

Kvantové hlavolamy IV.

Pokus o klasické východisko

MILOSLAV DUŠEK
PAVEL CEJNAR

PRO ČTENÁŘE
S HLUBŠÍM ZÁJMEM
O KVANTOVOU TEORII

Zákony kvantové mechaniky mají pravděpodobnostní charakter. Neurčují konkrétní výsledky měření, ale pouze možné alternativy a jejich pravděpodobnosti. Je to však opravdu všechno, co můžeme znát? Neexistují „za tím“ nějaké hlubší zákonitosti? Nešlo by přece jen vymyslet teorii, která by umožňovala výsledky měření s jistotou předpovídat (jako je tomu v klasické mechanice)? Z těchto otázek vychází i náš další kvantový hlavolam: tzv. paradox Einsteina, Podolskeho a Rosena.

Kvantový svět a realita

Základem fyzikálního bádání je implicitní víra, že chod světa se vesměs řídí jednoduchými zákony, kterým jsme, přinejmenším do určité míry, schopni porozumět cestou pozorování, logického uvažování a experimentálního ověřování našich domněnek. Nicméně na vztah fyzikální teorie a reality lze stále pohlízet z dosti různých úhlů. Dokumentují to odlišné postoje ke kvantové mechanice dvou významných



1. „Disputace“ Bohra a Einsteina na unikátním, leč věkem značně poznamenaném snímku P. Ehrenfesta

osobností fyziky 20. století, Nielse Bohra a Alberta Einsteina.

Jeden z těch pohledů je do značné míry ovlivněn pozitivizmem. Podle něj má fyzikální teorie smysl pouze jako soubor vztahů mezi měřitelnými veličinami, a nemá tedy význam hledat interpretaci „pomocných“ pojmů a veličin, jako je například vlnová funkce (Vesmír 77, 191, 1998/4), které nelze přímo pozorovat. Přibližně takovým postojem byl asi ve svém uvažování veden Niels Bohr. Kromě toho zastával názor, že náhoda, tedy pravděpodobnostní chování, je mikroskopickým fenoménům vlastní a nelze se jí nijak vyhnout. Naproti tomu podle ideálu klasické fyziky mají prvky fyzikální teorie vystihovat skutečné, nezávisle na teorii existující vlastnosti systému. Klasický pohled je také striktně deterministický: přesná znalost počátečních podmínek a zákonů časového vývoje umožňuje přesně předpovědět výsledky jakýchkoli pozdějších měření. Zastáncem takových postojů, alespoň ve vztahu ke kvantové teorii, byl Albert Einstein.

Pocit jakési nepřírodnosti, který adepti fyziky obvykle zažívají při prvních hodinách kvantové teorie, svědčí o tom, jak hluboce je v nás druhý z pohledů, tj. pohled klasické fyziky, zakořeněný. Asi proto si řada fyziků (Einsteinem počínaje) kladla otázku, zda

KVANTOVÉ SUPERPOZICE A MĚŘENÍ

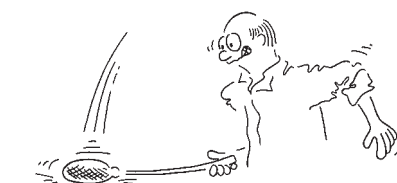
Z předchozích částí Hlavolamů (Vesmír 77, 129–132, 189–192, 272–277, 1998/3, 4, 5) již víme, že kvantové soustavy se mohou nacházet v tzv. stavech superpozice. To znamená, že určitá kombinace $|\Psi\rangle = \alpha|\psi_1\rangle + \beta|\psi_2\rangle$ dvou stavů systému $|\psi_1\rangle$ a $|\psi_2\rangle$ (odpovídajících např. dvěma různým polohám částice) s komplexními koeficienty α a β představuje opět nějaký stav systému (v němž však obecně již o žádné určité poloze částice hovořit nelze). Ukázali jsme například, že stav fotonu v interferometru je popsán součtem dvou členů, z nichž každý odpovídá šíření fotonu jedním ze dvou ramen interferometru. Foton tak vlastně jakoby prochází oběma rameny současně, což se za vhodných podmínek projevuje interferenčním chováním – šíří se tedy jako vlna. Ačkoli je ale foton takto *nelokalizovatelný*, je zároveň *nedělitelný*: nemůžeme nikdy změřit, zaregistrovat detektorem, „půlku fotonu“ – v tomto smyslu se tedy chová i jako částice.

