledek levého měření sdělen pozorovateli vpravo, jsou maximální informací o atomu vpravo pouze pravděpodobnosti $p(\uparrow) = p(\downarrow) = 1/2$). Proto podle stoupenců pragmatického přístupu vlastně není důvod ke znepokojení. A. Einstein tento názor nesdílel. Naopak věřil, že jeho paradox je zřejmým důkazem toho, že kvantová mechanika není úplnou teorií.

Úplná teorie, o které Einstein snil, měla fyziku vrátit k realismu (a determinismu) klasické fyziky. V případě EPR experimentu by to znamenalo, že již v okamžiku rozpadu mateřské částice by nějaké dosud neznámé fyzikální parametry jednoznačně určovaly, jak dopadnou všechna myslitelná měření polarizace na obou vzniklých částicích (měření projekcí obou spinů na různé osy). Tato hypotetická *teorie se skrytými parametry* by měla dávat stejné předpovědi jako kvantová mechanika ve všech dosud testovaných experimentálních situacích, ale na rozdíl od kvantové mechaniky by byla lokální (a pokud možno deterministická). Po mnoho desetiletí se zdál spor mezi „pragmatiky“ a „realisty“ nerozhodnutelný. V roce 1964 ale J. Bell ukázal [2, 3], že výše uvedené jednoduché požadavky kladené na teorie se skrytými parametry nemohou být splněny současně. Např. z tvaru vlnové funkce (1) vyplývají korelace mezi výsledky měření na obou EPR atomech neslučitelné s obecnými předpoklady *libovolné* lokální teorie se skrytými parametry, kde jedinou příčinou korelace jsou právě společné skryté parametry „zrodívší se“ při rozpadu molekuly (jedná se především o korelace v takových situacích, kdy přístroje B a C na obr. 2 měří projekce spinu ve vzájemně pootočených soustavách). V dnešní době máme k dispozici několik velmi věrohodných experimentálních testů Bellem odvozených nerovností, které asi již nade vši pochybnost vylučují možnost nahrazení kvantové mechaniky nějakou *lokální* teorií se skrytými parametry.

Samotný Bell nebyl z „pragmatické“ formulace kvantové mechaniky nijak nadšen. Především odmítal rozdělení světa na „kvantové objekty“ (které se samy o sobě řídí spojitými, deterministickými a lokálními zákony kvantové evoluce) a „klasické měřicí přístroje“ (které se vměšují do hladkého běhu kvantového světa v okamžicích, když provádíme svá měření). Upozorňoval, že fyzikální teorie by neměly být omezeny na *observables* (pozorovatelné), ale měly by odhalovat skutečné *beables* („býtelné“), které stojí za pozorováními [2]. Jenže jak si tyto „býtelné“ máme představovat, když ne jako lokální parametry určující reálné vlastnosti kvantových systémů?

Na základě starších ideí L. de Broglieho navrhl v roce 1952 „realistickou“ a deterministickou interpretaci kvantové teorie D. Bohm [3]. Jeho teorie se dá zformulovat stejným způsobem jako klasická mechanika s tím rozdílem, že kromě klasických silových polí v ní na částice působí ještě tzv. *kvantový potenciál*, odvozený z celkové N -částicové vlnové funkce $\Psi(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_N, t)$ systému. Bohmova teorie tedy používá aparát standardní kvantové mechaniky (včetně Schrödinge-

rovy rovnice), ale vlnová funkce pro ni nepředstavuje úplnou charakteristikou stavu, ale jen jakýsi mezistupeň výpočtu klasických trajektorií částic. Odtud název „teorie pilotní vlny.“ Tato reformulace kvantové mechaniky klasickým jazykem ovšem vede k velmi nezvyklým důsledkům. Kvantový potenciál ovlivňuje pohyb částic i v prázdném prostoru, kde nepůsobí žádná „klasická“ síla. Přímočaré trajektorie mezi stínítkem a clonou s jednou štěrbinou se po otevření druhé štěrbinou v interferenčním experimentu zvláštním (a ladným!) způsobem zvlí právě tak, aby velký počet částic (s náhodnými počátečními polohami) na stínítku vytvořil charakteristický obrazec z obr. 1. Každá částice se o uspořádání celé soustavy (o přítomnosti druhé štěrbinou) „doví“ prostřednictvím kvantového potenciálu.

