37 Kvantové chování

37.1 MECHANIKA ATOMŮ

V posledních několika kapitolách jsme se zabývali základními myšlenkami potřebnými k pochopení nejdůležitějších světelných jevů, nebo obecně elektromagnetického záření. Zabývali jsme se „klasickou teorií" elektromagnetických vln, která poskytuje adekvátní popis přírody pro velké množství jevů. Zatím nás nemuselo znepokojovat, že energie světla se šíří v porcích zvaných „fotony".

Rádi bychom se dál zabývali problémem chování relativně velkých částí hmoty, například jejich mechanickými a tepelnými vlastnostmi. Při tomto studiu dojdeme velmi rychle k tomu, že „klasická" (nebo starší) teorie velmi rychle selže, neboť hmota se skládá z malých částic s rozměry atomů. Přesto se budeme dál zabývat klasickou fyzikou, neboť jen tu můžeme pochopit pomocí klasické mechaniky, kterou jsme se učili. Nebudeme však příliš úspěšní. Zjistíme, že na rozdíl od světla se v případě látek velmi rychle dostaneme do těžkostí. Atomové jevy bychom mohli nechávat soustavně stranou, ale radši si uděláme krátkou exkurzi, v níž si popíšeme základní myšlenky kvantových vlastností hmoty, tj. kvantové principy atomové fyziky, abychom získali odhad toho, co budeme vynechávat. Některé důležité věci budeme totiž muset vynechat, i když se jim nebudeme moci zcela vyhnout.

Podáme tedy jen *úvod* do kvantové mechaniky, neboť jí samou se budeme zabývat mnohem později.

Kvantová mechanika – to je popis vlastností hmoty ve všech jejích detailech, ale hlavně popis toho, co se s ní děje na úrovni atomů. Objekty, které mají velmi malé rozměry, se vůbec nechovají tak, jak bychom očekávali na základě naší bezprostřední zkušenosti. Nechovají se jako vlny, ani jako částice, nechovají se jako mraky, ani jako kulečníkové koule nebo závaží na pružinách, jako nic z toho, co jsme již viděli.

Newton si myslel, že světlo se skládá z částic, ale pak se zjistilo, že se chová jako vlnění. Avšak později (začátkem 20. století) se zase ukázalo, že někdy se světlo opravdu chová jako částice. Historie objevu elektronu byla taková, že nejdříve se předpokládalo, že se chová jako částice a pak se zjistilo, že se chová v mnoha ohledech jako vlna. Takže ve skutečnosti se nechová ani tak, ani tak. Dnes už neříkáme, zda se elektron chová jako částice nebo vlna – prostě jsme to vzdali. Chová se jako něco úplně jiného.

Existuje však jedno šťastné řešení – elektrony se chovají právě tak jako světlo. Všechny atomové objekty (elektrony, protony, neutrony, fotony atd.) se chovají stejně, všechno jsou to „částice – vlny" nebo jak bychom je již nazvali. Proto vše, co se dozvíme o vlastnostech elektronů (které budeme používat v našich příkladech), bude platit pro všechny částice včetně fotonů světla.

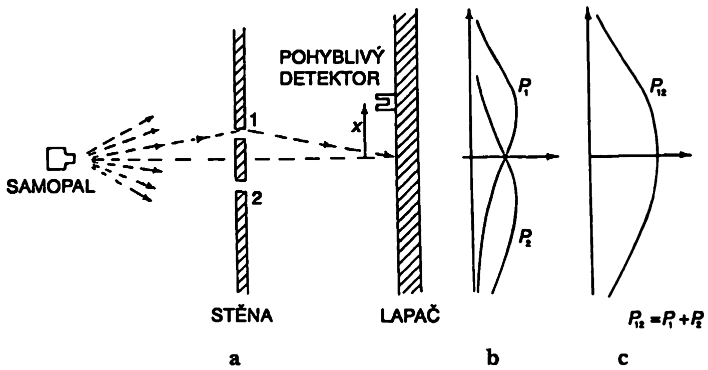
V první čtvrtině našeho století se nahromadilo o dějích na úrovni atomů a objektů malých rozměrů množství informací, které způsobovaly rostoucí zmatek. Jeho vysvětlení podali v letech 1926 a 1927 Schrödinger, Heisenberg a Born. Podařilo se jim získat konzistentní popis chování hmoty při velmi malých rozměrech. V této kapitole si probereme základní body tohoto popisu.

Protože se chování atomů vůbec nepodobá tomu, co známe z běžné zkušenosti, je velmi těžké si na ně zvyknout a nováčkovi i zkušenému fyzikovi se zdá divné a záhadné. Dokonce ani odborníci ho nechápou tak, jak by si přáli. Je to zcela odůvodněné, neboť celá bezprostřední lidská zkušenost a intuice platí pro velké objekty. Víme, jak se chovají velké objekty, ale objekty malých rozměrů se tak prostě nechovají. Proto se o nich dozvídáme pomocí abstrakce a představivosti, a ne prostřednictvím přímé zkušenosti.

V této kapitole se pustíme hned do základních projevů tohoto záhadného chování v jeho nejzvláštnější formě. Budeme zkoumat jev, který naprosto nelze vysvětlit žádným klasickým způsobem, a který tvoří podstatu kvantové mechaniky. Obsahuje vlastně celou a jedinou záhadu. Tuto záhadu nemůžeme *vysvětlit*. Můžeme si jen říct, jak to funguje a tím si ozřejmíme základní zvláštnosti kvantové mechaniky.

37.2 EXPERIMENT S KULKAMI

Abychom pochopili kvantové chování elektronů, budeme je srovnávat v určitém experimentálním uspořádání s chováním takových částic, jako jsou kulky a s chováním vln na vodě. Nejdříve se podíváme, jak se v experimentu, zobrazeném na *obr. 37.1*, budou chovat kulky. Máme samopal, který střílí proud kulek. Není příliš přesný, protože rozptyluje kulky náhodně v dosti širokém úhlu, jak naznačuje obrázek. Před samopalem je pancéřová deska, jež má dva otvory takové velikosti, že jimi může proletět právě jedna kulka. Za ní se nachází ochranná zeď (například z tlustého dřeva), která zachytí kulky, jež do ní narazí. Před zdí máme umístěn „detektor" kulek. Může to být krabice naplněná pískem. Každá kulka, která trefí detektor, v něm uvázne. Budeme-li chtít, můžeme detektor vyprázdnit a zjistit kolik kulek se v něm zachytilo. Detektor se může pohybovat nahoru a dolů (ve směru, který nazveme x). S tímto zařízením jsme schopni experimentálně najít odpověď na otázku: „Jaká je pravděpodobnost toho, že kulka, která proletí otvory v desce, dopadne na záchytnou zeď ve vzdálenosti x od středu?" Všimněme si nejprve, že mluvíme o pravděpodobnosti, neboť neumíme přesně říci, kam určitá kulka dopadne. Kulka, jíž se podaří trefit některý z otvorů, se může odrazit od okraje a dopadnout kamkoliv. Pod „pravděpodobností" myslíme možnost, že kulka dopadne na detektor. Můžeme ji určit tak, že spočítáme kulky, jež se zachytily v detektoru za určitou dobu a tento počet dělíme celkovým počtem kulek, jež za tuto dobu narazily na záchytnou stěnu. Můžeme také předpokládat, že po dobu měření střílí samopal stále rovnoměrným tempem, takže hledaná pravděpodobnost bude úměrná počtu střel, které dopadly na detektor za nějaký pevně stanovený čas.



Obr. 37.1 Interferenční experiment s kulkami

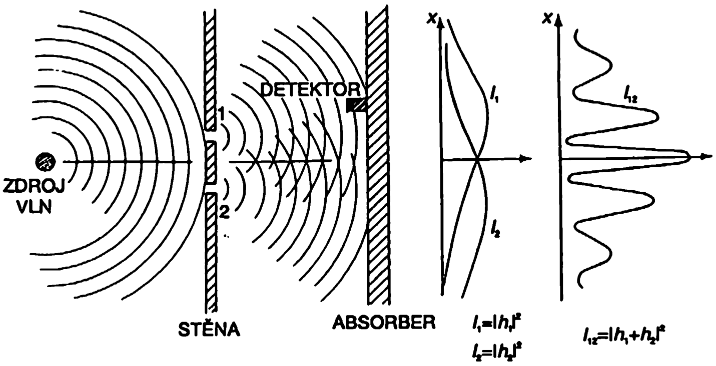
Pro naše účely bude lepší, když si představíme trochu zidealizovaný experiment, v němž kulky nejsou skutečnými kulkami, ale jsou nezničitelné – nemohou se například rozlomit na polovinu. V našem experimentu kulky přilétají nepoškozené, a když v detektoru něco najdeme, je to vždy celá kulka. Bude-li frekvence výstřelů samopalu malá, zjistíme, že v libovolném okamžiku nedopadne na stěnu buď nic nebo jen jedna kulka. Velikost celku tedy nezávisí na kadenci samopalu. Kulky přilétají vždy ve stejných celcích. Detektorem měříme pravděpodobnost toho, že přiletí celek. Tuto pravděpodobnost měříme jako funkci vzdálenosti x. Výsledek takového měření s tímto zařízením (i když jsme měření neprováděli, výsledek si můžeme představit) je zobrazen na grafu c) na *obr. 37.1.* Na grafu nanášíme vodorovně pravděpodobnost a svisle x, takže stupnice x souhlasí s náčrtem zařízení. Tuto pravděpodobnost nazýváme P_{12}, neboť kulky mohly přiletět jedním nebo druhým otvorem. Není nic divného na tom, že P_{12} je největší ve středu grafu a že pro velká x je velmi malé. Možná se budete divit, že P_{12} má maximum pro hodnotu $x = 0$. To lze pochopit, když experiment zopakujeme tak, že nejdřív zakryjeme otvor 2 a pak otvor 1. Je-li otvor 2 zakrytý, kulky mohou létat jen prvním otvorem a dostaneme křivku, označenou na části b) obrázku jako P_1. Podle očekávaní maximum P_1 najdeme pro tu hodnotu x, která leží na přímce spojující samopal a otvor č. 1. Když se zakryje otvor č. 1, dostaneme symetrickou křivku zobrazenou jako P_2. Srovnáním částí b) a c) na *obr. 37.1* dostáváme důležitý výsledek

$$P_{12} = P_1 + P_2 \tag{37.1}$$

Pravděpodobnosti se prostě sčítají. Výsledek s oběma otevřenými otvory je roven součtu výsledků, je-li otevřen jen jeden otvor. Říkáme, že při tom „nenastává interference", jak uvidíme později. Tolik o kulkách, přilétají v celcích a pravděpodobnost jejich dopadu neprojevuje interferenci.

37.3 EXPERIMENT S VLNAMI

Nyní chceme provést podobný experiment s vlnami. Na *obr. 37.2* je náčrt experimentálního zařízení. Máme koryto s mělkou vodou. Zdrojem vln je nějaký malý předmět poháněný motorem nahoru a dolů, který vytváří kruhové vlny. Napravo od zdroje máme opět stěnu s dvěma otvory a za ní je druhá stěna, která je pro jednoduchost „absorbérem", takže vlny, které na ní dopadají, se neodrážejí. Toho lze dosáhnout pomocí postupné pískové „pláže". Před pláž umístíme detektor, který se může pohybovat podél osy x jako dříve. Jako detektor si můžeme představit přístroj k měření výšky vln, jen jeho stupnice bude kalibrována v druhé mocnině skutečné výšky, takže jeho údaje budou úměrné energii vlnění nebo také výkonu přenášenému vlněním k detektoru.



Obr. 37.2 Interferenční experiment s vlnami na vodě

První věc, jíž je třeba si všimnout, je to, že intenzita vlnění může nabýt libovolnou velikost. Pokud se zdroj hýbe jen velmi málo, je vlnění u detektoru velmi slabé. Když se zdroj pohybuje víc, je i intenzita vlnění u detektoru větší. Intenzita vlny může nabývat jakoukoliv hodnotu. Nemohli bychom říci, že energie se přenáší v jakýchsi „celcích".