Zmíněná vlastnost nedělitelnosti fotonu souvisí se zvláštnostmi procesu kvantového měření, které předsta-

vuji snad největší problém v chápání kvantové teorie. Bylo řečeno, že některé fyzikální veličiny – např. energie elektronů v atomech – jsou kvantovány. Máme-li takový elektron ve stavu superpozice $|\Psi\rangle = \alpha|E_1\rangle + \beta|E_2\rangle$ dvou stavů odpovídajících povoleným hodnotám energie E_1 a E_2 , výsledkem měření energie bude buď E_1 , nebo E_2 . Pravděpodobnosti těchto výsledků jsou úměrné kvadrátům absolutních hodnot příslušných koeficientů, tj. hodnotám $|\alpha|^2$ a $|\beta|^2$. Zde se dostáváme k důležitému faktu, že totiž kvantová mechanika *není schopna* s jistotou předpovědět konkrétní výsledky měření, ale nabízí jen jednotlivé alternativy a jejich pravděpodobnosti. Máme tedy pouze informaci o četnosti možných výsledků při provádění stejných experimentů na systému opakovaně připravovaném v daném stavu $|\Psi\rangle$. Přijmeme-li tento fakt, musíme se vzdát determinizmu, který měl své pevné místo v klasické fyzice. Další vlastností kvantového měření je, že stav systému se po měření změní – dojde ke *kolapsu vlnové funkce*: pokud jsme před měřením měli stav $|\Psi\rangle$ z předchozího příkladu a změřili jsme např. hodnotu energie E_1 , bude výsledný stav systému po měření $|E_1\rangle$. Proces měření tedy (na rozdíl od spontánní kvantové evoluce) nezachovává stavy superpozice (je nelineární). Navíc je nevratný (časově ireverzibilní) – při obráceném časovém sledu událostí („na filmu puštěném pozpátku“) nelze žádným způsobem rozhodnout, do jaké superpozice má stav $|E_1\rangle$ přejít.



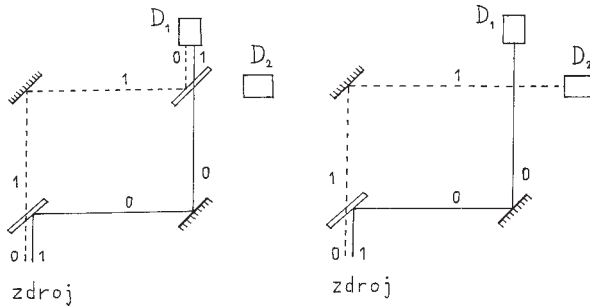
ŽIVA! MOUCHA ZAPLNŮJE CELÝ PROSTOR



ROZPLÁČNEME-LI MOUCHU, JE LOKALIZOVÁNA. BOHUŽEL VŠAK SE TÍM ZNIČÍ.

JEDNODUCHÝ MODEL SE SKRYTÝM PARAMETREM

Pravděpodobnostní kvantověmechanické předpovědi chování fotonu při průchodu interferometrem (Hlavolamy II.) by se například daly vysvětlit tak, že s každým fotonem je spojen jeden další parametr, nabývající hodnoty 0 nebo 1, který rozhoduje o tom, zda foton polopropustným zrcadlem projde, nebo se od něj odrazí (např. při hodnotě 0 projde a při 1 se odrazí) a který neumíme ovlivnit. Budeme-li předpokládat, že při každé interakci fotonu s polopropustným zrcadlem se hodnota parametru změní (z 0 na 1 a naopak), pak – jak snadno nahlédne-



me (viz obrázek) – budou fotony v „interferenčním“ uspořádání (na obrázku vlevo) bez ohledu na počáteční hodnotu parametru dopadat vždy na detektor D_1 , zatímco v „bezinterferenčním“ uspořádání bez druhého polopropustného zrcadla (obrázek vpravo) budou fotony s původní hodnotou skrytého parametru 0 dopadat pouze na detektor D_2 a s původní hodnotou 1 pouze na detektor D_1 . Pokud budou hodnoty skrytého parametru v jednotlivých experimentech zcela náhodné se stejnou četností nul i jedniček, bude právě popsany model dávat stejné předpovědi jako kvantová mechanika. Statistický charakter výsledků bude důsledkem statistického popisu skrytého parametru, tj. důsledkem neznalosti jeho konkrétních hodnot.