V případě vícečásticové soustavy je pohyb libovolné vybrané částice v každém okamžiku ovlivněn polohami všech ostatních částic soustavy (obecně celého Vesmíru). To znamená (ve shodě s Bellovým odvozením), že teorie pilotní vlny je *nelokální* (skrytými parametry jsou polohy částic). Tímto způsobem mezi sebou podle Bohma komunikují také obě EPR částice. Spinová projekce se určuje např. vychýlením částice v nehomogenním magnetickém poli, takže různé výsledky měření spinu levého atomu odpovídají různým polohám, které prostřednictvím kvantového potenciálu okamžitě ovlivňují měření spinu (polohu) atomu vpravo. Ještě podivnější je skutečnost, že kvantový potenciál nemůže být popsán nějakou univerzální funkcí souřadnic všech částic, ale závisí na mnohočásticové vlnové funkci systému, tedy veličině, která nemá v rámci klasického náhledu jasnou interpretaci. Je třeba zdůraznit, že teorie pilotní vlny—přes všechny námitky, které proti ní byly na základě těchto zvláštností vzneseny—pouze explicitně konkretizuje podivné vlastnosti kvantového světa.

Řekli jsme, že tvar clony v dvoušterbinovém experimentu ovlivňuje hodnoty kvantového potenciálu v celém prostoru. V roce 1959 poukázali Y. Aharonov a D. Bohm [4] (na základě dřívějších prací jiných autorů) na do jisté míry podobný efekt na úrovni „čisté“ kvantové mechaniky bez dodatečných předpokladů. Zatímco v klasické fyzice jsou všechny měřitelné účinky elektromagnetického pole spojeny s veličinami elektrické a magnetické intenzity (resp. indukce), v kvantové fyzice je nutné pracovat se skalárním a vektorovým potenciálem, $\varphi(\vec{x}, t)$ a $\vec{A}(\vec{x}, t)$, které byly do té doby považovány jen za pomocné (a nejednoznačné) veličiny sloužící k vyjádření intenzit. Lze ukázat, že elektromagnetické potenciály mohou být nenulové i tehdy, když v daném místě nepůsobí klasicky měřitelné pole. Třeba elektrické pole ideálního (nekonečného) kondenzátoru je lokalizováno jen v prostoru mezi jeho deskami, ale skalární potenciál je různý od nuly i vně; podobně magnetické pole ideální cívky má klasické účinky jen uvnitř cívky, zatímco vektorový potenciál je nenulový všude. Nyní si představme, že bezprostředně za dvoušterbinovou clonu na obr. 1 umístíme (paralelně se šterbinami) velmi tenkou cívku uzavřenou v neprostupném pouzdře. Protože částice nemohou proniknout dovnitř cívky, musí tam hodnota vlnové funkce být nulová. Přesto má velikost proudu protékajícího cívku přímé (a experimentálně prokázané) účinky na interferenční obrazec. Tak jako je výše zmíněná vlast-

nost kvantového potenciálu spojena s inherentní kvantovou nelokalitou „EPR typu,“ Aharonovův–Bohmův jev se zdá být příznakem ještě další formy nelokality („typu AB“), která zpochybňuje samotný princip (i) z úvodu (viz analýzu v ref. [5]).

Vraťme se ale zpět k „býtelným.“ I když hypotéza pilotní vlny má své zastánce, všeobecně se spíše soudí, že ještě není tou pravou „kvantovou mechanikou bez pozorovatelů,“ o které uvažoval Bell. Ten se v jedné ze svých pozdních prací [2] přiklonil k teorii „kvantových skoků“ G.C. Ghirardiho, A. Riminiho a T. Webera z roku 1985 o spontánní prostorové lokalizaci kvantových systémů. Vlnová funkce $\Psi(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_N, t)$ mnohočástečkové soustavy podle této teorie nekolabuje při měření vnějším pozorovatelem, ale „sama od sebe.“ Podle prvních odhadů by tyto kvantové skoky měly probíhat náhodně, s dobou opakování řádově $\tau \approx (10^{15}/N)$ sec (kde N je počet částic zahrnutých v Ψ), a vlnová funkce by se vždy lokalizovala v prostoru jedné, pokaždé znovu náhodně vybrané částice s charakteristickým rozlišením $\Delta x_i \approx 10^{-7}$ m (sourovnice ostatních částic by v tomto aktu zůstávaly neurčité). Makroskopické objekty ($N > 10^{20}$) by si tak podržely své klasické (prostorově lokalizované) vlastnosti i pod kvantovými zákony ($\tau < 10^{-5}$ sec), zatímco mikroskopické systémy ($N \approx 1$) by svou kvantovou neurčitost ztrácely zpravidla až v interakcích s většími soustavami (jako jsou měřicí přístroje). Např. v EPR experimentu by dvojice částic zůstala v kvantově neurčitém stavu (1) až do interakce s měřicím přístrojem B (obr. 2), kdy by dramatické zvětšení počtu zúčastněných částic ve výrazu pro τ velmi rychle způsobilo skok jen do jednoho ze spinových stavů. Z praktického hlediska to samozřejmě znamená totéž jako předpoklad, že ke kolapsu dojde až v okamžiku registrace výsledku „vědomím pozorovatele“ (extrémní interpretace procesu měření). Rozdíl, a to zásadní, je ve „fyzikálnosti“ obou předpokladů.

