

T E O R I E K V A N T

Dne 14. prosince 1900 — jest to památné datum v dějinách fysiky — přednášel *Max Planck*, profesor teoretické fysiky na berlínské universitě, ve schůzi německé fysikální společnosti v Berlíně o zákonu, který se mu tehda podařilo právě nalézt (cestou poloopirickou), jak jest totiž záření dokonale černého tělesa rozloženo na jednotlivé barvy spektra. V krátkosti na to ukázal, jak tento nově objevený zákon lze teoreticky vyvoditi ze soustavy nových elektromagnetických zákonů, které se překvapujícím způsobem lišily od zákonů tehdy běžných. *Planck* totiž ukázal, že ve fysice hraje důležitou úlohu nová, do té doby neznámá, universální konstanta h (viz odst. 4. této stati); tento jeho objev dal v pozdějších letech vznik korpuskulární teorii světla a vlnové teorii hmoty. Obě tyto teorie mají společný název »teorie kvant«.

1. *Světlo — světelné záření.* — Světlo svítícím zdrojem vyzařované, třeba je na první pohled bílé (anebo jednobarevné), jest směs jednoduchých světelných složek. *Newton* svým proslulým hranolem rozložil sluneční světlo v jeho duhové součástky; právě tak přístroj zvaný spektroskop rozkládá světlo svítícího zdroje v jeho jednoduché složky barevné. Jiným způsobem lze docíliti podobného rozkladu t. zv. ohybovou mřížkou. Je to skleněná nebo kovová deska, rovná nebo častěji mírně dutá, do níž jest dokonalým dělicím strojem vyryto množství rovnoběžných, stejně od sebe vzdálených, jemných vrypů; na milimetr jich připadá 400 až 800. Tyto různobarevné složky spektroskopem (nebo ohybovou mřížkou) rozloženého světla původního tvoří podobně jako v duze pás barev (užijeme-li mřížky, tedy řadu pásků barev), jemuž říkáme spektrum. O pravé podstatě světla nevíme, poctivě řečeno, sice vlastně nic, ale tolik víme jistě, že světlo i ostatní druhy záření, o nichž bude ještě řeč, šíří se takovým způsobem, že se při tom objevují právě takové vlastnosti, jako kdyby se šířila řada vln jdoucích po sobě; pro názornost můžeme při tom mysliti na př. na vlnky zčeřené hladiny rybníka, třebaže nevíme, zdali světlo je skutečný (mechanický) vlnivý pohyb. Vlnovou délkou v řadě vlnek sluje vzdálenost vrcholů jedné vlnky od druhé. Tohoto pojmenování užíváme pro všechny zjevy vlnového rázu. Ohybová mřížka rozkládá světlo přímo podle vlnových délek; každá vlnová délka

odpovídá určité spektrální barvě. Mřížkou lze také měřiti skutečné vlnové délky různobarevného světla; ukazuje se, že tyto délky jsou nadmíru malé. Nejčervenější světlo, oku ještě patrné, má vlnky nejdéší, asi 7.5×10^{-5} cm; světlo nejfialovější, které ještě vnímáme, má jen poloviční vlnovou délku, asi 3.8×10^{-5} cm. Světlo každé barvy se však šíří vzduchoprázdnotou a přibližně i vzduchem stejnou rychlostí $c=300.000$ km za vteřinu. Počet vlnek světla majícího délku λ , které projdou určitým místem za vteřinu,

je tak zvaný kmitočet (= frekvence) toho světla $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Pro červené světlo jest $\nu=400$ bilionů, pro fialové světlo $\nu=800$ bilionů. Vnímáme-li tedy fialové světlo, vstupuje do našeho oka v každé vteřině 800 bilionů světelných vlnek. Tato frekvence světla, charakterisující jeho barvu, je cosi do jisté míry podobného počtu záchvěvů hudebního tónu za vteřinu, jenž určuje výšku tónu.

Sluneční spektrum jest barevný pás duhových barev v sebe přecházejících od červeného světla na jednom kraji k fialovému světlu na kraji druhém. Tak se jeví našemu oku. Ale tyto hranice spektra nejsou jeho hranice skutečné. Vložíme-li jisté chemické soli do prostoru v pokračování za fialovým koncem viditelného spektra, poznáme, že tyto soli živě světélkují; to je důkazem, že i tam existuje záření, ovšem neviditelné, ale projevující nepopíratelné účinky. Také za červeným koncem není skutečný konec spektra, tam existuje záření vyznamenávající se zvláště tepelnými účinky. Postupem času dospěla fysika k přesvědčení, že všechno záření od nejkratších paprsků γ a paprsků *Röntgenových* až po vlny elektrických oscilací a střídavých proudů je téže povahy (pravíme, že to jsou elektromagnetické vlny) a liší se od sebe délkou vlny.