Tento jednoduchý model samozřejmě není příliš univerzální (již při docela malých změnách v uspořádání experimentu bychom se dostali do potíží), kromě toho je značně „umělý“ (proč by se hodnota skrytého parametru měla měnit právě při interakci fotonu polopropustným zrcadlem?), nicméně je snad názornou ilustrací, co myšlenka skrytých parametrů znamená. Jak ale uvidíme, neexistuje žádná lokální (viz dále) teorie se skrytými parametry, která by obecně dávala stejné předpovědi jako kvantová mechanika.

za kvantovou mechanikou přece jen nejsou nějaké hlubší zákonitosti slučitelné s klasickým ideálem. Zda nevysvětlitelnost kvantových jevů klasickými zákony není jen zdánlivá, pramenící z neznalosti nějakých prozatím nám skrytých fyzikálních charakteristik (stupňů volnosti) kvantových systémů. Pokusům dokázat neúplnost kvantové teorie a rehabilitovat klasickou fyziku (nutno předeslat, že neúspěšným) dnes říkáme teorie se *skrytými parametry* (viz rámeček výše).

Rozsáhlé diskuse mezi Bohrem a Einsteinem (viz obr. 1), které probíhaly od konce dvacátých let, byly pro další rozvoj kvantové mechaniky v mnoha ohledech velmi přínosné. Jednak jistě přispěly (prostřednictvím Bohra) k formování tzv. kodaňské interpretace kvantové mechaniky (o níž jsme se zmiňovali ve třetí části Hlavolamů), jednak přivedly v roce 1935 Einsteina spolu s Borisem Podolským a Nathanem Rosenem k formulaci myšlenkového experimentu, který se stal jedním z nejslavnějších příkladů neslučitelnosti kvantových zákonů s naší „klasickou“ intuicí. Jeho cílem

bylo „přečtyračit“ princip neurčitosti (viz rámeček dole) a poukázat tak na neúplnost kvantové teorie. Na dvojici částic připravené ve speciálním kvantovém stavu se zde mělo demonstrovat, že – ve sporu s kvantovým principem neurčitosti – existuje současně poloha i hybnost částice. Proto se tento myšlenkový pokus nazývá EPR paradox (EPR – Einstein, Podolsky, Rosen).

V roce 1952 přeformuloval David Bohm myšlenkový experiment EPR tak, že místo polohy a hybnosti použil dva různé průměty spinu¹⁾ každé částice, jimž kvantová mechanika rovněž zakazuje, aby měly oba zároveň *určitou* hodnotu. Fakticky to byl první krok

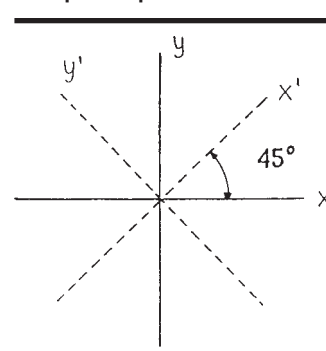
1) Spin je vlastní moment hybnosti částice. Chová se tedy jako vektor a pod jeho „různými průměty“ rozumíme průměty do různých směrů (os). Tyto průměty (stejně jako velikost spinu) jsou kvantovány. Například průmět spinu fotonu do směru šíření může nabývat pouze hodnot ± 1 (ve vhodných jednotkách). Stav fotonu s ostrou hodnotou průmětu spinu do směru šíření (stavy, u nichž lze jednoznačně předpovědět výsledek měření *tohoto* průmětu spinu) odpovídají kruhové polarizovaným fotonům, jejich určité superpozice pak stavům s lineární polarizací (viz Vesmír 77, 192, 1998/4).

