

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Jiří Podolský

Pokusy s dvojštěrbinou - nové testy kvantové teorie

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 38 (1993), No. 2, 87--94

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138317>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1993

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# Pokusy s dvojštěrbinou — nové testy kvantové teorie

Jiří Podolský, Praha

Motto:

Snaha o přiřazení klasických atributů mikroobjektům obsahuje jistou dvojnáznost, jak je vidět např. ze známého dilematu ohledně vlnových a částicových vlastností světla či elektronů. Dva pohledy na podstatu světla by měly být považovány za různé pokusy o interpretaci experimentálních výsledků, v nichž meze klasických pojmů vystupují navzájem komplementárním způsobem.

Niels Bohr, přednáška v Como, 1927

## Úvod aneb je elektron vlna nebo částice ?

Od počátku tohoto století bylo stále zřetelnější, že fyzikální zákony platné ve světě naší každodenní zkušenosti nejsou přímo extrapolovatelné do říše mikroobjektů. Před fyziky se postupně vynořil bizarní svět nespojitých kvantových jevů, svět řídicí se náhodou a přesto ne chaotický, svět nečekaných jevů a zdánlivých paradoxů odhalujících omezenou aplikovatelnost základních představ klasické fyziky.

Snad nejpřekvapivější a nejméně pochopitelnou se ukázala skutečnost, že tentýž mikroobjekt (např. elektron či foton) má za jistých okolností vlastnosti částice, zatímco jindy má vlastnosti vlnění (hovoříme proto o tzv. vlnově částicovém dualismu). „Částicové“ a „vlnové“ chování objektu nebylo však nikdy pozorováno současně. Objekty mikrosvěta proto nejsou ani klasickými částicemi, ani klasickým vlněním, jsou spíše „obojím“. Mají jakousi dvojitou tvář, a to, kterou z nich nám ukáží, vždy záleží na konkrétní situaci, v níž se nacházejí. Postupně se ukázalo, že takovéto dualistické chování je jen jedním z mnoha aspektů mnohem obecnějšího pravidla známého jako *princip komplementarity*. Tento základní princip tehdy vznikající kvantové teorie formuloval poprvé Niels Bohr v září roku 1927 ve své přednášce v Como [1]. Jeho obsah lze vyjádřit takto: „Ať je systém připraven jakkoli, vždy existuje fyzikální měření, jehož výsledek je zcela nepředvídatelný.“ Mikrosoustavě nelze bez omezení připsat současně všechny *klasické* vlastnosti. Vždy existují navzájem komplementární veličiny; tím rozumíme skutečnost, že přesná znalost jedné z nich má nutně za následek, že všechny výsledky měření druhé z nich jsou stejně pravděpodobné. Takovými veličinami jsou například poloha částice a její hybnost: je-li poloha částice známa naprosto přesně, pak výsledek měření její hybnosti je zcela nepředvídatelný. O vlastnostech soustavy mikroobjektů lze tedy v Bohrově (tzv. „kodaňské“) interpretaci kvantové teorie hovořit pouze ve

---

RNDr. JIŘÍ PODOLSKÝ (1963) je asistent katedry teoretické fyziky MFF UK, V Holešovičkách 2, 180 00 Praha 8.

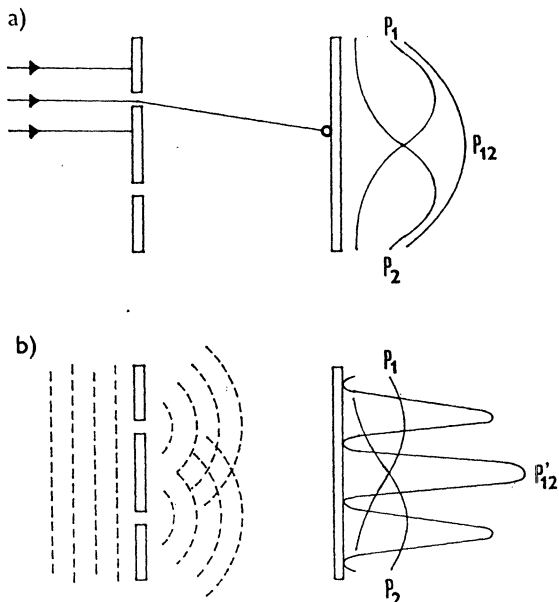
vztahu k danému pokusu. Jakmile začneme o mikrosoustavě hovořit izolovaně, mohou vznikat nedorozumění na „filozofické“ úrovni.