Je zřejmé, že ani teorie kvantových skoků neodstraňuje problém nelokality kvantové mechaniky. Naopak, okamžité působení na dálku, které je ve standardní formulaci vykázáno kamsi na okraj teorie, se v aktech lokalizace stává reálným fyzikálním dějem. Přesto má tato myšlenka jistou přitažlivost. Zatímco vlnová funkce $\Psi(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_N, t)$ N -částečkové soustavy „žije“ v abstraktním $3N$ -rozměrném konfiguračním prostoru, každý kvantový skok je charakterizován konkrétním místem \vec{x} v obyčejném 3-rozměrném prostoru! Bell proto viděl v aktech lokalizace „matematický obraz reálných událostí v určitých místech a časech“ a navrhl je pokládat za „lokální býtelné“ fyzikálního světa. „Každý kousek hmoty je galaxií takových aktů.“ [2]. Poznamenejme, že novější obdobou myšlenky spontánní lokalizace je gravitačně indukovaný kolaps vlnové funkce, navržený R. Penrosem [6], a do jisté míry i teorie interakce kvantových systémů s lokální prostoročasovou „pěnou“ [7].

Zcela opačný přístup k problému kolapsu vlnové funkce zaujal v roce 1957 H. Everett III [3]. V jeho teorii, známé dnes jako teorie *mnoha světů*, kolaps vlnové funkce jednoduše neexistuje! Protože kvantová mechanika je fundamentální teorií, lze uvažovat o vlnové funkci celého Vesmíru (kvantová kosmologie).

Každý z alternativních vesmírů, který tato vlnová funkce připouští, podle Everetta aktuálně existuje. Dojem jedinečnosti světa vzniká v důsledku korelace mezi dvěma částmi celkové vlnové funkce Vesmíru: částí, která popisuje vědomí (paměť) pozorovatele, a částí odpovídající „zbytku světa.“ Tohle jistě zní dost fantasticky a pro mnoho lidí nestravitelně, ale hlavním problémem Everettovy teorie je spíš něco jiného: Vlnová funkce se dá ekvivalentně vyjádřit v nekonečně mnoha různých bázích či reprezentacích (např. souřadnicové a impulsové). Ve standardní kvantové mechanice je výběr reprezentace záležitostí matematické libovůle, ale v mnohosvětové interpretaci (která připisuje vlnové funkci ontologicky mnohem významnější status) je třeba se k jedné z reprezentací přiklonit. Jenže k jaké?

Novější obdobou mnohosvětové interpretace je teorie *kvantových historií* M. Gell-Manna, J. Hartla, R. Griffithse a R. Omnèse [8]. Základním pojmem jsou zde sekvence po sobě následujících vlastností daného kvantového systému, např. prostorové oblasti udávající polohy částice v určitém sledu okamžiků. Existuje nekonečně mnoho různých kvantových historií. Liší se jak druhem veličin, které v nich vystupují (kromě poloh můžeme uvažovat také sekvence hybností, smíšené sekvence střídající polohy a hybnosti atd.), tak hodnotami (intervaly hodnot), kterých příslušné veličiny nabývají. Je-li zadán počáteční stav systému, stanoví kvantová mechanika pro každou historii určitou pravděpodobnost P . Podle toho, jestli tyto pravděpodobnosti splňují či nesplňují klasické zákony sčítání, se pak historie dělí do množin, které jsou či nejsou vnitřně konzistentní. Tak třeba v dvouštěrbinovém experimentu na obr. 1 můžeme uvažovat následující tři historie: (a) průchod částice *dolní* štěrbínou a její dopad na místo \vec{x} (+ okolí) stínítka, (b) průchod částice *horní* štěrbínou a dopad na \vec{x} a (c) průchod částice *dolní nebo horní* štěrbínou (tj. oblastí, která je sjednocením obou předchozích oblastí) a dopad opět na stejné místo stínítka. Tyto historie nejsou konzistentní, protože ačkoliv lze symbolicky psát $c=a+b$ (sjednocení intervalů), v důsledku interference $P(c) \neq P(a) + P(b)$. Ukazuje se ale, že tomu tak nemusí být vždy. Přítomnost dalších kvantových elementů, které se experimentu nepřímo účastní v roli „svědků“ (třeba atomů ovlivněných průchodem částice), totiž za určitých specifických podmínek (omezujících jak způsob interakce tohoto „prostředí“ s procházející částicí, tak jeho počáteční stav) vede k obnovení konzistence (a tedy vymizení interference). V této souvislosti se mluví o jevu tzv. *dekoherence*.