PRINCIP NEURČITOSTI

Řekli jsme, že v kvantové mechanice nemůže mít částice zároveň přesnou polohu i hybnost. Podobné omezení platí i pro různé další dvojice fyzikálních veličin. Souvisí to s tím, že v kvantové mechanice je stav systému popsán zcela jinak než v mechanice klasické (kde je určen souborem poloh a hybností všech částic) a fyzikální veličiny jsou do značné míry definovány způsobem jejich měření. V druhé části Hlavolamů jsme mluvili o tom, že i když měření nějaké veličiny A na nějakém stavu $|a\rangle$ dává vždy s jistotou hodnotu a , výsledky měření jiné veličiny B na tomtéž stavu mohou být zcela neurčitě. Stav $|a\rangle$ je totiž „z hlediska veličiny B “ superpozicí, $|a\rangle = \sum_b \beta_b |b\rangle$ (symbolem $|b\rangle$ jsme označili stavy, na nichž měření veličiny B dává jednoznačně hodnotu b , \sum_b značí sečtení přes všechny hodnoty b , které přicházejí v úvahu, a β_b jsou odpovídající koeficienty). Je tedy zřejmé, že měření veličiny B nám může dávat obecně různé výsledky b , každý s pravděpodobností $|\beta_b|^2$. Existují dvojice veličin, které nikdy (na žádném stavu systému) nemohou dát *obě zároveň* jednoznačně předpověditelné výsledky měření. Čím jistější je výsledek měření jedné veličiny, tím neurčitější je výsledek měření druhé. To je obsah tzv. *principu neurčitosti*, formulovaného poprvé Wernerem Heisenbergem.

Příkladem takové dvojice fyzikálních veličin je třeba právě souřadnice a hybnost částice. Máme-li stav $|\vec{r}\rangle$ částice

s určitou polohou, nemůžeme vůbec nic říci o hybnosti \vec{p} , a naopak. Jiným příkladem je lineární polarizace fotonu v referenční soustavě xy (tedy to, zda je foton polarizován ve směru x nebo y) a polarizace v soustavě $x'y'$ pootočené vzhledem k xy o 45° (viz obrázek). Máme-li například foton ve stavu $|x\rangle$ s lineární polarizací ve směru osy x , pak výsledek měření polarizace v soustavě $x'y'$ je zcela neurčitý. Víme totiž (srov. Vesmír 77, 192, 1998/4), že $|x\rangle = (\cos 45^\circ)|x'\rangle - (\sin 45^\circ)|y'\rangle$, a proto pravděpodobnosti nalezení polarizace fotonu ve směrech x' a y' jsou stejné, obě rovny $1/2$ ($=|\cos 45^\circ|^2 = |\sin 45^\circ|^2$). Zopakujme si, že polarizaci lze měřit například pomocí hranolu islandského vápence, na němž



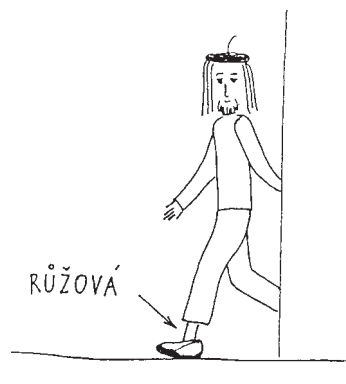
se svazek dopadajícího světla dělí na dva svazky s přesně definovanými vzájemně kolmými lineárními polarizacemi – třeba právě ve směrech x' a y' při vhodné orientaci krystalu. Dopadá-li na hranol jediný foton, musí si „vybrat“ jednu z těchto dvou cest, což právě realizuje měření polarizace ve zvolené referenční soustavě $x'y'$.

2. Nikdo nemůže tušit, jaké ponožky si dnes doktor Bertlmann oblékl, ale zhlédnete-li, že na levé noze má růžovou, můžete s jistotou tvrdit, že na pravé růžovou nemá.

směrem k prakticky proveditelnému fyzikálnímu experimentu.

Ponožky pana Bertlmann

Ví se, že doktor Bertlmann s oblibou nosí každou ponožku jiné barvy. Je naprosto nepředvídatelné, jakou ponožku bude mít který den na které noze. Ale spatříte-li



li pana Bertlmann vycházet zpoza rohu (viz obr. 2) a všimnete-li si, že na jedné noze má například růžovou ponožku, můžete si být jisti, že na druhé růžovou nemá. Na tom není nic divného.