### Pokusy se dvěma štěrbinami

V historii byl obvykle každý nový a hluboký fyzikální princip doprovázen jednoduchým myšlenkovým pokusem jasně a názorně ilustrujícím obsah principu. V případě Bohrova principu komplementarity hraje tuto úlohu tzv. *pokus se dvěma štěrbinami*. Jde vlastně o jednoduchý experiment, při němž postupně vysíláme velké množství fyzikálních objektů téhož druhu proti přepážce, v níž jsou dva podélné otvory — štěrbin. 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 to které místo stínítka dopadají. Provedeme-li pokus s klasickými částicemi (např. s malými pevnými kuličkami), získáme rozložení pravděpodobnosti naznačené křivkou  $P_{12}$  na obr. 1a. Její tvar nepřekvapuje — je „hladký“ s jediným maximem na ose a je prostým součtem obou jednoštěrbinových pravděpodobností  $P_1$  a  $P_2$  popisujících situaci, kdy vždy jednu z obou štěrbin zakryjeme. 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 výšku proměrujeme), dostaneme naprosto odlišný výsledek naznačený křivkou  $P'_{12}$  na obr. 1b. Křivka není v tomto případě prostým součtem obou jednoštěrbinových rozložení  $P'_1$  a  $P'_2$ . Má více 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 pokusu s nimi rozložení pravděpodobnosti s interferenčními jevy nebo bez nich?

Velikým překvapením, které přinesly pokusy ve dvacátých letech, bylo právě to, že elektrony, tedy něco, co bychom si chtěli představit jako malé kuličky, vykazují interferenční jevy.

Veškeré dosud provedené experimenty prokazují, že v „čistém“ pokusu se dvěma štěrbinami vždy naměříme interferenční rozložení (naznačené na obr. 1b) — mikroobjekty se v tomto případě chovají jako *vlnění*. Princip komplementarity se uplatní tehdy, když experiment navíc *doplníme detektorem* umožňujícím určit, kterou z obou štěrbin zkoumaný objekt prošel — získat informaci o realizované cestě. V tomto případě interferenční jevy zmizí a naměříme prosté *částicové* rozložení pravděpodobnosti (viz obr. 1a). Toto chování objektů mikrosvěta (reprezentující princip komplementarity ve smyslu vlnové částicového dualismu) se zdá být „nepochopitelné“ a „paradoxní“. Je jasným důkazem toho, že při popisu jevů v mikrosvětě je nutno jistým způsobem revidovat náš pojmový aparát a některé vžité představy odvozené ze světa každodenní zkušenosti. Tuto revizi se fyzikům podařilo úspěšně a konzistentně realizovat ve 20. letech tohoto století vytvořením tzv. kvantové teorie [2].



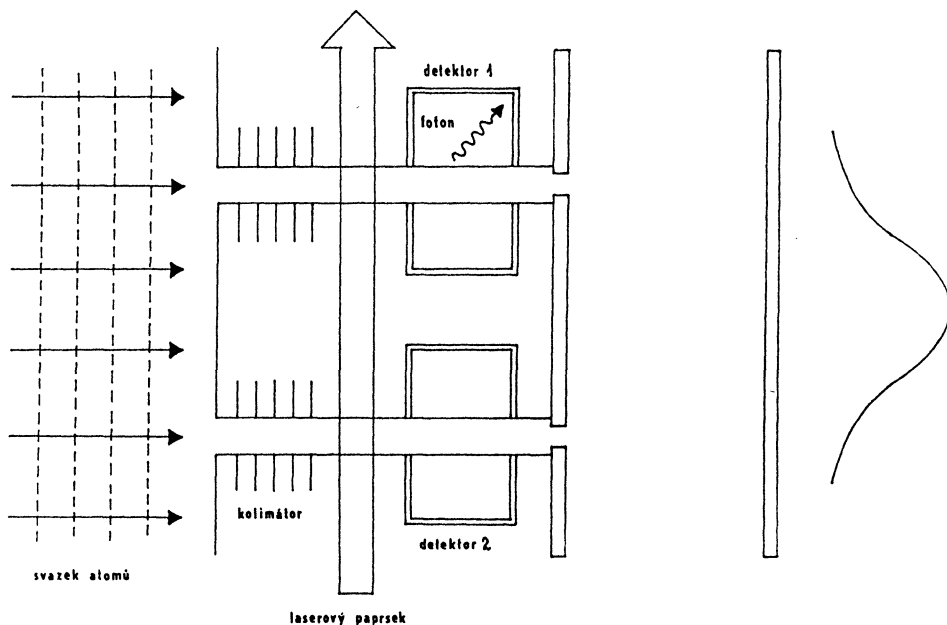
Obr. 1. Schematické znázornění pokusu se dvěma štěrbinami  
 a) pro klasické částice  
 b) pro klasické vlny