Možná, že paralelní světy Everettovy teorie jsou právě ty, které dohromady tvoří konzistentní (dekoherentní) sadu historií. Potíž je v tom, že takových konzistentních sad je nekonečně mnoho. Které z těchto „alternativních vesmírů“ *skutečně existují* a které ne? A co vlastně vyjadřuje kvantovou mechanikou vypočtená pravděpodobnost něčeho, co se událo jen jednou? Nevíme, zda se fyzika těmito otázkami již nedotýká mezi své působnosti.

4 Restaurant Na Konci Vesmíru

V teorii kvantových historií problém kolapsu vlnové funkce neexistuje. Nelokalita je však obecnou vlastností kvantové mechaniky nezávislou na interpretaci a tak „je-li vykázána dveřmi, vrátí se oknem.“ V případě historií se projevuje ve formě korelací nedovolujících lokálně–kauzální vysvětlení. Uvažme EPR situaci podle obr. 2, v níž pozorovatelé B a C byli v době měření vzdálení třeba několik světelných let a oba použili své výsledky k vygenerování řady náhodných (nikoliv jen pseudonáhodných!) čísel (výsledky měření na několika za sebou vyslaných párech atomů ve stejném kvantovém stavu). Dlouho potom v „Restauraci Na Konci Vesmíru“ vzpomínají na „historii,“ kterou prožili:

Můj generátor náhodných čísel vytvořil sekvenci
001011101101011100110101111001010110110010

To je zvláštní, můj generátor napsal naopak řadu
110100010010100011001010000110101001001101

Skutečnost, že druhá řada je dokonalou inverzí řady první snad oba zpočátku zarazí, popravdě na ní ale vůbec nic divného není. Oba atomy vznikly společně a jejich vlastnosti jsou tedy korelované. A protože oba pozorovatelé prováděli svá spinová měření ve *stejně souřadné soustavě* (prazvláštní shoda okolností!), jsou jejich výsledky stoprocentně obrácené. Co kdyby ale soustavy měření v B a C byly vybrány náhodně a nezávisle? Inverze výsledků by pak nebyla dokonalá, nicméně použití běžného aparátu matematické statistiky by jistý stupeň korelace (větší či menší, podle konkrétní volby soustavy) vždy odhalilo. Podle Bellova teorému zmíněného v předchozí kapitole k vysvětlení těchto korelací nestačí předpokládat, že jejich příčinou jsou nějaké parametry, které si oba atomy nesou od okamžiku společného vzniku s sebou. V tom je skutečné jádro nelokality kvantové teorie!

Naši kosmičtí veteráni mají teď několik možností: (a) Požádají vrchního Na Konci Vesmíru o další skleničku. (b) Oddají se fatalismu a uvěří, že volba jejich souřadných soustav ve skutečnosti nebyla nezávislá, a že žádná taková volba nikdy není nezávislá. (c) Přijmou Bohmův holistický pohled [9], podle něž je svět těsně provázaný celek nedovolující oddělený popis jednotlivých částí. Zdá se ovšem, že řešení (a) je nejuniverzálnější, protože obě pseudořešení (b) i (c) v něj nejspíš stejně vyústí. Existuje nějaké (d)?

V díle *Mysterium Cosmographicum* navrhl J. Kepler (nedlouho před svou teorií planetárních elips) hypotézu, podle níž jsou vzdálenosti planet od Slunce určeny geometrickými poměry jistým způsobem uspořádaných tzv. dokonalých těles. Matematická krása a „předzjednaná harmonie“ jsou zde nadřazeny lokálním příčinám a účinkům, pomocí kterých o vzniku Sluneční soustavy uvažujeme dnes. Je nelokalita vyplývající z kvantové teorie předzvěstí návratu Keplerova způsobu uvažování do vědeckých teorií?

Reference

- [1] R.P. Feynman: *Feynmanove prednášky z fyziky*, 5. díl, Alfa, Bratislava, 1990.
- [2] J.S. Bell: *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*, Cambridge University Press, 1987 (úplný soubor Bellových prací o kvantové mechanice).
- [3] *Quantum Theory and Measurement*, ed. J.A. Wheeler a W.H. Zurek, Princeton University Press, 1983 (sborník reprintů základních prací o interpretaci kvantové mechaniky).
- [4] Y. Aharonov a D. Bohm, Phys. Rev. **115**, 485 (1959).
- [5] Y. Aharonov a L. Vaidman, Phys. Rev. A **61**, 052108 (2000).
- [6] R. Penrose: *The Emperor's New Mind*, Oxford University Press, 1990, 1999.
- [7] H.D. Zeh: *The Physical Basis of The Direction of Time*, Springer-Verlag, 1989.
- [8] R. Omnès, *The Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton Series in Physics, Princeton University Press, 1994.
- [9] D. Bohm: *Wholeness and the Implicate Order*, Routledge & Kegan Paul, 1980.