Přehledná tabulka elektromagnetického spektra.

	Délka vlny v Ångströmech ($=10^{-8}$ cm)
Nejkratší paprsky γ	$0.57.10^{-2}$
Röntgenovy paprsky	od $1.58.10^{-1}$ do $6.6.10^2$
Ultrafialová část spektra	od $1.36.10^2$ do $3.6.10^3$
Viditelná část spektra	od $3.8.10^3$ do $7.5.10^3$
Infračervená část spektra	od $7.8.10^3$ do $3.4.10^6$
Elektrické vlny	od 2.10^6 do ∞

2. *Teplo — tepelné záření.* — Každodenní zkušenost učí, že se mezi dvěma různě teplými tělesy odehrávají vždy děje, které hledí přivoditi vyrovnání jejich temperatur. Jsou tři různé druhy těchto dějů: šíření tepla vedením, prouděním a zářením.

Prouděním se šíří teplo jen v látkách proudění schopných, t. j. v plynech a tekutinách, vedením se teplo šíří jen hmotným prostředím, které obstarává přenos tepla s místa teplejšího na chladnější místo. Naproti tomu teplo se šíří zářením nejlépe ve vzduchoprázdnotě. Tepelné záření se šíří celým vesmírem světelnou rychlostí; z nejbzdálenějších hvězd přichází k nám te-

plné záření prostupující absolutní prázdnotou. Pro nás, obyvatele Země, má tepelné záření svrchovanou důležitost, neboť bez slunečního záření by nebyl život na naší Zemi vůbec možný. Nicméně vědecké poznatky o záření tepelném jsou velmi pozdního data. Teprve ke konci 18. století začalo se náležitě rozlišovati mezi zářením a vedením tepla, aspoň pokud se týče neviditelného tepelného záření (za červeným krajem spektra). První vlastnost tepla jest ta, že teplo tělesu dodávané zvyšuje jeho teplotu (temperaturu). Avšak sluneční teplo šíří se vzduchoprázdnotou, kterou nemůže ohřívati, a v zemské atmosféře vzduchem, který ohřívá celkem nepatrně. Tudíž sluneční teplo ve vzduchoprázdnotě nebo ve vzduchu nemůže býti teplo, nýbrž musí to býti jiný druh energie, kterou nazýváme energií zářivou. Totéž platí o teple, které pocítujeme v blízkosti horkých kamen.

Ztrácí-li těleso, zahřáté nad teplotu okolí, své teplo zářením, tedy se toto teplo mění při výstupu z tělesa v jiný druh energie, v energii záření, která se zase v ozařovaném tělese proměňuje úplně nebo částečně v teplo. Tudíž úkolem fyzikální teorie záření jest vyšetřovati vzájemné vztahy i účinky záření a tepla.

Teplo — ať plynného, kapalného nebo pevného tělesa — není nic jiného než pohybová energie jeho molekul. Každé těleso se totiž skládá, jak dnes již bezpečně víme, z ohromného počtu droboučkových zrnek, jejichž rozměry jsou několik málo desítmiliontin milimetru, kterým říkáme molekuly.

Nejpřehlednější představu o těchto molekulách si můžeme učiniti u plynu. Je to v podstatě krupobití broků nebo koulí, které létají bez rozdílu všemi směry a které občas do sebe vrážejí. V obyčejném vzduchu každá molekula naráží na ostatní asi 5000milionkrát ve vteřině a urazí mezi dvěma po sobě následujícími srážkami průměrně dráhu 160 miliontin milimetru. Vyssažeme-li nejdokonalejší vývěvou dnešní doby vzduch z nějaké nádoby, t. j. připravíme-li v nějaké nádobě největší vzduchoprázdnotu, jakou dovedeme dnes v laboratoři vůbec vytvořiti, pak zbude ještě asi 40.000 milionů molekul plynu v každém krychlovém centimetru a molekula může urazit průměrně asi 100 m, než se znovu srazí s jinou molekulou.

Pohybová energie molekuly podobně jako pohybová energie koule a každého tělesa vůbec je úměrná hmotě tělesa, kterou měříme jeho vahou. Abychom vystřelili kouli z pušky určitou rychlostí, potřebujeme spáliti určité množství střelného prachu. Tato dávka prachu musí býti dvojnásobná, má-li se vystřeliti z téže pušky koule o dvojnásobné hmotě touž rychlostí. Chceme-li však vystřeliti touž kouli dvojnásobnou (nebo trojnásobnou) rychlostí, je třeba užiti čtyřnásobné (nebo devítinásobné) dávky prachu. Tedy pohybová energie vystřelené koule, jejíž měrou jest dávka střelného prachu, jest úměrná dvojmoci rychlosti. Shrneme-li oba poznatky v jeden, obdržíme pro pohybovou energii tělesa vzorec $\frac{1}{2}mv^2$, kde m jest hmota tělesa a v jeho rychlost. Měříme-li m v gramech a v v cm za vteřinu, pak uvedený vzorec udává pohybovou energii v jednotkách práce, které ve fysice slují *ergy*. Jeden erg jest tedy pohybová energie tělesa těžkého 2 gramy ($m=2$), které se pohybuje rychlostí 1 cm za vteřinu ($v=1$). Narazí-li vystřelená koule do terče, zastaví se, její pohybová energie zmizí, zato však se zahřeje