Úlohou každé fyzikální teorie je dát co možná nejsprávnější *kvantitativní* předpovědi těch v praxi realizovatelných pokusů, na jejichž výklad teorie aspiruje. Z tohoto hlediska patří kvantová teorie bezesporu mezi nejúspěšnější fyzikální 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 teorie stále znovu vystavována nemilosrdné konfrontaci s novými, přesnějšími a „rafinovanějšími“ experimenty.

### Nové verze pokusů se dvěma štěrbinami

V nedávné době fyzikové Marlan O. Scully, (University of New Mexico), Julian Schwinger (University of Southern California), Berthold-Georg Englert a Herbert Walther (Max-Planck-Institut) navrhli a též uskutečnili další modifikaci dvojštěřbinového pokusu, která umožňuje detekci realizované cesty [3]. Přínos a hloubka jejich práce spočívá ve skutečnosti, že jimi prováděný způsob detekce je velmi „jemný“, takže neovlivňuje rušivým způsobem měřené objekty, což bylo nedostatkem všech předchozích pokusů tohoto typu.

Schematické znázornění navrženého experimentu je na obr. 2. Uvažujme proud atomů dopadající na desku se dvěma štěrbinami. Za nimi jsou umístěny kolimátory, jež vytvoří dva rovnoběžné atomové svazky. Ty pak odděleně procházejí dvěma detektory a následně dvěma ještě užšími štěrbinami; díky jim vznikne na stínítku obrazec. Podstata experimentu spočívá právě v použití atomů, které mají oproti fotonům či elektronům složitou vnitřní strukturu elektronových slupek, a proto i dodatečné stupně



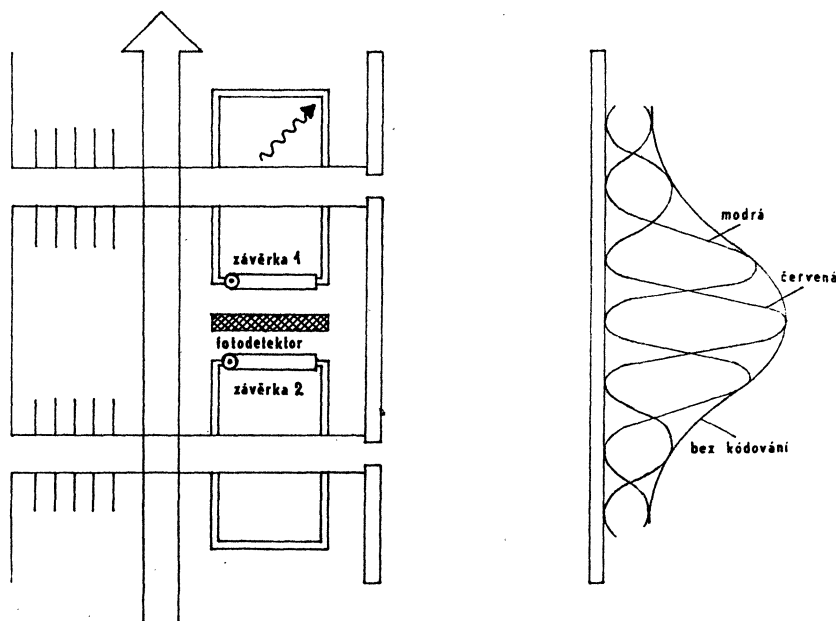
Obr. 2. Zařízení, které umožňuje zjištění dráhy atomu. „Svazek atomů“ dopadající na přístroj se v kvantové teorii popisuje rovinnými vlnami. Fotony vyzářené vždy z jedné z dutin jsou nízkenergetické, jejich emise proto nenarušuje pohyb atomů.