Nyní změřme intenzitu vln pro různé hodnoty x za předpokladu, že zdroj vlnění pracuje stále rovnoměrně. Dostaneme zajímavý výsledek označený na obrázku (část c) jako křivka I_{12}. Vznik takového průběhu jsme odvodili při studiu interference elektromagnetických vln. V tomto případě bychom viděli, že na otvorech nastává difrakce původní vlny a od každého otvoru se šíří nové kruhové vlny. Zakryjeme-li na chvíli jeden z otvorů a změříme rozložení intenzity podél absorbéru, dostaneme dost jednoduché křivky, znázorněné na obrázku v části b). I_1 je intenzita vlny z otvoru 1 (kterou měříme tak, že otvor 2 je zakryt) a I_2 je intenzita vlny z otvoru 2 (při zavřeném otvoru 1).

Intenzita I_{12}, kterou pozorujeme, když jsou oba otvory otevřeny, určitě není rovna součtu I_1 a I_2. Říkáme, že dochází k „interferenci" dvou vln. Na některých místech (kde má křivka I_{12} maxima) jsou vlnění „ve fázi", součet amplitud je velký a je tedy velká i intenzita. Taková „konstruktivní interference" nastane všude tam, kde je vzdálenost detektoru od jednoho otvoru větší (nebo menší) o celý násobek vlnové délky než vzdálenost detektoru od druhého otvoru.

Na místech, kam dopadnou vlny s fázovým rozdílem π (kde jsou v protifázi), bude výsledné vlnění v detektoru rovno rozdílu obou amplitud. Vlny „interferují destruktivně" a pro intenzitu vlny dostáváme malou hodnotu. Tak malé hodnoty dostaneme všude tam, kde se vzdálenost otvoru 1 od detektoru liší od vzdálenosti k otvoru 2 o lichý násobek poloviny vlnové délky. Malé hodnoty I_{12} na *obr. 37.2* odpovídají místům, kde vlny interferují destruktivně.

Určitě si pamatujeme, že vztah mezi I_1, I_2 a I_{12} lze vyjádřit takto: Okamžitou výšku vody v detektoru od vlny z otvoru 1 lze zapsat jako $\hat{h}_1 e^{i\omega t}$ (z toho reálná část), kde amplituda $\hat{h}_1$ je obecně komplexní číslo. Intenzita je úměrná střední hodnotě druhé mocniny výšky nebo pomocí komplexních čísel $|\hat{h}_1|^2$. Podobně pro otvor 2 je výška rovna $\hat{h}_2 e^{i\omega t}$ a intenzita je úměrná $|\hat{h}_2|^2$. Jsou-li otevřeny oba otvory, výšky vln se sčítají $(\hat{h}_1 + \hat{h}_2) e^{i\omega t}$ a intenzita je $|\hat{h}_1 + \hat{h}_2|^2$. Pro naše účely můžeme vynechat konstantu úměrnosti, takže pro interferující vlny máme vztahy:

$$I_1 = |\hat{h}_1|^2 \qquad I_2 = |\hat{h}_2|^2 \qquad I_{12} = |(\hat{h}_1 + \hat{h}_2)|^2. \tag{37.2}$$

Vidíme, že výsledek se zcela liší od toho, co jsme dostali pro kulky (rovnice 37.1). Umocníme-li $|\hat{h}_1 + \hat{h}_2|^2$, vidíme, že

$$|\hat{h}_1 + \hat{h}_2|^2 = |\hat{h}_1|^2 + |\hat{h}_2|^2 + 2\,|\hat{h}_1|\,|\hat{h}_2| \cos\delta, \tag{37.3}$$

kde δ je fázový rozdíl mezi $\hat{h}_1$ a $\hat{h}_2$. Pomocí intenzit můžeme napsat

$$I_{12} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta. \tag{37.4}$$

Poslední člen v (37.4) je „interferenční člen". Tolik, pokud jde o vlny na vodě. Intenzita může nabývat jakoukoliv hodnotu a projevuje interferenci.

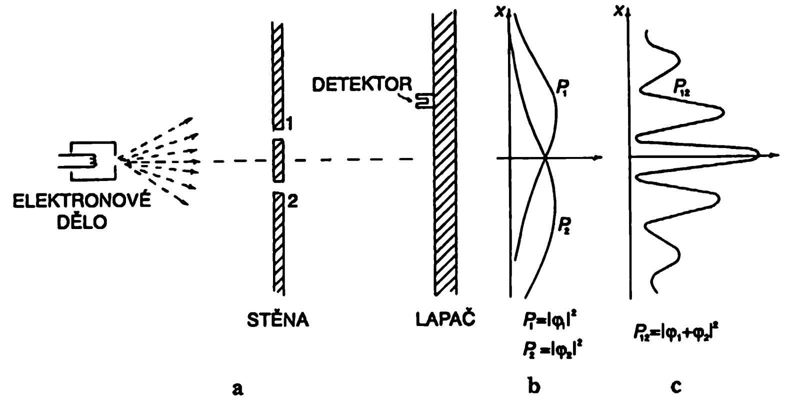
37.4 EXPERIMENT S ELEKTRONY

Nyní si představme podobný experiment s elektrony. Je znázorněn na *obr. 37.3.* Použijeme elektronové dělo, jež se skládá z elektricky žhaveného wolframového vlákna obklopeného kovovou krabicí s otvorem. Má-li drát záporné napětí vzhledem ke krabici, budou elektrony emitované drátem urychlovat směrem ke krabici a některé z nich proletí otvorem. Všechny elektrony vyletující z děla budou mít (přibližně) stejnou energii. Před dělem je opět stěna (z tenkého plechu) s dvěma otvory. Za ní se nachází další deska, která slouží k zachytávání elektronů. Před ní umístíme pohyblivý detektor. Detektorem může být Geigerův počítač nebo ještě lépe, elektronový násobič napojený na reproduktor.

Hned na začátku musíme říci, abyste se nepokoušeli tento experiment sestavit (na rozdíl od předcházejících dvou). Tento experiment se nikdy takto nedělal. Obtíž spočívá v tom, že k tomu, aby se projevily pro nás zajímavé efekty, muselo by mít zařízení neskutečně malé rozměry. Provádíme „myšlený experiment", který jsme si vybrali proto, že se o něm dá snadno přemýšlet. Výsledky známe, neboť bylo provedeno mnoho experimentů v takových měřítkách a rozměrech, že se v nich popisované jevy projevily.

První věc, které si v našem experimentu s elektrony všimneme, je ta, že z detektoru (tj. z reproduktoru) slyšíme ostrá „cvaknutí". Všechna „cvaknutí" jsou stejná. Neexistují „polocvaknutí". Také si všimneme, že „cvaknutí" jsou velmi nepravidelná; něco jako: cvak... cvak – cvak... cvak...

cvak... cvak – cvak... cvak... atd., jistě jste to slyšeli, když pracoval Geigerův počítač. Počet cvaknutí, jež napočítáme za dostatečně dlouhou dobu, dejme tomu za mnoho minut, bude vždy přibližně stejný. Můžeme mluvit o průměrném tempu, s jakým je slyšet cvaknutí (v průměru tolik a tolik cvaknutí za minutu).



Obr. 37.3 Interferenční experiment s elektrony

Při posunování detektoru se tempo cvakání buď zrychluje nebo zpomaluje, ale velikost (hlasitost) každého cvaknutí je stejná. Snížíme-li teplotu vlákna v děle, tempo cvakání se zpomalí, ale stále zní každé cvaknutí stejně. Všimli bychom si také, že když použijeme dva nezávislé detektory, cvakne jeden nebo druhý, ale nikdy ne oba najednou. (Leda že by občas následovala dvě cvaknutí tak rychle za sebou, že by je naše ucho nemuselo rozlišit.) Cokoliv tedy dopadá na zachycovač, dopadá v „celcích". Všechny „celky" mají stejnou velikost: přilétají jen úplné „celky" a přilétají na zachycovač jednotlivě. Říkáme: „Elektrony vždy přilétají ve stejných celcích."

Podobně jako u našeho experimentu s kulkami můžeme jít dál a experimentálně najít odpověď na otázku, jaká je relativní pravděpodobnost toho, že elektronový „celek" dopadne na zachycovač v různých vzdálenostech x od středu. Jako již dříve relativní pravděpodobnost dostaneme sledováním tempa cvakání při rovnoměrné činnosti děla. Pravděpodobnost, že celky dopadnou do určitého bodu x, je úměrná střednímu tempu cvakání v bodě x.

Výsledkem našeho experimentu je zajímavá křivka označená jako P_{12} na *obr. 37.3c)*. Ano. Tak se chovají elektrony.

37.5 INTERFERENCE ELEKTRONOVÝCH VLN

Pokusme se analyzovat křivku na *obr. 37.3*, abychom viděli, zda můžeme pochopit toto chování elektronů. První, co bychom řekli, je, že přilétají-li elektrony v celcích, přilétají buď otvorem 1 nebo otvorem 2. Zformujeme to jako předpoklad:

Předpoklad A: Každý elektron prochází *buď* otvorem 1 *nebo* otvorem 2.

Na základě předpokladu *A* všechny elektrony, které doletí na zachycovač, můžeme rozdělit do dvou tříd: 1) na ty, které přiletěly otvorem 1 a 2) na ty, co přiletěly otvorem 2. Takže naměřená křivka musí být dána součtem efektů od elektronů, které přiletěly otvorem 1 a od elektronů, které přiletěly otvorem 2. Ověřme si to experimentem. Nejdříve budeme měřit elektrony, které přiletí otvorem 1. Otvor 2 uzavřeme a spočítáme cvakání v našem detektoru. Z tempa cvakání dostaneme P_1. Výsledek měření je znázorněn křivkou označenou na *obr. 37.3b)* jako P_1. Výsledek se zdá být celkem rozumný. Stejným způsobem měříme P_2, rozložení pravděpodobnosti pro elektrony, které přiletěly otvorem 2. Výsledek tohoto experimentu je také znázorněn na obrázku.

Je jasné, že výsledek P_{12}, získaný, když byly oba otvory otevřeny, není součtem pravděpodobností P_1 a P_2 pro každý otvor zvlášť. Analogicky s naším vlnovým experimentem můžeme říci: „Existuje tady interference."

Pro elektrony: $$P_{12} \neq P_1 + P_2. \tag{37.5}$$

Jak může dojít k takové interferenci? Snad bychom měli říci: „Dobře, to znamená, že pravděpodobně není pravda, že celky letí jedním nebo druhým otvorem, neboť, kdyby to byla pravda, pravděpodobnosti by se měly sčítat. Možná, že letí nějakým komplikovanějším způsobem. Rozdělí se na polovinu a ..." Ale ne! Nemohou se rozdělit, vždy přilétají v celcích... „Dobře, snad některé z nich projdou otvorem 1 a pak projdou kolem otvorem 2 a tak několikrát dokola nebo letí po nějaké jiné komplikované dráze... pak, tím že zakryjeme otvor 2, změníme celkové možnosti a elektron, který začal letět otvorem 1, nakonec dopadne na zachycovač..." Ale všimněme si! Existují takové body, do nichž přiletí velmi málo elektronů, když jsou otevřeny oba otvory, ale když jeden z nich zavřeme, přiletí do nich mnoho elektronů, takže zakrytím jednoho otvoru se *zvýší* počet od druhého otvoru. Je třeba si také všimnout, že ve středu křivky je P_{12} víc než dvakrát větší než $P_1 + P_2$. Vypadá to tak, jakoby se zakrytím jednoho otvoru *snížil* počet elektronů, které přilétávají druhým otvorem. Tyto dva jevy lze těžko vysvětlit tím, že by elektrony letěly po složitějších drahách.