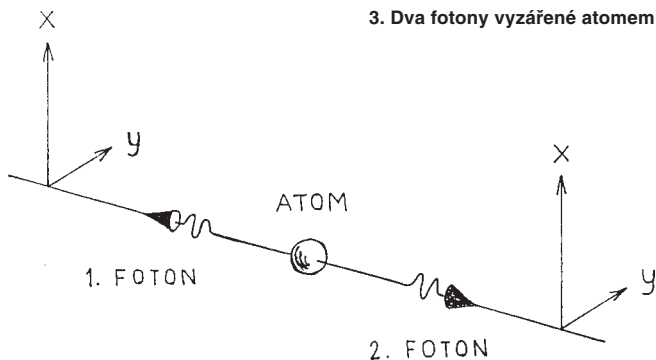
Vraťme se však zase k fyzice. Představte si třeba nějaký atom, který vyzáří dva fotony do opačných směrů (viz obr. 3), a to takovým způsobem, že oba fotony nikdy nemohou být nalezeny ve stejném polarizačním stavu.²⁾ Nevíme, jak bude který z fotonů polarizován, ale víme, že když zjistíme první foton lineárně polarizovaný např. ve směru x , druhý tak určitě polarizován nebude (aniž bychom museli měření na druhém fotonu skutečně provést). Trochu to připomíná záležitost s ponožkami pana Bertlmann, ale je to opravdu totéž?

Kvantová mechanika popisuje stav takové dvojice fotonů superpozicí:³⁾

$$|x\rangle_1|y\rangle_2 - |y\rangle_1|x\rangle_2.$$

Zde $|x\rangle_1$ představuje stav lineární polarizace prvního fotonu podél osy x , $|y\rangle_2$ stav polarizace druhého fotonu podél y atd.⁴⁾ (viz obr. 3). Všimněte si, že v každém členu superpozice jsou oba fotony, ve shodě s požadovanou podmínkou, polarizovány opačně. Když přejdeme od souřadnic x a y k libovolně pootočené soustavě $x'y'$ (tj. vyjádříme $|x\rangle$ a $|y\rangle$ pomocí $|x'\rangle$ a $|y'\rangle$), výše uvedený výraz se nezmění, bude jen obsahovat čárkované polarizační stavy místo původních nečárkovaných (tj. nabude tvaru $|x'\rangle_1|y'\rangle_2 - |y'\rangle_1|x'\rangle_2$). Je to důsledek speciálního tvaru superpozice. Provedeme-li na dvojici fotonů připravené v tomto stavu měření lineární polarizace prvního fotonu v libovolném směru⁵⁾ (x') a zároveň měření polarizace druhého fotonu ve směru kolmém (y'), budou výsledky vždy zcela korelovány. To znamená, že zaregistrujeme na příslušných výstupech polarizačních hranolů (s uvedenými polarizacemi) buď oba fotony, nebo žádný. Podstatné je, že tento celkový stav obou fotonů nelze žádným způsobem vyjádřit tak, aby v něm různé stavy jednotlivých fotonů nebyly promíchány – je to nám již známý propletený (entangled) stav (viz Vesmír 77, 275, 1998/5).

3. Dva fotony vyzářené atomem



Jak vyplývá z postulátu o kolapsu vlnové funkce, stav systému se po měření lineární polarizace prvního fotonu v soustavě $x'y'$ změní buď na $|x'\rangle_1|y'\rangle_2$, nebo na $|y'\rangle_1|x'\rangle_2$ (podle toho, jaký bude výsledek měření). Zatímco před měřením na prvním fotonu je polarizace druhého fotonu nejistá stejně jako polarizace fotonu prvního (obě možnosti x' a y' mají šanci 50 %), po tomto měření je již výsledek případného měření polarizace v soustavě $x'y'$ na druhém fotonu jednoznačně určen (na druhém fotonu totiž musí být naměřena opačná polarizace než na fotonu prvním). Zdá se tedy, že kvantové měření na prvním fotonu ovlivní okamžitě i stav druhého fotonu, bez ohledu na to, jak jsou oba fotony od sebe vzdáleny! Jinými slovy: při měření provedeném v jednom daném místě kolabuje vlnová funkce naráz v celém prostoru. To je ale divné. Kdyby se takhle chovaly i ponožky pana Bertlmann, znamenalo by to, že např. pravá ponožka skrytá za rohem (obr. 2) se vybarví teprve v okamžiku, když zjistíme barvu ponožky levé.