volnosti. Právě s jejich pomocí je možno atomy „uchopit“, tj. nejprve „označit“ a potom vhodným způsobem detekovat. „Označení“ se provádí vhodně „naladěným“ intenzívním laserovým paprskem, jenž vybudí elektrony všech procházejících atomů ze základního do vysoce excitovaného stavu, jenž má za obvyklých okolností dlouhou dobu života. Excitované atomy každého svazku v zařízení ovšem procházejí dutinami maserového detektoru, které působí jako rezonátory, kde je situace zcela jiná. Elektrony zde mají silnou tendenci přecházet zpět do stavu nižšího; v důsledku toho vždy dojde k vyzáření *nízkenergetických* fotonů. Jejich detekci lze rozlišit, zda atom prošel horní či dolní štěrbinou. Důležité je, že fotony mají nízkou energii, a proto proces jejich vyzáření podstatně nenarušuje pohyb mnohem těžších „mateřských“ atomů.

Jde tedy o takřka ideální zařízení umožňující testovat princip komplementarity a zkoumat tak platnost samotných základů kvantové teorie. Kvantová teorie předpovídá, že kdykoli v zařízení získáme informaci o realizované cestě, interferenční obrazec se rozmaže. Provedená měření to plně potvrdila. Prokázalo se, že vlnové a částicové chování kvantového systému (interference versus dráha) se navzájem vylučují. Navíc se jasně prokázalo, že to, co rozhoduje o výsledku pokusu, je samotná *informace* uchovaná v měřicím zařízení a nikoli nekontrolovatelné vlivy vzniklé působením zařízení na měřený systém. Tato skutečnost implikuje vskutku „paradoxní“ možnosti spočívající v tom, že pouhou manipulací s informací o realizované cestě lze ovlivnit výsledek pokusu, a to dokonce dlouho poté, co experiment proběhl.

## Problém kvantového smazávání

Cítíme, že jde o tvrzení svou hloubkou odvážné a možnými fyzikálně filozofickými důsledky dalekosáhlé. Je proto velmi důležité je experimentálně ověřit a pokusit se případné paradoxy vysvětlit. Základní otázka přitom zní: je či není možné znovuoobnovit interferenční obrazec prostě jen tím, že dodatečně „vymažeme“ informaci o realizované cestě uchovávanou v detektorech? A je-li to možné, jaký konkrétní mechanismus je tu ve hře? Setkáváme se tu s tzv. *problémem kvantového smazávání*, jenž byl formulován na počátku 80. let [4]. Edwin Jaynes k problému říká: „Použitím či nepoužitím smazávacího mechanismu před měřením stavu maserových dutin můžeme, a to zcela podle naší vůle, přinutit atomový svazek zaujmout: 1. stav se známou dráhou a nemožností zjistit interferenční jevy při jakémkoli následném měření. 2. stav, v němž se (vlny od obou štěrbin) nacházejí v měřitelné relativní fázi. Interferenční jevy jsou tak nejen pozorovatelné, ale též předvídatelné. Můžeme se sami rozhodnout, který z nich realizovat, a to i poté, co interakce skončila a atomy se nacházejí daleko od dutin, takže není myslitelný jakýkoli fyzikální vliv (na atom).“



Obr. 3. Modifikace pokusu, která umožňuje testy problému „kvantového smazávání“.

Výše naznačené „paradoxní“ chování objektů mikrosvěta lze v principu ověřit pomocí měřicího zařízení na obr. 3. Oproti zařízení na obr. 2. je doplněno jedním fotodetektorem se systémem dvou závěrek, umístěným mezi dutinami obou maserů. Na počátku experimentu jsou obě závěrky uzavřené. Excitovaný atom projde jednou z dutin (horní či dolní) a uloží zde emitovaný mikrovlnný foton, reprezentující záznam

o realizované cestě. Zatímco foton rezonuje v dutině, atom projde celým zařízením a dopadne na jistém místě stínítka, kde zanechá stopu. Teprve potom otevřeme současně obě závěrky. Foton nacházející se v jedné z dutin má nyní možnost dopadnout na fotodetektor. Kvantová teorie předpovídá, že se tak stane s padesátiprocentní pravděpodobností. Protože však v experimentu nejsme schopni rozlišit, zda foton dopadl na fotodetektor z horní či dolní dutiny, nepředstavuje signál z fotodetektoru informaci o realizované cestě, ale naopak skutečnost, že informace o realizované cestě (kterou bylo před otevřením závěrek ještě v principu možno získat) byla *s jistotou smazána*, neboť nyní již neexistuje. Stopu po dopadu atomu na stínítku lze označit barevně, a to v závislosti na signálu z fotodetektoru. Označme stopu například červeně, jestliže foton detekován byl, a modře, jestliže foton detekován nebyl.