Je to úplně záhadné a čím víc na to myslíme, tím se to zdá záhadnější. Bylo vymyšleno mnoho teorií k vysvětlení křivky P_{12} pomocí jednotlivých elektronů letících otvory po komplikovaných drahách, ale ani jedna nebyla úspěšná. Žádná neumí získat správnou křivku P_{12} pomocí P_1 a P_2.

Přesto je matematika dávající do souvislosti P_1 a P_2 s P_{12} mimořádně jednoduchá, což je dost překvapující. P_{12} se podobá I_{12} z *obr. 37.2* a tam to bylo jednoduché. Co se děje na zachycovači lze popsat pomocí dvou komplexních čísel, která můžeme nazvat $\hat{\varphi}_1$ a $\hat{\varphi}_2$ (samozřejmě, že jsou funkcemi x). Druhá mocnina absolutní hodnoty $\hat{\varphi}_1$ dává výsledek, pro otvor 1, tj. $P_1 = |\hat{\varphi}_1|^2$. Výsledek, pro otvor 2, je dán podobně jako $P_2 = |\hat{\varphi}_2|^2$, a výsledek pro oba otvory je $P_{12} = |\hat{\varphi}_1 + \hat{\varphi}_2|^2$. Je to stejná matematika, kterou jsme měli pro vlny na vodě! (Tak jednoduchý výsledek by se dal těžko získat tím, že elektrony by létaly otvory sem a tam po nějakých komplikovaných dráhách.)

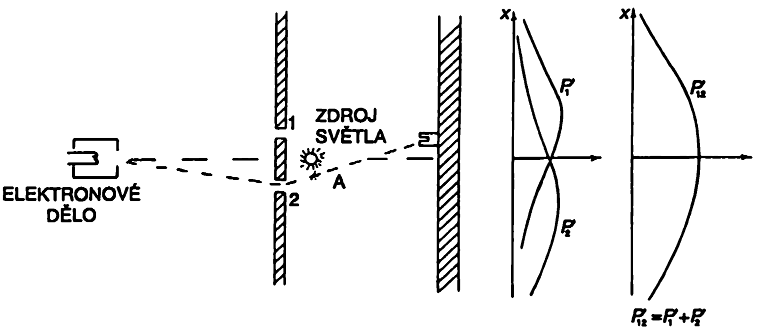
Můžeme tedy udělat závěr: Elektrony přilétají v celcích jako částice a pravděpodobnost dopadu těchto celků je rozložena jako rozložení intenzity vlny. V tomto smyslu se elektron chová „někdy jako částice a někdy jako vlna".

Mimochodem, když jsme se zabývali klasickými vlnami, definovali jsme intenzitu jako časovou střední hodnotu druhé mocniny amplitudy a komplexní čísla jsme použili jako trik ke zjednodušení analýzy. Ale z kvantové mechaniky vychází, že amplitudy *musí* být reprezentovány komplexními čísly. Jen reálná část nepostačuje. Zatím je to jen technický rozdíl, neboť jinak vypadají vzorce úplně stejně.

Je-li pravděpodobnost příletu oběma otvory dána tak jednoduše, i když ne jako součet $P_1 + P_2$, není k tomu vlastně už co dodat. S tím, že se příroda chová takovým způsobem, souvisí mnoho drobných záludností. Rádi bychom si nyní některé z nich ilustrovali. Za prvé, protože počet elektronů, které dopadnou do určitého bodu není roven počtu těch, které proletí otvorem 1, plus těch, které proletí otvorem 2, jak plyne z předpokladu A. *Předpoklad A tedy neplatí.* Není pravda, že elektron musí letět *buď* otvorem 1 *nebo* otvorem 2. Toto tvrzení lze ověřit dalším experimentem.

37.6 SLEDOVÁNÍ ELEKTRONŮ

Pokusíme se provést následující experiment: Do naší elektronové aparatury přidáme velmi silný zdroj světla a umístíme ho za stěnu s otvory, těsně mezi ně, jak je ukázáno na *obr. 37.4.* Víme, že elektrické náboje rozptylují světlo, takže, když elektron proletí na své cestě k detektoru kolem zdroje, část světla se na něm rozptýlí i do našeho oka, a tak uvidíme, kudy elektron letí. Když například elektron poletí po dráze otvorem 2, měli bychom vidět světelný záblesk vycházející z blízkosti bodu *A* na *obr. 37.4.* Když elektron poletí přes otvor 1, budeme očekávat, že uvidíme záblesk v blízkosti horního otvoru. Kdyby se stalo, že světlo uvidíme na obou místech současně, protože elektron se rozdělil na poloviny ... Proveďme už ten experiment!



Obr. 37.4 Jiný experiment s elektrony

Vidíme toto: *vždy,* když slyšíme „cvaknutí" z našeho elektronového detektoru (na zachycovači), *vidíme také* světelný záblesk *buď* v blízkosti otvoru 1 *nebo* blízko otvoru 2, ale *nikdy* ne u obou současně! Výsledek je vždy stejný, bez ohledu na to, kde máme detektor. Z tohoto pozorování můžeme vyvodit závěr, že sledujeme-li elektrony, vidíme, že procházejí jedním nebo druhým otvorem. Experimentálně je tedy potvrzeno, že předpoklad A musí platit.

Kde je potom chyba v našem argumentu *proti* tvrzení *A*? Proč prostě P_{12} není rovno $P_1 + P_2$? Vraťme se k experimentu. Sledujme dráhy elektronů a zjistíme, co se s nimi děje. V každé poloze *x* detektoru spočítáme dopadající elektrony a také si pomocí sledování záblesků všimneme, kterým otvorem přiletěly. Můžeme si o tom vést takové záznamy: Vždy, když budeme slyšet „cvaknutí" a uvidíme záblesk v blízkosti otvoru 1, uděláme čárku v prvním sloupci a když uvidíme záblesk v blízkosti otvoru 2, uděláme čárku v druhém sloupci. Každý elektron je zaznamenán v některé ze dvou tříd: mezi těmi, které proletěly otvorem 1 nebo mezi těmi, které proletěly otvorem 2. Z čísel zaznamenaných ve sloupci 1, dostaneme pravděpodobnost P'_1, že elektron přiletí na detektor otvorem 1 a z čísel zaznamenaných ve sloupci 2 dostaneme P'_2, pravděpodobnost toho, že elektron dopadne na detektor otvorem 2. Zopakujeme-li toto měření pro mnoho hodnot *x*, dostaneme křivky P'_1 a P'_2 znázorněné na *obr. 37.4b).*

To není ani tak překvapující! Pro P'_1 dostáváme něco velmi podobného tomu, co jsme předtím dostali pro P'_1 zakrytím otvoru 2 a P'_2 je podobné tomu, co jsme dostali zakrytím otvoru 1. Takže odpadají všechny komplikované záležitosti jako průchod oběma otvory. Sledujeme-li elektrony, vidíme, že prolétají otvory tak, jak to od nich očekáváme. Ať už jsou otvory zavřené nebo otevřené, ty, které vidíme přiletět otvorem 1, mají stejné rozložení, bez ohledu na to, zda je otvor zavřený nebo otevřený.

Ale počkejme! Co nyní dostáváme pro *celkovou* pravděpodobnost? Pravděpodobnost toho, že elektrony dopadnou na detektor libovolnou cestou? Tuto informaci už máme. Prostě se zatváříme, jako bychom se nikdy nedívali na světelné záblesky a sečteme impulzy detektoru, jež jsme měli rozděleny do dvou sloupců. Musíme sčítat jenom tato čísla. Pro pravděpodobnost, že elektron přiletí na zachycovač libovolným otvorem máme $P'_{12} = P'_1 + P'_2$. Takže při sledování toho, kterým otvorem naše elektrony prolétají, již nedostáváme známou interferenční křivku P_{12}, ale novou P'_{12}, v níž se neprojevuje interference! Když světlo vypneme, dostaneme opět P_{12}.

Musíme udělat závěr, že *když se na elektrony díváme*, jejich rozložení na zachycovači je jiné, než když se na ně nedíváme. Narušila se snad celá věc tím, že jsme zapnuli světelný zdroj? Musí to být tak, že elektrony jsou velmi jemné a světlo tím, že se na nich rozptyluje, do nich „strčí" a tím se změní jejich pohyb. Víme, že elektrické pole světla působící na elektron se projeví silou pohybující elektronem. Možná jsme měli očekávat takovou změnu pohybu. V každém případě má světlo na elektrony velký vliv. Tím, že jsme se pokusili elektrony „sledovat", změnili jsme jejich pohyb. To znamená, že náraz, který elektron pocítí, když se na něm rozptyluje foton, je takový, že dokáže dostatečně změnit pohyb elektronu, takže, když měl letět do bodu, kde má P_{12} maximum, přiletěl tam, kde má minimum. To je důvod, proč už nevidíme interferenční efekty.

Možná si myslíte: „Nepoužívejme tak silný zdroj! Zmenšeme jeho jas! Světelné vlny potom budou slabší a nebudou tak silně elektrony rušit. Určitě, čím bude světlo slabší a slabší, tím budou světelné vlny slabší a slabší, až budou mít zanedbatelný efekt." Dobře, zkusme to. První věc, které si všimneme, je ta, že záblesky světla rozptýleného na elektronech letících kolem se nezeslabují. *Jsou to vždy stejně velké záblesky.* Jediná věc, která se stane při zmenšování jasu světla, je ta, že někdy slyšíme „cvaknutí" v detektoru, ale nevidíme *žádný záblesk*. Elektron proletěl kolem aniž bychom ho viděli. Pozorujeme jen to, že světlo se projevuje podobně jako elektrony; věděli jsme, že je to vlnění, nyní zjišťujeme, že jsou to také „částice". Vždy přiletí nebo se rozptyluje v celcích, které nazýváme „fotony". Zmenšením *intenzity* světelného zdroje nezměníme *velikost* fotonů, jen *počet* emitovaných fotonů za jednotku času. To vysvětluje, proč při slabém zdroji některé elektrony proletí kolem aniž bychom je viděli. Když elektron letěl kolem, právě tam nebyl žádný foton.

Trochu to odstrašuje. Je-li pravda, že vždy, když „vidíme" elektron, vidíme záblesk stejné velikosti, pak vidíme *vždy* jen ty elektrony, jejichž pohyb byl světlem ovlivněn. Zkusme provést takový experiment se slabým světlem. Uslyšíme-li nyní cvaknutí v detektoru, uděláme si o tom záznam v některém ze tří sloupců: Ve sloupci 1 pro elektrony, jež vidíme u otvoru 1, ve sloupci 2 pro elektrony, jež vidíme u otvoru 2 a ve sloupci 3 pro elektrony, jež jsme vůbec neviděli. Zpracujeme-li tyto údaje (vypočítáme pravděpodobnosti), dostaneme tyto výsledky: Elektrony, které jsme „viděli u otvoru 1" mají rozdělení jako P'_1; ty, jež jsme „viděli u otvoru 2", mají rozdělení jako P'_2 (takže ty, které jsme „viděli buď u otvoru 1 nebo u otvoru 2 " mají rozdělení jako P'_{12}) a ty, které jsme vůbec neviděli, mají „vlnové" rozložení jako je P_{12} na *obr. 37.3*! *Když elektrony nevidíme, máme interferenci*!

Je to pochopitelné. Když elektron nevidíme, žádný foton na něj nepůsobil a když ho vidíme, působil na něj foton. Toto působení je vždy stejné, neboť světelné fotony vyvolávají vždy stejně velký záblesk a rozptyl fotonů je dostatečně silný jev k tomu, aby zrušil jakýkoliv interferenční efekt.