Kdyby byl kvantový popis neúplný, rozdělení pravděpodobnosti různých možných výsledků měření by zrcadlilo jen nějakou naši neznalost skutečného stavu systému. Pak v okamžiku, kdy se naše znalosti obohatí – např. díky měření, při němž jsme zjistili, který konkrétní případ se realizuje – dojde také k okamžité změně pravděpodobnostního rozdělení „v celém prostoru“. Změní se totiž naše informace o systému. To je O. K. a tak je tomu také v případě ponožek pana Bertlmann. Pokud ale kvantový stav vypovídá o systému vše, co o něm vypovědět lze, pokud vlnová funkce je něčím vskutku „fyzikálním“ a popis pomocí superpozic je správný, pak se tato okamžitá změna, toto působení na dálku vyvolané aktem kvantového měření, zdánlivě dostává do konfliktu s principem příčinnosti (kauzality) zakotveným v teorii relativity.⁶⁾ Jak to tedy s kvantovou mechanikou doopravdy je?

EPR paradox

Názoroví přívrženci EPR tvrdí, že kvantový popis stavu je neúplný. Podle nich výsledky měření na obou fotonech musí být určeny již v okamžiku vyzáření fotonů atomem a celková statistika výsledků je dána náhodným rozdělením hodnot nějakého nám neznámého parametru, podobně jako v případě ponožek pana Bertlmann.

Koncepce EPR vychází z faktu, že výsledky měření lineární polarizace obou fotonů v libovolné referenční soustavě $x'y'$ jsou *úplně korelovány* (lépe řečeno antikorelovány). V dalším se EPR přidržují následujících obecných premis, vyrůstajících z myšlení klasické fyziky:

(1) *Lokalita (separabilita)*. Jestliže v okamžiku měření již oba subsystémy (v našem případě fotony) vzá-

2) Podobné situace v přírodě skutečně existují. Jsou důsledkem zákona zachování momentu hybnosti celé soustavy (tj. obou fotonů a atomu po jejich vyzáření) – říkali jsme si, že polarizace souvisí s vlastním momentem hybnosti fotonu.

3) Pro jednoduchost neuvádíme normovací faktory – tento zápis stavu není normován.

4) Index 1, resp. 2 je zkratka pro prostorovou část stavu. Fotony jsou *nerozlišitelné* částice a *nelze* je očíslovat jako míčky v osudí Sportky. Mluvíme-li o „prvním“ fotonu, míníme ten, co letí na obr. 3 vlevo, podobně „druhý“ je ten, co letí vpravo – nic víc. Označení $|x\rangle$, je tedy třeba chápat jako „jeden foton ve stavu (modu) „směřujícím vlevo“ s polarizací ve směru x “.

5) Při měření polarizace fotonu máme pod „libovolným“ směrem *vždy* na mysli libovolnou osu v rovině *kolmé* na směr šíření fotonu.





6) Podle Einsteinovy speciální teorie relativity mohou být příčinně spojeny jen takové události, pro něž světelný paprsek vyslaný z místa první události v okamžiku, kdy událost nastala, stačí dorazit na místo druhé události před jejím uskutečněním (nebo nejspíše zároveň s ním).

jemně neinteragují, nemůže měření na jednom z nich žádným způsobem ovlivnit druhý.⁷⁾ Přínejmenším nemůže být vzdálený subsystém ovlivněn okamžitě.