Po průchodu mnoha atomů zařízením bychom podle kvantové teorie měli na stínítku spatřit interferenční obrazec složený střídavě z červených a modrých proužků, navzájem se doplňujících. Kvantová teorie tak řeší „Jaynesův paradox“. Řešení záleží právě v předpovědi (z hlediska prostého rozumu poněkud překvapivé), že fotodetektor po otevření závěrek zaregistruje foton pouze v polovině případů. Je to důsledek kvantové teorie, který nelze vysvětlit názorně. Ty případy, v nichž byl foton zaregistrován, vytvoří na stínítku obrazec červených interferenčních proužků, zbylé případy doplní obrazec o modré „antiproužky“. V obou případech je výsledek zcela v souladu s principem komplementarity, neboť při experimentu jsme nezískali žádnou informaci o realizované cestě (v prvním případě byla v důsledku interakce s fotodetektorem s jistotou smazána; v případě druhém nemohla být fotodetektorem změřena). Odstraníme-li barevné kódování, interferenční obrazec se stane nepozorovatelným, neboť červené a modré interferenční proužky se navzájem doplňují. To je opět v souladu s principem komplementarity, neboť odstranění barevného kódování efektivně znamená, že fotodetektorem měření vůbec neprovádíme (neotevíráme závěrky) a informace o realizované cestě tak zůstává neporušeně uchována v dutinách.

## Matematické vysvětlení paradoxu

Pro čtenáře, kteří jsou obeznámeni s formalismem kvantové teorie, uvádíme více podrobností. Vlnová funkce po průchodu atomu dutinami je dána výrazem

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi_1(\vec{r})|1, 0\rangle + \psi_2(\vec{r})|0, 1\rangle \} |a\rangle|g\rangle,$$

kde  $\psi_1(\vec{r})$ , resp.  $\psi_2(\vec{r})$  jsou prostorové části vlnových funkcí odpovídajících průchodu horní, resp. dolní šterbinou,  $|1, 0\rangle$  popisuje stav, kdy je jeden foton v horní dutině a žádný v dolní,  $|0, 1\rangle$  popisuje stav opačný,  $|a\rangle$  popisuje vnitřní stavy atomu a  $|g\rangle$  je základní stav fotodetektoru. Po formální substituci

$$\begin{aligned} \psi_{\pm}(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi_1(\vec{r}) \pm \psi_2(\vec{r}) \} \\ |\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |1, 0\rangle \pm |0, 1\rangle \} \end{aligned}$$

lze vlnovou funkcií přepsat do tvaru

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi_+(\vec{r})|+\rangle + \psi_-(\vec{r})|-\rangle \} |a\rangle|g\rangle.$$

Po otevření závěrek dojde k interakci fotonů (pole záření) v dutinách s fotodetekto-rem. Protože však je interakční hamiltonián symetrický (fotodetektor je oboustranný), váže se jen na stav  $|+\rangle$  a nikoli na stav  $|-\rangle$ . Foton je proto zaregistrován (t.j. fotode-tekto-rem přejde ze základního stavu  $|g\rangle$  do excitovaného stavu  $|e\rangle$ ) jen v případě, kdy je atom popsán funkcí  $\psi_+(\vec{r})$ . Po otevření závěrek je proto vlnová funkce dána

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi_+(\vec{r})|0, 0\rangle|a\rangle|e\rangle + \psi_-(\vec{r})|-\rangle|a\rangle|g\rangle \}.$$

Celkové rozložení hustoty pravděpodobnosti dopadu atomu na stínítko je dáno stan-dardním vztahem

$$P = \psi^* \psi = \frac{1}{2} \{ |\psi_+|^2 + |\psi_-|^2 \} = \frac{1}{2} \{ |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 \},$$

kde jsme použili relaci ortogonalit  $\langle e|g\rangle = 0$  excitovaného a základního stavu fotodetektoru a též normalizační vztahy  $\langle a|a\rangle = 1$  atd. Celkové rozložení hustoty pravděpodobnosti je tedy *neinterferenční*.