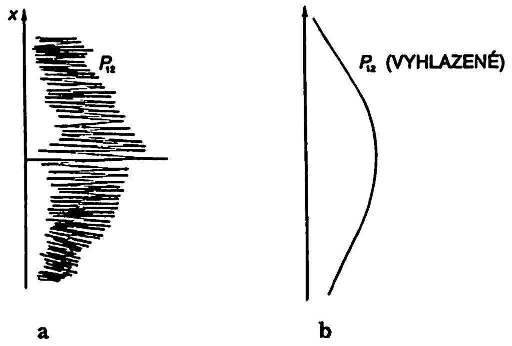
Neexistuje nějaký způsob, jak uvidět elektrony aniž bychom je ovlivnili? V jedné z předcházejících kapitol jsme se dozvěděli, že hybnost, kterou má „foton", je nepřímo úměrná vlnové délce ($p = h/\lambda$). Náraz, který pocítí elektron od fotonu při jeho rozptylu směrem do našeho oka, závisí určitě na velikosti hybnosti fotonu. Když jsme chtěli elektrony ovlivnit jen slabě, neměli jsme zmenšovat intenzitu světla, ale frekvenci (to je totéž jako zvětšení vlnové délky). Použijme světlo červenější barvy! Můžeme dokonce použít infračervené „světlo" nebo rádiové vlny (jako radar) a „zjistit" kudy letěl elektron pomocí nějakého zařízení, které může „vidět světlo" takových vlnových délek. Použitím jemnějšího „světla" se snad vyhneme silnému ovlivňování elektronů.

Zkusme provést celý experiment s delšími vlnami. Budeme ho několikrát opakovat vždy se „světlem", které má větší vlnovou délku. Zpočátku se zdá, že se nic nemění. Výsledky jsou stále stejné. Pak se stane strašná věc. Jistě si pamatujete, jak jsme si řekli, když jsme mluvili o mikroskopu, že vzhledem k vlnové povaze světla existuje určité omezení pro vzdálenost dvou bodů, abychom je mohli ještě vidět jako dvě oddělené tečky. Tato vzdálenost je řádově rovna vlnové délce světla. Proto, když je nyní vlnová délka větší než je vzdálenost mezi otvory, vidíme při rozptylu světla elektrony rozmazaný záblesk a už nemůžeme říci, kterým otvorem elektron proletěl. Víme jen to, že někde proletěl. A právě pomocí „světla" této barvy zjistíme, že nárazy na elektrony jsou tak slabé, že P'_{12} se začíná podobat P_{12} – začneme registrovat nějakou interferenci. Ovlivnění elektronů světlem bude dostatečně malé, až když jsou vlnové délky „světla" mnohem delší než vzdálenost mezi otvory (kdy už nemáme žádnou možnost určit, kudy elektron proletěl), a tehdy opět dostaneme křivku P_{12} znázorněnou na *obr. 37.3.*

Zjišťujeme, že v našem experimentu nelze světlo nastavit tak, aby se dalo určit, kudy elektron proletěl a aby se současně nezměnilo rozložení pravděpodobnosti. Heisenberg naznačil, že nové zákony přírody mohou být konzistentní, jen když existují nějaká základní omezení našich experimentálních schopností, která jsme si předtím neuvědomovali. Jako obecný princip navrhl Heisenberg svůj *princip neurčitosti*, který v řeči našeho experimentu můžeme zformulovat takto: „Nelze zkonstruovat takové zařízení, pomocí něhož bychom mohli určit, kterým otvorem proletěl elektron, aniž bychom elektrony neovlivnili natolik, že by se porušil interferenční obraz." Když nějaké zařízení dokáže určit, kterým otvorem elektron proletěl, nemůže být tak dostatečně jemné, že by se podstatně neporušil interferenční obraz. Nikdo nikdy nenašel ani nevymyslel způsob, jak by bylo možné princip neurčitosti obejít. Musíme proto předpokládat, že popisuje základní vlastnost přírody.

Řeknete: „Dobře, ale co bude s předpokladem *A*? Je pravda nebo není, že elektron prochází buď otvorem 1 nebo otvorem 2? Jediná odpověď, kterou máme je ta, že pomocí experimentu jsme zjistili, že k tomu, abychom se nedostali do rozporu, musíme přemýšlet určitým zvláštním způsobem. Abychom se vyhnuli nesprávným předpovědím, musíme mluvit takto:" Díváme-li se na otvory, nebo přesněji, máme-li zařízení, jež může určit, zda elektron prochází otvorem 1 nebo 2, lze říci, že prochází buď otvorem 1 nebo otvorem 2. Ale když se nepokoušíme určit, kudy jdou elektrony, když nic nemůže v experimentu elektrony ovlivnit, nelze říci, zda elektrony jdou otvorem 1 nebo otvorem 2. Kdyby to někdo řekl a začal z toho vyvozovat závěry, dopustí se ve své analýze chyby. To je logické „lano", po němž musíme balancovat, chceme-li úspěšně popsat přírodu.

Když se pohyb hmoty – včetně elektronů – musí popsat pomocí vln, co potom platí pro naše kulky z prvního experimentu? Proč tam nevidíme interferenční obraz? Z vlnového popisu vyplývá, že vlnové délky kulek jsou tak nepatrné, že interferenční obraz je velmi jemný. Tak jemný, že oddělená maxima a minima nelze rozeznat žádným detektorem s konečnými rozměry. Viděli jsme jen určitý průměr, jenž dává klasickou křivku. Na *obr. 37.5* jsme se pokusili schematicky naznačit, jak to vypadá pro velkorozměrné objekty. V části a) je znázorněno rozložení pravděpodobnosti, které lze předpovědět pro kulky pomocí kvantové mechaniky. Rychlé kmity by měly představovat interferenční obraz od takových velmi krátkých vln. Avšak libovolný fyzikální detektor zabírá vždy několik vlnových délek a měření dává hladkou křivku nakreslenou na obrázku v části b).



Obr. 37.5 **Interferenční obraz s kulkami: a) skutečný, b) pozorovaný**

37.7 ZÁKLADNÍ PRINCIPY KVANTOVÉ MECHANIKY

Napíšeme shrnutí hlavních závěrů z našich experimentů, ale upravíme si je do takové formy, aby platily obecně, pro všechny takové experimenty. Naše shrnutí bude úspěšnější, když si nejprve definujeme „ideální experiment" jako takový, v němž se neprojevují neurčité vnější vlivy, s nimiž nemůžeme počítat. Budeme zcela přesní, když řekneme: „Ideální experiment je ten experiment, v němž jsou všechny počáteční i konečné podmínky přesně definovány." „Událostí" budeme obecně nazývat určitou množinu počátečních a konečných podmínek. (Například: „Elektron vyletí z děla, dopadne na detektor a nic jiného se nestane.") Přistupme tedy ke shrnutí našich poznatků:

SHRNUTÍ

1. Pravděpodobnost P toho, že v ideálním experimentu nastane nějaká událost, je dána druhou mocninou absolutní hodnoty komplexního čísla φ, jež se nazývá amplitudou pravděpodobnosti φ:

$$P = |\varphi|^2. \tag{37.6}$$

2. Může-li nějaká událost nastat několika způsoby, je amplituda pravděpodobnosti takové události rovna součtu amplitud pravděpodobností pro každý způsob uvažovaný zvlášť. Nastává interference.

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \tag{37.7}$$
$$P = |\varphi_1 + \varphi_2|^2.$$

3. Lze-li se v experimentu určit, která z možností skutečně nastala, je pravděpodobnost události rovna součtu pravděpodobností pro každou alternativu. Interference se ztrácí.

$$P = P_1 + P_2. \tag{37.8}$$

Můžeme se stále ptát: „Jak to funguje? Jaký se za tímto zákonem skrývá mechanizmus?" Nikdo za tímto zákonem nenašel žádný mechanizmus. Nikdo neumí víc „vysvětlit" než jsme si právě „vysvětlili". Nikdo neumí dát nějaký hlubší pohled na tuto situaci. Nemáme ani nejmenší potuchu o existenci nějakého fundamentálnějšího mechanizmu, z něhož by bylo možné odvodit tyto výsledky.

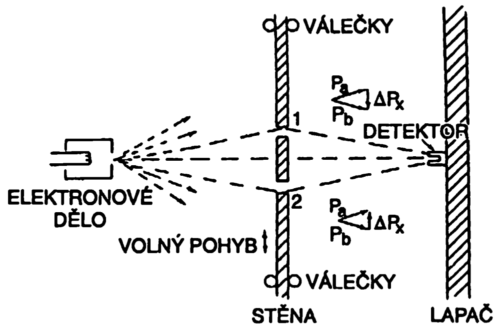
Rádi bychom zdůraznili velmi důležitý rozdíl, který je mezi klasickou a kvantovou mechanikou. Mluvili jsme o pravděpodobnosti toho, že za daných okolností přiletí elektron. Předpokládali jsme, že v našem experimentu (nebo třeba v tom nejdokonalejším), by bylo nemožné exaktně předpovědět, co se stane. Můžeme předpovídat jen pravděpodobnost! To by znamenalo, je-li to opravdu tak, že fyzika se vzdala možnosti pokusit se exaktně předpovědět, co se stane za daných okolností. Ano, fyzika se toho vzdala! Nevíme, jak předpovědět, co se stane za daných okolností, a nyní věříme, že je to nemožné, a že jediné, co lze předpovědět, jsou pravděpodobnosti různých událostí. Je třeba uznat, že je to ústupek od našeho dřívějšího ideálu poznání přírody. Může to být krok zpět, ale nikdo nepřišel na to, jak by se dal obejít.

Uvedeme několik poznámek o jednom návrhu, který někdy slýcháme, jak se pokusit vyhnout uvedenému popisu. Lze ho vyjádřit takto: „Elektron má možná nějaký vnitřní pohyb – nějaké vnitřní proměnné – o němž zatím ještě nevíme. Snad to bude důvod, proč neumíme předpovědět, co se stane. Kdybychom se mohli na elektron podívat víc zblízka, snad bychom uměli povědět, kam dopadne." Podle toho, co dosud víme, je to nemožné. Vznikne nová obtíž. Předpokládejme, že uvnitř elektronu pracuje jakýsi mechanizmus, který určuje, kam elektron dopadne. Tento mechanizmus musí *také* rozhodnout, kterým otvorem elektron poletí na své cestě. Nesmíme však zapomenout, že to co je uvnitř elektronu, by nemělo záviset na tom, co děláme, například na tom, zda otevřeme nebo zakryjeme některý z otvorů. Takže, když se elektron rozhodne ještě před startem: a) který otvor použije, b) kam dopadne; pro elektrony, které si zvolily otvor 1, bychom měli dostat P_1, pro elektrony, které si zvolily otvor 2, bychom měli dostat P_2 a pro elektrony, které proletí oběma otvory, bychom měli nevyhnutně dostat součet $P_1 + P_2$. Zdá se, že to by nebylo možné obejít. Právě jsme si ale experimentálně ověřili, že tak tomu není. Nikdo nenašel řešení této hádanky. Proto se musíme v současnosti omezit na výpočet pravděpodobnosti. Říkáme „v současnosti", ale máme velmi silné podezření, že je to něco, co s námi zůstane navždy – že je nemožné rozluštit tuto záhadu – že příroda skutečně taková *je*.

37.8 PRINCIP NEURČITOSTI

Heisenberg původně vyjádřil princip neurčitosti takto: Měříme-li nějaký objekt a přitom dokážeme určit jeho složku hybnosti ve směru osy x s nepřesností Δp, nemůžeme současně poznat složku jeho polohy x s větší přesností než $\Delta x = h/\Delta p$. Součin neurčitosti polohy a hybnosti v kterémkoliv okamžiku musí být větší než Planckova konstanta. Je to vyjádření zvláštního případu principu neurčitosti, který jsme již uvedli v obecnější formě: Nelze zkonstruovat zařízení, jež by určilo, která ze dvou možností vznikla aniž by současně nedošlo k porušení interferenčního obrazu.