(2) *Realita*. Každé měřitelné veličině odpovídá „cosi skutečného“, tzv. *element reality*. Znamená to, že výsledek každého měření je předem určen a že stav objektu je definován právě jeho měřitelnými vlastnostmi.⁸⁾ Např. je-li na fotonu naměřena polarizace x , muselo to být (příslušným elementem reality) určeno již bezprostředně před měřením. Element reality odpovídající této polarizaci ovšem existuje, i kdyby na fotonu žádné měření nebylo provedeno. Proto lze-li s jistotou předpovědět hodnotu (výsledek měření) nějaké fyzikální veličiny – v našem případě polarizace (aniž bychom přitom jakýmkoli způsobem zasáhli do systému, tedy aniž bychom na něm také přímo provedli měření), musí rovněž existovat element reality, který této veličině odpovídá.

(3) *Úplnost*. Každý element reality musí mít svůj obraz v úplné fyzikální teorii.

Jestliže budeme měřit polarizaci na prvním fotonu např. v referenční soustavě xy (ale na druhém fotonu žádné měření provádět nebudeme) a zjistíme ji, dejme tomu, ve směru osy x , pak s jistotou víme, že druhý foton byl nalezen s polarizací ve směru y – to plyne z úplné korelace. Z pohledu kvantové mechaniky dojde ke kolapsu vlnové funkce a druhý foton se dostane do stavu $|y\rangle_2$. Nic nás ale nenutí měřit v soustavě xy – můžeme se rozhodnout měřit polarizaci prvního fotonu třeba v soustavě $x'y'$, pootočené oproti xy o 45° (aniž bychom opět cokoli dělali s druhým fotonem). Dostaneme-li pak např. výsledek y' , opět víme, že měření na druhém fotonu v soustavě $x'y'$ by dalo opačný výsledek x' . Podle kvantové mechaniky se po měření (na prvním fotonu) druhý foton prostě ocitne ve stavu $|x'\rangle_2$. Pokud ale platí předpoklad lokality, *nesmí* měření na prvním fotonu žádným způsobem (okamžitě) ovlivnit druhý, vzdálený foton. A protože fotony předem *nemohou* vědět, jaké měření si usmyslíme provádět, musí být zřejmě všechny možné výsledky měření nějak určeny již v okamžiku vyzáření fotonového páru. Vyjádřeno v jazyce EPR, musí existovat elementy reality (viz předpoklad reality) odpovídající polarizacím druhého fotonu v obou referenčních soustavách xy i $x'y'$ zároveň.

| souřadná soustava | výsledek měření na 1. fotonu | „element reality“ 2. fotonu |
|--------------------|--|--|
| xy : \oplus | např. x :  | y :  |
| $x'y'$: \otimes | např. y' :  | x' :  |

Kvantový popis systému ale evidentně nepodává jednoznačnou informaci o výsledcích všech možných polarizačních měření (jak jsme uvedli v rámečku o principu neurčitosti na s. 334, stavy $|y\rangle_2$ a $|x'\rangle_2$ jsou nekompatibilní v tom smyslu, že v prvním z nich je

7) Tento předpoklad je pro vědu poměrně důležitý, protože vědecká metoda požaduje reprodukovatelnost experimentů. Podmínky pokusu však nemohou být nikdy zcela identické. Ve skutečnosti se snažíme zopakovat pouze „relevantní“ podmínky a doufáme přitom, že relevantními jsou jen podmínky „lokální“, tedy že např. měření spotřeby energie elektroměrem není ovlivněno momentálními pohyby komet v galaxii v Andromedě.

8) To samozřejmě nevyklučuje, že samotný proces měření může stav systému nějak ovlivnit. Měříme-li např. teplotu vody v nádobě, část tepla se spotřebuje na ohřátí rtuti v teploměru a teplota vody proto nepatrně klesne (nebo naopak vzroste, když přejde část tepla ze rtuti na chladnější vodu), to ale neznamená, že bychom přestali věřit, že i před měřením voda *měla* nějakou teplotu. Od této viry nás nezrazuje ani fakt, že měřením různými teploměry dostaneme vzhledem k různým konstrukčním nepřesnostem mírně odlišné hodnoty teploty.

zcela neurčitý výsledek měření polarizace v soustavě $x'y'$, a naopak ve druhém je neurčitý výsledek měření v soustavě xy). Proto přívrženci EPR tvrdí, že kvantová mechanika nemůže být úplnou teorií (viz předpoklad úplnosti) – kvantový popis stavu podle EPR zachycuje pouze částečnou informaci o systému (když se tedy náhle změní, neznamená to nutně, že se změnil i *skutečný* stav fyzikální soustavy).