Pokud nás ovšem zajímá hustota pravděpodobnosti  $P_e$  popisující rozložení míst dopadu atomů, u kterých po otevření závěrek *dojde k excitaci* fotodetektoru do stavu  $|e\rangle$ , musíme nejprve provést projekci  $|e\rangle\langle e|$  vlnové funkce  $\psi$ , t.j.  $\psi_e = |e\rangle\langle e|\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_+ |0, 0\rangle|a\rangle|e\rangle$ . Odtud pak

$$P_e = \psi_e^* \psi_e = \frac{1}{2} \psi_+^* \psi_+ = \frac{1}{4} \{ |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + \psi_1^* \psi_2 + \psi_1 \psi_2^* \}.$$

Toto rozložení  $P_e$  popisuje *červené interferenční proužky* na stínítko.

Naopak, hustota pravděpodobnosti  $P_g$  popisující rozložení míst dopadu atomů, u nichž *foton zaregistrován není*, plyne z  $\psi_g = |g\rangle\langle g|\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_- |-\rangle|a\rangle|g\rangle$  a je

$$P_g = \psi_g^* \psi_g = \frac{1}{2} \psi_-^* \psi_- = \frac{1}{4} \{ |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 - \psi_1^* \psi_2 - \psi_1 \psi_2^* \}.$$

Toto rozložení  $P_g$  popisuje *modré „antiproužky“*. Evidentně platí  $P = P_e + P_g$ , takže pokud odstraníme barevné kódování, dostaneme neinterferenční rozložení hustoty pravděpodobnosti.

## Závěr

„Paradox“ je tedy kvantovou teorií objasnitelný, princip komplementarity zůstává neotřesen. Uvedený příklad navíc poskytuje užitečný náhled do samotné podstaty problému. Ono „paradoxní“ objevení se interferenčních proužků po otevření závěrek



je ve skutečnosti jen pouhým rozkladem celkového obrazce do dvou disjunktních podmnožin definovaných podle toho, zda byl foton emitovaný průchodem atomu dutinami detekován či nikoli. Klíčovou roli tu hraje korelace mezi místem dopadu atomu a stavem fotodetektoru po otevření závěrek. Není to tedy tak, že by jednotlivé atomy „věděly“, kam na stínítku dopadnout dávno před tím, než jim to experimentální zařízení (a naše rozhodnutí) „řeklo“. Naopak je to místo dopadu atomu, jež určuje výsledek měření fotodetektorem: pro atom dopadlý do místa červeného interferenčního proužku přejde fotodetektor po otevření závěrek do excitovaného stavu, zatímco pro atom z modrého antiproužku ne.

Z hlediska formalismu kvantové teorie se zdá být vše v naprostém pořádku. Co kdyby však nové dvojtěrbinové pokusy připravované v Institutu Maxe Plancka v Garchingu teoretické předpovědi nepotvrdily? „Pak bych řekl, že je chyba v experimentech,“ tvrdí Marlan O. Scully. Má mnoho důvodů k sebejistotě, neboť — jak říká — „kvantová mechanika může být přirovnána k automobilu zakoupenému před 60 lety, který se za celou tu dlouhou dobu ani jednou neporouchal“. I když by se asi našlo jen pár fyziků, kteří by s takovýmto tvrzením nesouhlasili, většina by se přesto při řízení kvantového automobilu cítila mnohem bezpečněji, kdyby se prostřednictvím nových pokusů dozvěděla více o konstrukci jeho motoru.

#### L i t e r a t u r a

- [1] Mnohé zajímavé informace o zrodu kvantové teorie včetně diskuse principu komplementarity lze nalézt např. v knize: M. JAMMER: *The Philosophy of Quantum Mechanics*. John Wiley, New York, 1974.
- [2] Srozumitelný úvod do kvantové teorie a důkladný rozbor pokusu se dvěma štěrbinami lze nalézt v knize: R. P. FEYNMAN, R. B. LEIGHTON, M. SANDS: *Feynmanove přednášky z fyziky — 5. Alfa*, Bratislava, 1990.
- [3] M. O. SCULLY, B.-G. ENGLERT, H. WALTHER: *Nature*, Vol. 351, 111 (1991). M. O. SCULLY, B.-G. ENGLERT, J. SCHWINGER: *Phys. Rev. A*40, 1775 (1989).
- [4] E. JAYNES in *Foundations of Radiation Theory and Quantum Electrodynamics* (ed. A. BARUT, Plenum Press, 1980); M. O. SCULLY, K. DRUHL: *Phys. Rev. A*25, 2208 (1982).