Na jednom zvláštním případě si ukažme, že Heisenbergův princip neurčitosti musí platit, nechceme-li se dostat do těžkostí. Představme si, že experiment z *obr. 37.3* upravíme tak, že stěnu s otvory upevníme na válečky, na nichž se může volně pohybovat nahoru a dolů (ve směru osy x), jak je to na *obr. 37.6*. Pozorným sledováním pohybů stěny se můžeme pokusit určit, kterým z otvorů elektron prošel. Představme si, co se stane, je-li detektor umístěn v poloze $x = 0$. Očekávali bychom, že elektron, jenž prochází otvorem 1, musí být stěnou odchýlen směrem dolů, aby dopadl na detektor. Když se změní svislá složka hybnosti elektronu, musí se stěna odrazit opačným směrem se stejnou hybností. Stěna pocítí náraz směrem vzhůru. Prochází-li elektron dolním otvorem, měla by stěna pocítit náraz směrem dolů. Je jasné, že pro libovolnou polohu detektoru bude odevzdaná hybnost stěně jiná, když elektron poletí otvorem 1, než když poletí otvorem 2. Takže sledováním pohybu stěny můžeme snadno říci, kterou dráhu elektron použil, aniž bychom elektrony ovlivnili.



Obr. 37.6 Experiment, v němž se měří zpětný ráz stěny

Abychom to mohli udělat, musíme znát hybnost stěny předtím, než jí proletí elektron. Změříme-li její rychlost po průletu elektronu, můžeme určit změnu hybnosti stěny. Pamatujme, že podle principu neurčitosti nemůžeme současně znát s libovolnou přesností polohu stěny a její hybnost. Neznáme-li však přesnou polohu stěny, nevíme ani přesně, kde se nacházejí oba otvory. Pro každý elektron budou na jiném místě. To znamená, že pro každý elektron bude střed interferenčního obrazu jinde. Rychlé změny interferenčního obrazu se takto smažou. V další kapitole si ukážeme kvantitativně, že určíme-li dostatečně přesně hybnost stěny, abychom podle zpětného rázu zjistili, který otvor byl použit, potom bude podle principu neurčitosti neurčitost v poloze stěny x dost velká, aby se obraz na detektoru posouval nahoru a dolů ve směru osy x o vzdálenost, jež je rovna přibližně vzdálenosti maxima od vedlejšího minima. Tyto náhodné posuny stačí k tomu, aby se obraz rozmazal natolik, že nevidíme žádnou interferenci.

Princip neurčitosti „ochraňuje" kvantovou mechaniku. Heisenberg si uvědomil, že kdyby se dala změřit současně hybnost i poloha s větší přesností, kvantová mechanika se zhroutí. Proto vyslovil domněnku, že to musí být nemožné. Mnoho lidí se pokoušelo vymyslet nějaký způsob, jak by se to dalo udělat, ale nikdo nedokázal vymyslet, jak změřit polohu i hybnost čehokoliv – stěny, elektronu, kulečníkové koule, atd. – s větší přesností. Kvantová mechanika si zachovává svou ohroženou, ale odůvodněnou existenci.

38 Souvislost mezi vlnovým a korpuskulárním hlediskem

38.1 AMPLITUDY VLN PRAVDĚPODOBNOSTI

V této kapitole se zamyslíme nad vztahem mezi vlnovým a korpuskulárním hlediskem. Z poslední kapitoly už víme, že ani vlnové, ani korpuskulární hledisko není správné. Obvykle jsme se snažili vše podávat přesně nebo alespoň tak přesně, že se to nemuselo měnit, když se naše vědomosti dostaly dále – mohli jsme je rozšířit, ale nikdy jsme je nemuseli měnit! Pokusíme-li se mluvit o vlnovém nebo korpuskulárním obraze, oba jsou přibližné a oba se budou muset změnit. Proto ani to, co se v této kapitole dozvíme, nebude v určitém smyslu přesné; bude to polointuitivní argumentace, která se později upřesní, ale některé věci se změní, budeme-li je interpretovat kvantově – mechanicky správně. Důvod, proč to tak uděláme, je ten, že se nehodláme zabývat přímo kvantovou mechanikou, ale chceme získat aspoň určitou představu o jevech, s nimiž se setkáme. Navíc, protože se všechny naše zkušenosti týkají vln a částic, abychom pochopili, oč tu jde, dřív než zvládneme celou matematiku kvantově – mechanických amplitud, je velmi výhodné použít vlnové a korpuskulární představy. Přitom se budeme snažit ilustrovat nejslabší místa, ale většinou budeme téměř zcela korektní – je to zcela věc interpretace.

Především víme, že nový způsob reprezentace světa v kvantové mechanice – nový rámec – spočívá v tom, že každé možné události přísluší amplituda. Týká-li se událost dopadu jedné částice, můžeme určit amplitudu pravděpodobnosti, že se částice najde v různých časech na různých místech. Pravděpodobnost nalezení částice je pak úměrná druhé mocnině absolutní hodnoty amplitudy. Obecně se amplituda pravděpodobnosti, že najdeme částici na různých místech v různých časech, mění s polohou a časem.

Ve zvláštním případě se amplituda mění v prostoru a čase sinusoidálně jako $e^{i(\omega t - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}$ (nezapomínejme, že tyto amplitudy jsou komplexní a ne reálné) a zahrnuje určitou frekvenci ω a vlnový vektor $\boldsymbol{k}$. Ukazuje se, že v klasické limitě to odpovídá situaci, kde jsme si představovali, že máme částici se známou energií E, jež souvisí s frekvencí vztahem

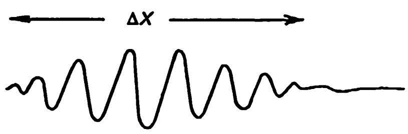
$$E = \hbar\omega \tag{38.1}$$

a známou hybností $\boldsymbol{p}$, která souvisí s vlnovým vektorem vztahem

$$\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k}. \tag{38.2}$$

To znamená, že představa částice je omezená. Představa částice – její polohy, hybnosti atd. – kterou tak často používáme, je určitým způsobem neuspokojivá. Například, je-li amplituda pravděpodobnosti toho, že najdeme částici na různých místech, dána funkcí $e^{i(\omega t - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}$, jejíž druhá mocnina absolutní hodnoty je konstantní, bude to znamenat, že pravděpodobnost nalezení částice je pro všechny body stejná. Pak nevíme, kde se částice nachází; částice může být kdekoliv a její poloha je velmi neurčitá.

Na druhé straně, je-li poloha částice více méně dobře známá a umíme ji předpovědět dost přesně, pravděpodobnost toho, že se najde na různých místech, musí být omezena na oblast délky Δx. Mimo tuto oblast je pravděpodobnost nulová. Tato pravděpodobnost je rovna druhé mocnině absolutní hodnoty amplitudy, proto, je-li druhá mocnina absolutní hodnoty rovna nule, bude rovna nule i amplituda. Dostáváme vlnový impulz o délce Δx (*obr. 38.1*) a jeho vlnová délka (vzdálenost mezi nulovými hodnotami) je to, co odpovídá hybnosti částice.

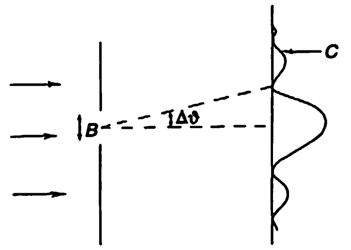


Obr. 38.1 Vlnový balík délky Δx

Zde se setkáváme s podivnou vlastností vln. Je to velmi snadná věc, která nijak nesouvisí s kvantovou mechanikou. Něco, co zná každý, kdo se zabývá vlněním, i když nezná kvantovou mechaniku: *Pro krátký vlnový impulz nemůžeme jednoznačně definovat vlnovou délku.* Vlnové číslo je neurčité, souvisí s konečnou délkou impulzu, a proto je neurčitá i hybnost částice.

38.2 MĚŘENÍ POLOHY A HYBNOSTI

Podívejme se na dva příklady, abychom si ozřejmili, proč musí podle kvantové mechaniky existovat neurčitost v poloze nebo v hybnosti. Už dříve jsme viděli, že kdyby něco takového neexistovalo – kdyby bylo možné současně měřit polohu i hybnost – byl by to paradox. To naštěstí nenastává a skutečnost, že taková neurčitost vyplývá z vlnového obrazu svědčí o tom, že vše je vzájemně konzistentní.



Obr. 38.2 Difrakce částic procházejících štěrbinou

Uvedeme příklad, na němž lze snadno pochopit, jaký je vztah mezi polohou a hybností. Předpokládejme, že máme štěrbinu a částice s určitou energií, jež přilétají velmi zdaleka, takže v podstatě všechny letí vodorovně (*obr. 38.2*). Budeme se zajímat o svislou složku hybnosti. Všechny částice mají, v klasickém smyslu, určitou horizontální hybnost p_0, takže, v klasickém smyslu, známe vertikální hybnost p_y každé částice předtím, než proletí štěrbinou. Částice neletí ani směrem vzhůru, ani dolů, neboť přilétá od velmi vzdáleného zdroje – a proto je její vertikální hybnost rovna nule. Předpokládejme, že dále letí částice štěrbinou vertikální šířky B. Po průletu štěrbinou známe vertikální polohu – souřadnici y a to s pozoruhodnou přesností $\pm B$. Neurčitost polohy Δy je tedy rovna řádově B. Mohlo by se zdát, vzhledem k tomu, že hybnost částice má čistě horizontální směr, bude Δp_y rovno nule, ale není tomu tak. Věděli jsme, že hybnost je horizontální, ale už to nevíme. Dříve, než částice proletěly otvorem, neznali jsme jejich vertikální polohy a nyní, tím, že jsme je nechali proletět otvorem, jsme ztratili informaci o jejich vertikální hybnosti! Proč? Podle vlnové teorie při průchodu vln štěrbinou dochází k jejich rozmazání nebo difrakci, podobně jako u světla. Proto existuje určitá pravděpodobnost, že částice nevyletují ze štěrbiny úplně přímo. Difrakční efekt rozmaže obraz jejich rozmístění a úhel, který můžeme definovat jako úhel prvního minima, je mírou neurčitosti konečného úhlu.

Jak dochází k rozmazání obrazu? Řekneme-li, že je rozmazaný, znamená to, že existuje určitá pravděpodobnost, že částice se vychýlí nahoru nebo dolů, tj. že bude mít složku hybnosti ve směru nahoru nebo dolů. Mluvíme o pravděpodobnosti a o částici, protože difrakční obraz můžeme proměnit pomocí počítače částic, který, když zachytí částici, dejme tomu v bodě C na *obr. 38.2*, zachytí *celou* částici, takže v klasickém smyslu, aby se částice dostala od štěrbiny do C, musí mít nějakou vertikální hybnost.

Abychom dostali aspoň přibližnou představu o rozmazání hybnosti, uvědomme si, že rozmazání vertikální hybnosti je rovno $p_0 \Delta\vartheta$, kde p_0 je horizontální hybnost. Jak velké je $\Delta\vartheta$ v difrakčním obraze? Víme, že první minimum nastává při takovém úhlu $\Delta\vartheta$, při němž je dráha vln od jednoho okraje štěrbiny delší o vlnovou délku než dráha vln od druhého okraje štěrbiny – zdůvodnili jsme si to už dříve (v kapitole 30). Proto $\Delta\vartheta$ je λ/B, takže Δp_y je v tomto experimentu $p_0 \lambda/B$. Vidíme, že čím víc zmenšíme B a přesněji určíme polohu, tím bude difrakční obraz širší. Vzpomeňme si, že čím víc jsme uzavřeli štěrbinu v našem experimentu s mikrovlnami, tím větší byla intenzita ve vzdálených polohách. Takže, čím užší bude štěrbina, tím víc se celý obraz roztáhne a tím je větší pravděpodobnost, že naměříme příčnou složku hybnosti částice. Neurčitost vertikální hybnosti je tedy nepřímo úměrná neurčitosti y. Vidíme, že jejich součin je roven $p_0 \lambda$. Ale λ je vlnová délka, p_0 je hybnost a podle kvantové mechaniky součin vlnové délky a hybnosti dává Planckovu konstantu h. Dostali jsme tak pravidlo, že součin neurčitosti vertikální hybnosti a neurčitosti vertikální polohy je řádově roven h:

$$\Delta y \Delta p_y \approx h. \tag{38.3}$$

Nemůžeme sestrojit zařízení, jež by umožnilo ze známé vertikální polohy částice předpovědět i její vertikální pohyb s větší přesností, než je dána pomocí (38.3). Neurčitost vertikální hybnosti musí být větší než $h/\Delta y$, kde Δy je neurčitost, s níž známe polohu.