V pohledu EPR lze kvantový popis reality přirovnat k tomu, jako kdyby nevyzpytatelnost pana Bertlmannova ve volbě barvy ponožek byla zachycena jakousi superpozicí jistých barevných kombinací ponožek, podobně jako stav fotonů byl zachycen superpozicí jistých polarizačních kombinací. Ponožky ale ve skutečnosti samozřejmě vždy mají určité barvy – dokázali bychom je snad předpovědět, kdybychom znali všechno, co se panu Bertlmannovi honí hlavou. Popis pomocí superpozic by tedy byl jen jakousi nouzovou náhražkou nějaké skutečné „úplné teorie ponožek pana Bertlmannova“. Podle EPR je tomu podobně i s polarizačním stavem naší dvojice fotonů a s kvantovou mechanikou vůbec.

Co na to Bohr a jemu blízcí? Podle nich jsou premisy EPR důsledkem neopodstatněného lpění na principech klasické fyziky, která ovšem v mikrosvětě (a tedy ani pro fotony) neplatí. Bohr zdůrazňoval, že určité vlastnosti, jako je poloha, hybnost nebo třeba průmět spinu, lze mikrosoustavě připisat jen v kontextu celého experimentálního uspořádání, tedy jen s ohledem ke klasickému přístroji, jehož pomocí je měříme. Tvrdil, že tyto vlastnosti neexistují „an sich“, jak předpokládá princip reality, ale že jsou do značné míry *definovány* právě klasickým měřicím přístrojem. Říkal tomu celistvost kvantového jevu. Podle něho prostě stav systému a změřené vlastnosti neznamenají totéž.

Vlnová funkce dvojice fotonů sice kolabuje v celém prostoru naráz, to ale ještě neznamená porušení principu kauzality pro měřitelné veličiny. Představme si, že se chystáte měřit polarizaci druhého fotonu (třeba v soustavě $x'y'$), zatímco váš kolega kdesi daleko měří polarizaci fotonu prvního. Jediné, co před měřením na prvním fotonu dokážete říci, je, že obě polarizace x' a y' druhého fotonu mají pravděpodobnosti 50 %. To ale platí i *po* měření na prvním fotonu, *dokud* vám kolega nějak neoznámí svůj výsledek (protože i ten je zcela náhodný).

Ono je vůbec těžké mluvit o změně stavu *jediného* fotonu z „provázaného“ páru. To souvisí s tím, že v kvantové mechanice nelze z celkového stavu systému odvodit stav libovolného jeho subsystému tak jednoduše jako v mechanice klasické. My sice dokážeme v případě propleteného stavu $|\lambda\rangle_1|\mu\rangle_2 - |\nu\rangle_1|\rho\rangle_2$ předpovědět pravděpodobnosti výsledků všech možných polarizačních měření na libovolném fotonu z naší dvojice, nemůžeme však nikdy tvrdit, že např. druhý foton je (před měřením) v nějakém konkrétním stavu $\alpha|x\rangle_2 + \beta|y\rangle_2$. Jednotlivá kvanta nejsou v tomto případě v *čistých* kvantových stavech.⁹⁾ Oba fotony vznikly společně a jejich kvantový stav je proto – bez ohledu na vzájemnou prostorovou oddělenost – *neseperabilní*.

Dlouho se zdálo, že oba právě nastíněné pohledy – tj. „Einsteinův“ a „Bohrův“ – jsou spíše námětem k diskusím za dlouhých zimních večerů než stimulem k praktické vědecké práci. V roce 1964 ale John Bell¹⁰⁾ ukázal, že spor je možné rozhodnout experimentálně...

/pokračování příště/

9) Kvantová teorie umí pracovat nejen s čistými stavy, které jsme zatím výhradně používali, ale také s tzv. stavy smíšenými. Každý z „propletených“ fotonů lze popsat právě smíšeným stavem.

10) J. Bell je mimo jiné také autorem příměru s panem Bertlmannem.