Lidé občas říkají, že celá kvantová mechanika je pochybená. Když částice přilétávala zleva, měla nulovou vertikální hybnost a nyní, když prošla štěrbinou a dopadla na detektor, je její poloha známa. Zdá se, že jak poloha, tak i hybnost jsou známé s libovolnou přesností. Je to tak, po dopadu částice můžeme určit její polohu a hybnost, kterou musela mít, aby dopadla na dané místo. Je to pravda, ale netýká se to relace neurčitosti (38.3). Rovnice (38.3) se vztahuje k možnosti *předpovědět* situaci na základě znalostí z minulosti. Co máme z toho, když řekneme: „Věděl jsem, jaká byla hybnost před průchodem štěrbinou a nyní znám polohu", když teď nevím nic o hybnosti. Skutečnost, že částice proletěla štěrbinou, nám nedovoluje předpovědět její vertikální hybnost. Mluvíme o prediktivní teorii, nejen o měřeních z minulosti. Musíme mluvit o tom, co dokážeme předpovědět.

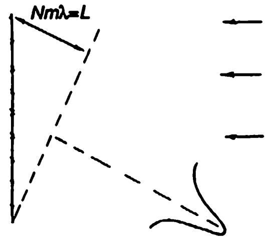
Nyní pojďme na celou věc z opačného konce. Proveďme si podrobnější kvantitativní analýzu dalšího příkladu téhož jevu. V předcházejícím příkladě jsme měřili hybnost klasickou metodou – uvažovali jsme o směru, rychlosti, úhlech atd., takže hybnost jsme určovali klasicky. Ale protože hybnost souvisí s vlnovým číslem, existuje další možnost, jak změřit hybnost částice (fotonu nebo podobně), jež nemá klasický analog, neboť je založena na rovnici (38.2). Spočívá v měření vlnové délky. Pokusme se hybnost změřit tímto způsobem.

Předpokládejme, že máme difrakční mřížku s velkým počtem vrypů (*obr. 38.3*) a že na ni nasměrujeme svazek částic. O tomto problému jsme mluvili často. Mají-li částice určitou hybnost, v určitém směru dostáváme, díky interferenci, ostré maximum. Mluvili jsme i o tom, jak přesně umíme určit hybnost, tj. jaká je rozlišovací schopnost této mřížky. Místo toho, abychom to znovu odvozovali, můžeme se odvolat na kapitolu 30, kde vidíme, že relativní neurčitost při měření vlnové délky pomocí dané mřížky je $1/Nm$, kde N je počet vrypů na mřížce a m je řád na difrakčním obraze. Takže

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{Nm}. \tag{38.4}$$

Vztah (38.4) lze napsat jako

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{Nm\lambda} = \frac{1}{L}, \tag{38.5}$$



Obr. 38.3 Určení hybnosti pomocí difrakční mřížky

kde L je vzdálenost znázorněná na *obr. 38.3*. Je to rozdíl vzdáleností, jež musí projít vlna nebo cokoliv, když se odrazí od horního okraje mřížky a když se odrazí od dolního okraje. Vlny, které vytvářejí difrakční obraz, přicházejí od různých částí mřížky. První přiletí ta, která přichází od dolního okraje mřížky ze začátku vlnového signálu, další pocházejí od pozdějších částí vlnového signálu a odrážejí se od různých částí mřížky, až nakonec přiletí poslední, jež odpovídá bodu vzdálenému ve vlnovém signálu o vzdálenosti L od začátku. Proto, abychom dostali v našem spektru ostrou čáru, jež odpovídá pevně dané hybnosti s neurčitostí podle (38.4), musíme mít vlnový balík aspoň o délce L. Je-li balík kratší, nevyužijeme celou mřížku. Vlny vytvářející spektrum se odrážejí od velmi malé části mřížky a mřížka nepracuje, jak by měla – dostaneme velké úhlové rozložení. Aby bylo rozložení užší, musíme použít celou mřížku, aby se aspoň v některém okamžiku odrážel celý vlnový balík současně od různých částí mřížky. Proto, chceme-li, aby neurčitost vlnové délky byla menší, než udává vztah (38.5), délka balíku musí být L. Platí

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{\Delta k}{2\pi}. \tag{38.6}$$

Proto

$$\Delta k = \frac{2\pi}{L}, \tag{38.7}$$

kde L je délka vlnového balíku.

To znamená, že máme-li vlnový balík, který je kratší než L, musí být neurčitost ve vlnovém čísle větší než $2\pi/L$ nebo že součin neurčitosti vlnového čísla a délky balíku – kterou si označíme jako Δx – bude větší než 2π. Jako Δx ji značíme proto, protože je to neurčitost v poloze částice. Má-li vlnový balík jen omezenou délku, určuje nám místo, kde můžeme najít částice s nepřesností Δx. Vlastnost vln, že délka vlnového balíku násobená neurčitostí vlnového čísla je rovna nejméně 2π, je známa každému, kdo se vlnami zabývá. Nemá nic společného s kvantovou mechanikou. Znamená to jen to, že máme-li konečný vlnový balík, nemůžeme v něm přesně určit počet vln. Pokusme se to pochopit z jiného hlediska.

Předpokládejme, že máme konečný vlnový signál délky L. Protože na koncích musí zanikat, jak je to na *obr. 38.1*, neurčitost v počtu vln na délce L je přibližně ± 1. Počet vln na délce L je $kL/2\pi$. Proto k je neurčité a opět dostáváme výsledek (38.7); je to jen obyčejná vlastnost vln. Totéž platí o vlnách v prostoru, kde k je počet radiánů na centimetr a L je délka balíku, i o vlnách v čase, kde ω je počet oscilací za sekundu a T je „délka" času trvání signálu. Máme-li tedy vlnový signál, který trvá jenom určitý omezený čas T, je neurčitost frekvence dána vztahem

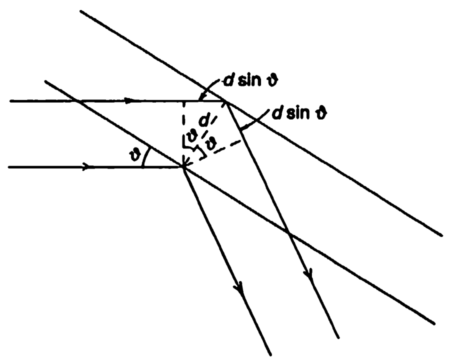
$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{T}. \tag{38.8}$$

Snažili jsme se zdůraznit, že to jsou vlastnosti jen samotných vln, jež jsou dobře známé například v teorii zvuku.

Důležité je to, že v kvantové mechanice interpretujeme vlnové číslo jako míru hybnosti částice podle pravidla $p = \hbar k$, takže ze vztahu (38.7) vyplývá $\Delta p \approx \hbar / \Delta x$. Tak je omezena klasická představa hybnosti. (Je zcela přirozené, že musí být nějak omezena, chceme-li částice reprezentovat vlnami!) Podařilo se nám najít jakési pravidlo, které nám pomáhá rozlišit, kde začínají selhávat klasické představy.

38.3 DIFRAKCE NA KRYSTALECH

Dále si představme odraz vln na krystalu. Krystal je objemné těleso skládající se z množství pěkně seřazených podobných atomů – některé komplikace zahrneme později. Otázka zní, jak je máme nastavit světlu (rentgenovým paprskům), elektronům, neutronům aj., abychom dostali po odrazu výrazné maximum v daném směru. Abychom dostali silný odraz, musí být na všech atomech rozptyl ve fázi. Nemůže jich být stejný počet ve fázi a v protifázi, neboť by se vlny vyrušily. Lze toho dosáhnout tak, že najdeme oblasti konstantní fáze, jak jsme již vysvětlovali; jsou to roviny, jež svírají s počátečním i konečným směrem stejné úhly (*obr. 38.4*).



Obr. 38.4 Rozptyl vln na krystalových rovinách

Vezmeme-li dvě rovnoběžné roviny, jako na *obr. 38.4*, vlny, které se od nich odrazily, budou ve fázi za předpokladu, že rozdíl vzdáleností, které překonají čela vln, je roven celému násobku vlnových délek. Je vidět, že tento rozdíl je $2d \sin \vartheta$, kde d je kolmá vzdálenost mezi rovinami. Takže podmínkou pro koherentní odraz je, aby

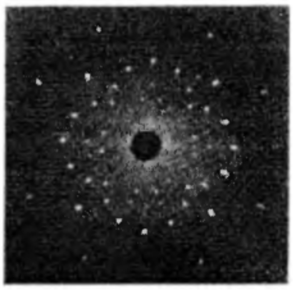
$$2d \sin \vartheta = n\lambda \; (n = 1, 2, 3 \ldots). \tag{38.9}$$

Máme-li například krystal, jehož roviny splňují podmínku (38.9) pro $n = 1$, bude odraz silný. Na druhé straně, jsou-li v polovině vzdáleností mezi rovinami další atomy (se stejnou hustotou), tyto intermediální roviny budou také způsobovat stejně silný rozptyl a interference způsobí, že výsledný efekt bude nulový. Proto se d musí vztahovat na přilehlé roviny; vztah (38.9) nemůžeme použít pro roviny vzdálené o pět vrstev!

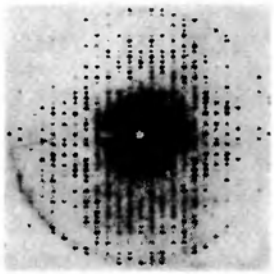
Pro zajímavost: Krystaly nejsou ve skutečnosti tak jednoduché, aby se v nich určitým způsobem opakoval stejný druh atomů. Kdybychom chtěli provést jejich dvourozměrné analýzy, velmi by se podobal tapetě, na níž se pravidelně opakuje nějaký vzor. Vzorem v případě atomů rozumíme nějaké jejich seskupení: – například pro uhličitan vápenatý atom vápníku, atom uhlíku a tři atomy kyslíku – kde může být relativně velký počet atomů. Ať je vzor jakýkoliv, vždy se opakuje. Tento základní vzorek se nazývá *jednotkovou buňkou*.

Různé druhy opakování vzorků definují to, čemu říkáme *typ mřížky*. Typ mřížky lze poznat ihned podle toho, jaké symetrické obrazce vytváří odražené světlo. Podle míst, kde dochází k odrazům, určíme typ mřížky, ale abychom zjistili, co je uvnitř každé buňky, musíme vzít v úvahu *intenzitu* rozptylu v různých směrech. *Směr*, v němž dochází k rozptylu, závisí na druhu mřížky, ale *jak silný* je rozptyl v příslušném směru, je určeno tím, co je v každé jednotkové buňce. Tímto způsobem se zjišťuje struktura krystalů.

Na *obrázcích 38.5* a *38.6* jsou dvě fotografie vzorků pomocí rentgenové difrakce. Znázorňují rozptyl na kamenné soli a na myoglobinu (červené barvivo svalu).

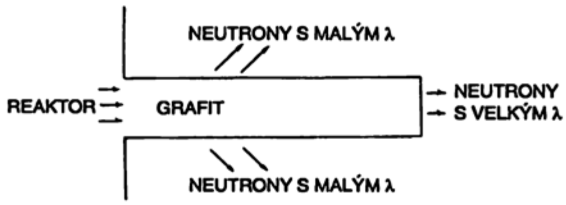


Obr. 38.5



Obr. 38.6

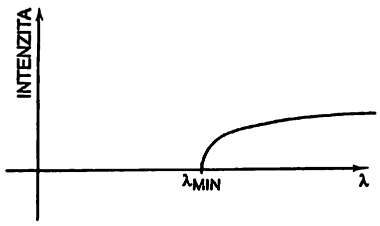
Zajímavá situace nastává, jsou-li sousední krystalové roviny od sebe vzdáleny o méně než $\lambda/2$. V tom případě podmínka (38.9) nemůže být splněna. Proto je-li λ větší než dvojnásobek vzdálenosti mezi sousedními rovinami, nevzniká žádný difrakční vzor a světlo (nebo cokoliv) projde materiálem, aniž by se odráželo nebo ztrácelo. Je-li λ v případě světla mnohem větší než vzdálenost mezi rovinami, prochází světlo krystalem, aniž by docházelo k jeho odrazu od rovin krystalu.



Obr. 38.7 Difúze neutronů z reaktoru grafitovým blokem

To má zajímavý důsledek pro neutrony z reaktoru (jsou to zřejmě částice za všechny peníze!). Postavíme-li jim do cesty blok z grafitu, neutrony difundují a razí si jím cestu (*obr. 38.7*). Difundují, neboť se srážejí s atomy, ale přesně řečeno podle vlnové teorie, odrážejí se, neboť dochází k jejich difrakci na krystalových rovinách. Neutrony, jež vylétají z velmi velkého kusu grafitu na druhém konci, mají všechny velkou vlnovou délku! Když si graficky znázorníme jejich intenzitu jako funkci vlnové délky, vidíme, že je různá od nuly jen pro vlnové délky větší než určitá minimální délka (*obr. 38.8*). Znamená to, že tak můžeme získat velmi pomalé neutrony.

Grafitem proletí jen ty nejpomalejší neutrony, které se na krystalových rovinách nedifragují nebo nerozptylují, ale letí přímo skrz jako světlo sklem a nerozptylují se do stran. Je mnoho jiných důkazů existence neutronových vln a vln jiných částic.



Obr. 38.8 Intenzita neutronů vyletujících z grafitového bloku jako funkce vlnové délky

38.4 VELIKOST ATOMŮ

Nyní se zamyslíme nad jinou aplikací principu neurčitosti vyjádřeného rovnicí (38.3). Tuto aplikaci nesmíme brát příliš vážně. Myšlenka je správná, ale naše analýza nebude moc přesná. Týká se demonstrace rozměrů atomů a toho, že podle klasické teorie by měly elektrony vyzařovat světlo a obíhat po spirále, dokud nespadnou na jádro. To však nemůže být v souladu s kvantovou mechanikou, kde nemůžeme vědět, kde byl každý elektron a jak rychle se pohyboval.

Představme si, že chceme určit polohu elektronu ve vodíkovém atomu. Je nemožné, abychom přesně určili jeho polohu, neboť pak by byla neurčitost jeho hybnosti nekonečná. Kdykoliv se na elektron podíváme, někde se nachází; má však určitou amplitudu pravděpodobnosti, vyskytovat se na různých místech. Tato místa se nemohou nacházet všechna v jádře; budeme předpokládat, že jsou rozložena ve vzdálenosti a od jádra, tj. že vzdálenost elektronu od jádra je obvykle řádově rovna a. Minimalizací celkové energie atomu určíme a.

Ze vztahu neurčitosti vyplývá, že neurčitost hybnosti je h/a, takže kdybychom chtěli nějak změřit hybnost elektronu, například pomocí rozptylu rentgenových paprsků na elektronu a sledováním Dopplerova jevu na pohybujícím se rozptylovém centru, očekávali bychom, že nedostaneme vždy nulu – elektron nebude stát na místě – ale jeho hybnost musí být řádově $p \approx h/a$. Kinetická energie je přibližně $1/2\, mv^2 = p^2/2m = h^2/2ma^2$. (V určitém smyslu provádíme jistý druh rozměrové analýzy, jak závisí kinetická energie na Planckově konstantě, na m a rozměrech atomu. Naší odpovědi můžeme důvěřovat s přesností na faktory jako 2, π atd. Dokonce ani a jsme nedefinovali moc přesně.) Potenciální energie je rovna e^2 dělenému vzdáleností od středu, $-e^2/a$, kde e^2 (jak si pamatujeme) je rovna druhé mocnině náboje elektronu dělené $4\pi\varepsilon_0$. Vtip je nyní v tom, že potenciální energie klesá, když se a zmenšuje, ale čím je menší a, tím je podle principu neurčitosti větší hybnost a tedy i kinetická energie. Celková energie je

$$E = \frac{h^2}{2ma^2} - \frac{e^2}{a}. \tag{38.10}$$

Nevíme, čemu je rovno a, ale víme, že atom se uspořádá tak, aby došlo k určitému kompromisu a aby jeho energie byla tak malá, jak jen může být. Abychom našli minimum E, zderivujeme ji podle a, položíme derivaci rovnu nule a z této rovnice najdeme a. Derivace E je rovna

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}a} = -\frac{\hbar^2}{ma^3} + \frac{e^2}{a^2}, \tag{38.11}$$

a když ji položíme rovnu nule, dostaneme pro hodnotu a

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0{,}528 \cdot 10^{-10}\,\text{metrů}. \tag{38.12}$$

Tato vzdálenost se nazývá *Bohrův poloměr* a tak jsme se dozvěděli, že rozměry atomů jsou řádově 10^{-10}m, což je pravda. To je krásné – je to úžasné, neboť do této doby jsme neměli žádnou bázi, na jejímž základě bychom mohli odhadnout rozměry atomů! Přitom z klasického hlediska atomy vlastně nemohou existovat, neboť elektrony by měly spadnout po spirále na jádro.

Dosadíme-li hodnotu pro a_0 z (38.12) do vztahu pro energii (38.10), dostáváme

$$E_0 = -\frac{e^2}{2a_0} = -\frac{me^4}{2\hbar^2} = -13{,}6\,\text{eV}. \tag{38.13}$$

Co znamená záporná energie? Znamená, že elektron má v atomu menší energii, než když je volný. Znamená to, že je vázaný. Znamená to, že k uvolnění elektronu je třeba energie. K ionizaci vodíkového atomu musíme dodat energii 13,6 eV. Nemáme důvod, abychom si nemysleli, že má být dvakrát nebo třikrát větší než tato energie – nebo poloviční nebo $1/\pi$ násobek, když naše argumentace byla taková ledabylá. My jsme však trochu podváděli, použili jsme takové konstanty, aby nám vyšlo správné číslo! Hodnota 13,6 elektronvoltů se nazývá Rydbergova energie. Je to ionizační energie vodíkového atomu.

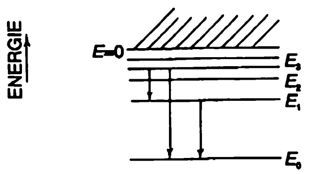
Teď alespoň chápeme, proč se nepropadneme podlahou. Když jdeme, naše boty tlačí svými atomy na atomy podlahy. Kdybychom stlačili atomy blíže k sobě, musely by elektrony zabírat menší prostor a podle principu neurčitosti by se musely v průměru zvýšit jejich hybnosti, což by znamenalo vyšší energii. Odpor při stlačování atomů je kvantově-mechanický efekt a ne klasický efekt. Klasicky bychom předpokládali, že kdybychom k sobě přiblížili všechny elektrony a protony, energie by se stále zmenšovala. Nejvýhodnější seskupení kladných a záporných atomů v klasické fyzice je, když jsou všechny těsně u sebe. V klasické fyzice to bylo dobře známé a existence atomů byla záhadou. Samozřejmě, vědci tehdy objevili několik způsobů, jak se dostat z těžkostí, ale teprve my jsme našli ten *správný* způsob! (Snad.)

I když nemáme předpoklady, abychom tomu na naší úrovni porozuměli, zmíníme se o tom, že tam, kde je mnoho elektronů, snaží se být od sebe co nejdále. Obsadí-li jeden elektron určitý prostor, druhý elektron ho neobsadí. Přesněji řečeno existují dva případy spinu, takže dva elektrony mohou ještě „sedět" jeden na druhém, přičemž mají opačné spiny, ale víc jich tam už nemůžeme dát. Ostatní musíme dát na jiná místa a to je skutečný důvod, proč má hmota pevnost. Když bychom mohli umístit všechny elektrony na stejné místo, hmota by se zkondenzovala ještě víc, než nyní. Právě této skutečnosti, že všechny elektrony se nemohou shluknout v jednom místě, vděčíme za to, že stoly a jiné věci jsou pevné.

K pochopení vlastností hmoty budeme muset zřejmě použít kvantovou mechaniku a nemůžeme se spokojit s klasickou mechanikou.

38.5 ENERGETICKÉ HLADINY

Mluvili jsme o atomu v nejnižším možném energetickém stavu, ale jak je vidět, elektron dokáže i jiné věci. Může se vrtět a kmitat mnohem energičtěji, takže v atomu existuje mnoho různých pohybů. Podle kvantové mechaniky může mít atom určitou energii jen ve stacionárním stavu. Na obrázku 38.9 máme diagram, kde nanášíme energii na svislou osu a pro každou dovolenou energii máme nakreslenou vodorovnou čáru. Je-li elektron volný, tj. je-li jeho energie kladná, jeho energie může být libovolná, může se tedy pohybovat libovolnou rychlostí. Energie vázaného elektronu však nejsou libovolné. Atomy musí mít některou z dovolených hodnot energie, jako jsou ty na *obr. 38.9.*



Obr. 38.9 Energetické schéma atomu znázorňující několik možných přechodů

Označme dovolené hladiny energie E_0, E_1, E_2, E_3. Nachází-li se atom v některém z excitovaných vzbuzených stavů E_1, E_2 atd., nezůstane v něm navždy. Dříve nebo později klesne do nižšího stavu a vyzáří energii ve formě světla. Frekvenci emitovaného světla lze určit pomocí zákona zachování energie a kvantově-mechanického chápání toho, že frekvence světla souvisí s jeho energií podle (38.1). Proto frekvence světla, jež se uvolní při přechodu od energie E_3 k energii E_1 (například), je

$$\omega_{31} = \frac{(E_3 - E_1)}{\hbar}. \tag{38.14}$$

To je pak charakteristická frekvence atomu a definuje jeho spektrální emisní čáru. Další možný přechod by byl od E_3 k E_0. Ten bude odpovídat frekvenci

$$\omega_{30} = \frac{(E_3 - E_0)}{\hbar}. \tag{38.15}$$

Další možnost je ta, že když byl atom vzbuzen do stavu E_1, může spadnout do základního stavu E_0, přičemž vyzáří foton s frekvencí

$$\omega_{10} = \frac{(E_1 - E_0)}{\hbar}. \tag{38.16}$$

Tyto tři přechody jsme vybrali proto, abychom mohli ukázat na zajímavý vztah. Z (38.14), (38.15) a (38.16) je snadno vidět, že

$$\omega_{30} = \omega_{31} + \omega_{10}. \tag{38.17}$$

Obecně platí, že najdeme-li dvě spektrální čáry, můžeme očekávat, že další najdeme na součtu jejich frekvencí (nebo na rozdílu jejich frekvencí). Tyto čáry můžeme objasnit pomocí série hladin tak, že každá čára odpovídá rozdílu energií nějakého páru energetických hladin. Tato pozoruhodná shoda spektrálních frekvencí byla objevena dříve, než kvantová mechanika a nazývá se *Ritzův kombinační princip*. Z hlediska klasické mechaniky je to opět záhada. Nemusíme se dále snažit zdůrazňovat, že klasická fyzika selhává v oblasti atomů, zdá se, že jsme to dokázali dostatečně jasně.

Již jsme si řekli, že kvantová mechanika je reprezentována pomocí amplitud, jež se chovají jako vlny s určitými frekvencemi a vlnovými čísly. Podívejme se, jak plyne z hlediska amplitud, že atom má určité energetické stavy. Je to něco, co nemůžeme pochopit z toho, co jsme si dosud řekli, ale všichni víme, že stojaté vlny mají určité frekvence. Například zvuk uzavřený ve varhanní píšťale však může vibrovat více způsoby, přičemž každému z nich přísluší určitá frekvence. Proto má objekt, v němž jsou vlny uzavřené, určité rezonanční frekvence. To, že vlnění může existovat jen při určitých frekvencích, je vlastnost vln v uzavřeném prostoru. O tom budeme mluvit podrobně včetně vzorců až později. A protože mezi frekvencemi amplitud a energií existuje obecný vztah, nejsme překvapeni, že s elektrony vázanými v atomech souvisí jen určité energie.

38.6 FILOZOFICKÉ DŮSLEDKY

Proberme si stručně některé filozofické důsledky vyplývající z kvantové mechaniky. Jako vždy má tento problém dvě stránky: jednou jsou filozofické důsledky pro fyziku a druhou jejich extrapolace do jiných oblastí. Když se filozofické myšlenky, spojené s přírodní vědou, přenášejí do jiných oblastí, obvykle se zcela překroutí. Proto naše poznámky omezíme, pokud to bude možné, jen na fyziku.

Nejzajímavějším aspektem je především myšlenka principu neurčitosti; pozorování nějakého jevu ovlivňuje samotný jev. Vždy bylo známo, že pozorováním nějakého jevu se tento jev ovlivňuje, ale jde tady o to, že toto ovlivňování nelze zanedbat, minimalizovat nebo libovolně zmenšovat pomocí vhodného uspořádání aparatury. Sledujeme-li nějaký jev, nemůžeme si pomoci, ale musíme ho aspoň minimálním způsobem narušit a *toto narušení je nevyhnutné pro konzistentnost našeho chápání*. V předkvantové fyzice byl někdy pozorovatel důležitý, ale jen v triviálním smyslu. Byl nastolen takový problém: Když v lese padne strom a není tam nikdo, kdo by to slyšel, vzniká přitom zvuk? Přirozeně, pádem *skutečného* stromu ve *skutečném* lese vzniká zvuk, i kdyby tam nikdo nebyl. I když tam nikdo není, kdo by to slyšel, zůstanou i jiné stopy. Zvuk rozechvěje listy a kdybychom byli dostatečně pozorní, snad bychom zjistili, že se někde nějaký trn otřel o list a jemně ho poškrábal, což nelze vysvětlit bez předpokladu, že se list rozechvěl. Takže v určitém smyslu musíme přiznat, že při tom vzniká zvuk. Můžeme se zeptat: Došlo přitom k *pocitu* zvuku? Ne, pociťování zřejmě souvisí s vědomím. A zda si to uvědomili mravenci, zda byli nějací mravenci v lese nebo zda si to uvědomil strom, to nevíme. Nechme tento problém tak, jak je.

Další věc, kterou lidé zdůrazňovali před kvantovou mechanikou, je myšlenka, že bychom neměli mluvit o věcech, jež nemůžeme měřit. (Skutečně to tvrdila i teorie relativity.) Nemůžeme-li něco určit měřením, nemá to v teorii co hledat. Protože přesnou hodnotu hybnosti lokalizované částice nelze měřením určit, nemá v teorii místo. Představa, že tak to bylo v klasické teorii, je *falešná*. Je důsledkem nedbalé analýzy situace. Nemožnost přesného *měření* polohy a hybnosti ještě *a priori* neznamená, že o nich nemůžeme mluvit. Znamená to jen tolik, že o nich *nemusíme* mluvit. Ve vědě je taková situace: Pojem nebo představa, kterou nelze měřit nebo nelze přímo odvodit z experimentu, může být, ale nemusí být užitečná. Nemusí existovat v teorii. Jinými slovy, předpokládejme, že porovnáme klasickou teorii světa s kvantovou teorií a předpokládejme, že experimentálně platí fakt, že jak polohu tak i hybnost můžeme měřit jen nepřesně. Vzniká otázka, zda *představa* přesné polohy částice a představa přesné hybnosti částice platí nebo ne. Klasická teorie tyto představy připouští, kvantová teorie nepřipouští. To samo o sobě ještě neznamená, že klasická fyzika je chybná. Když byla objevena kvantová mechanika, klasici (to byli všichni kromě Heisenberga, Schrödingera a Borna) říkali: „Podívejte se, vaše teorie nestojí za nic, protože neumíte dát odpovědi na určité otázky jako například: Jaká je přesná poloha částice? Kterým otvorem prošla? atd." Heisenbergova odpověď zněla: „Nepotřebujeme odpovědi na tyto otázky, protože vy je nemůžete experimentálně ověřit." Vtip je v tom, že nemusíme. Vezměme si dvě teorie: *a* a *b*. Teorie *a* obsahuje představu, kterou nelze přímo ověřit, ale která se používá při analýze a teorie *b* tuto představu neobsahuje. Když se teorie ve svých předpovědích neshodnou, nelze tvrdit, že *b* je špatná, protože neumí vysvětlit představu, kterou používá *a*, neboť je to představa, jež patří mezi ty, co nelze přímo ověřit. Je vždy dobré, když víme, které představy nelze přímo ověřit, ale ne vždy je nutné je všechny odstranit. Není pravda, že vědu můžeme posunout dále jen pomocí koncepcí, jež přímo souvisí s experimentem.

Kvantová mechanika obsahuje amplitudu vlnové funkce, potenciál a mnoho dalších konstrukcí, jež nelze přímo měřit. Podstata vědy spočívá v její schopnosti *předpovídat*. Předpovídat znamená říci, co se stane v experimentu, který ještě nikdo nikdy neudělal. Jak to můžeme vědět? Nezávisle na experimentu předpokládáme, že víme, co při něm probíhá. Musíme extrapolovat experimenty do oblasti, kde se ještě nedělaly. Musíme své představy rozšířit na situace, v nichž je ještě nikdo neprověřil. Když to neuděláme, nemáme předpověď. Proto se klasickým fyzikům zdálo rozumné předpokládat, že poloha – jež má jasný smysl v bejsbolu – bude mít smysl i pro elektron. Nebyl to projev hlouposti. Byl to rozumný proces. Dnes říkáme, že zákon relativity platí pro všechny energie, ale jednou může někdo přijít a říci, jací jsme byli hloupí. V čem jsme „hloupí", nevíme, dokud „nevystrčíme hlavu ven". Celá idea spočívá v tom, abychom vystrčili ven hlavu. Jediný způsob, jak můžeme zjistit, že se mýlíme, je ten, že se podíváme, jaké jsou naše předpovědi. Je nutné, abychom vymýšleli nové konstrukce.

Už jsme udělali několik poznámek o neurčitosti kvantové mechaniky. O tom, že nejsme schopni předpovědět, co se fyzikálně stane za daných fyzikálních podmínek, jež jsou uspořádány tak pečlivě, jak jen lze. Máme-li atom, který je v excitovaném stavu a který se chystá vyzářit foton, nemůžeme říci, *kdy* ho vyzáří. V každém okamžiku má určitou amplitudu, že foton vyzáří a my umíme předpovědět jen pravděpodobnost emise; nemůžeme předpovědět budoucnost přesně. To dalo podnět ke vzniku všelijakých nesmyslů, k otázkám o smyslu svobodné vůle a k myšlence, že svět je neurčitý.

Musíme zdůraznit, že klasická fyzika je také v určitém smyslu indeterministická. Obyčejně se má za to, že tato vlastnost, tj. že nemůžeme předpovědět budoucnost, je důležitá kvantově-mechanická vlastnost a tím by se mělo vysvětlovat myšlení, city, vůle atd. Kdyby svět *byl* klasický – kdyby byly jen klasické zákony mechaniky – není vůbec zřejmé, že mysl by nepracovala více méně stejně. Je pravda, že kdybychom klasicky znali polohu a rychlost každé částice ve světě nebo v krabici s plynem, mohli bychom exaktně předpovědět, co bude. Proto je klasický svět deterministický. Předpokládejme však, že máme konečnou přesnost a že známe polohu každého atomu dejme tomu s přesností jedné miliardtiny. Pak tento atom narazí do dalšího atomu a když jsme jeho polohu neznali přesněji než na jednu miliardtinu, bude po srážce nepřesnost v jeho poloze ještě větší. Další srážkou se chyba ještě zvětší, takže, když začneme třeba jen s malými chybami, ty rychle narostou na velmi velkou neurčitost. Uvedeme příklad. Voda se při pádu z přehrady tříští a stojíme-li někde blízko, tu a tam nám na nose přistane kapka. Zdá se to být zcela náhodné a přece by se to dalo předpovědět pomocí klasických zákonů. Přesné polohy kapek závisí na proudění vody dřív než protéká přes přehradu. Jak? Nejmenší nahodilosti se ve vodopádu zesilují, takže dostáváme úplnou mahodilost. Je jasné, že polohy kapek nemůžeme reálně předpovědět, když neznáme pohyb vody *naprosto přesně*.

Přesněji řečeno, při libovolné přesnosti lze najít dostatečně vzdálený čas, pro který nemůžeme udělat platné předpovědi. Vtip je v tom, že tento čas není ani příliš vzdálený. Věc se nemá tak, že by přesnosti na jednu miliardtinu odpovídal čas miliónů roků. Čas se fakticky mění jen logaritmicky ve srovnání s chybou a ukazuje se, že už za velmi krátký čas ztrácíme celou informaci. Je-li přesnost dána na jednu miliardtinu z miliardtiny (můžeme vzít miliardtin kolik chceme, jen když se někde zastavíme), zjistíme, že čas, po němž už nemůžeme předpovědět, co se stane, je kratší, než byl čas, za který jsme si stanovili původní přesnost! Není proto čestné říkat, že na základě zdánlivé svobody a indeterminizmu lidské mysli jsme si měli uvědomit, že klasická „deterministická" fyzika si nikdy nemohla dělat naději, že to pochopí a vítat kvantovou mechaniku jako osvobození od „úplně mechanistického" vesmíru, neboť z praktického hlediska už existoval indeterminizmus v klasické mechanice.

PŘÍKLADY A CVIČENÍ

38.1 ■ V kapitole 32 jsme ukázali, že vybuzený atom vyzařuje svou energii po určitých porcích. To má za následek omezení doby života vybuzeného stavu a vzniku konečné šířky příslušné spektrální čáry.
Ukažte, že tyto jevy, popisujeme-li je jako neurčitosti energie a doby vyzařování fotonu, jsou v souladu s relacemi neurčitosti.

38.2 ■ Odhadněte Bohrův poloměr atomu vodíku pomocí rozměrové analýzy. Na základě relace neurčitosti ukažte, že energie potřebná k odtržení elektronu od protonu v atomu vodíku je řádově několik elektronvoltů.

38.3 ■ V ultrafialové oblasti spektra vybuzeného vodíku se nachází série spektrálních čar nazývaná Lymanova série. Tři čáry této série mají vlnové délky 121,6 nm, 102,6 nm, 97,3 nm. Vypočítejte vlnové délky odpovídající třem dalším možným čarám ve spektru vybuzeného vodíku, jež mohou být předpovězeny pouze na základě těchto údajů a Ritzova kombinačního principu. Dvě z nich leží v oblasti viditelného světla (Balmerova série) a jedna v infračervené oblasti (první čára Paschenovy série).