částečně terč a hlavně střela. Toto obojí teplo vzniklo na útraty pohybové energie; nastala pouze změna energie pohybové v teplo (= energii tepelnou) a číselná hodnota energie zůstala beze změny, což platí obecně a předstává větu o zachování energie: Ať se energie (isolovaného systému těles) mění v jiné druhy energie jakkoli, úhrnný součet všech druhů energií je též jako s počátku.

Celkové teplo každé látky není podle toho není nic jiného, než úhrnná pohybová energie všech molekul, z nichž se látka skládá. Molekuly pevného tělesa nemají velkou pohybovou energii, pohybují se tak pomalu, že zřídka mění své vzájemné polohy. Teprve zahříváním pevného tělesa způsobíme jejich rychlejší pohyb, těleso přechází ve stav kapalný a konečně ve stav plynný, kdy se molekuly pohybují velice živě.

Průměrná pohybová energie plynových molekul je úměrná teplotě plynu; tímto způsobem jest právě teplota vědecky definována. Tuto teplotu však neměříme podle stodílné stupnice *Celsiovy*, které se užívá obyčejně, nýbrž podle t. zv. absolutní stupnice, jejíž nula je na tom místě, kde *Celsiův* teploměr má -273° ; stupně obou stupnic jsou stejné, takže na př. led taje při 273° abs. ($=0^{\circ}$ C). Absolutní nula ($=-273^{\circ}$ C) je nejnižší možná teplota vůbec; nižší teplota neexistuje. V laboratoři dovedeme připravit mráz asi 1° abs. ($=-272^{\circ}$ C), v mezihvězdném prostoru daleko od hvězdy panuje teplota asi 4° abs.

Tak jsme si ujasnili, že teplo, t. j. tepelná energie tělesa jest (pohybová) energie molekul, z nichž těleso sestává; před tím jsme viděli, že záření je také druh energie, nesené elektromagnetickými vlnami. Náзор tento budeme musiti později ještě poněkud doplniti.

5. Černé záření. — Různá tělesa září za jinak stejných okolností různě. Avšak záření jakéhokoli tělesa můžeme uvéstí ve vztah se zářením tělesa dokonale černého čili se zářením dutinovým. Těleso s dutinou jest rozžhaveno tak, až počne zářiti. Při tom se nepřihlíží k světlu a teplu, které vysílá vnější jeho povrch; toliko záření z vnitřku dutiny se propouští ven malým otvorem a pak se rozkládá ve své barevné složky spektrografem nebo ohybovou mřížkou. Toto záření, nazvané zářením dutinovým nebo černým, je nejúplnější záření; v něm nechybí žádná složka barevného světla, v něm se každé barevné světlo uplatňuje plnou intenzitou. Neznáme látky, která by vysílala ze svého povrchu záření tak úplné; pojmenování »dokonale černé těleso« pochází odtud, že těleso pokryté dosti silnou vrstvou sazí nebo platinové černi vysílá záření velmi přibližně takové, jako jest záření dutinové. I mnohá jiná tělesa, která nejsou barvy černé, vysílají aspoň přibližně záření dokonale černé.

Vědecký základ pro zkoumání tepelného záření vůbec a záření dokonale černého tělesa zvláště, byl položen již v polovině 19. století *Kirchhoffem*; avšak teprve na samém konci století 19. byla provedena pečlivá měření, která bezpečně ukázala, jak jest záření dokonale černého tělesa rozděleno na jednotlivé barvy. *Lummer* a *Pringsheim*, kteří se o to velmi zasloužili, nemohli ovšem tušiti, že výsledky jejich přesné laboratorní práce povedou k takovému převratu, jakého ve fysice není takřka pamětníka. Elektromagne-

tické zákony záření ve století 19. známé předpověděly, že převážná část záření dokonale černého měla by býti na fialovém konci spektra nebo spíše ještě za ním, a to nezávisle na teplotě, na kterou těleso bylo zahřáto, kdežto pokusy *Lummer-Pringsheimovy* ukázaly, že obyčejně jest záření nahromaděno právě na opačném konci spektra. Bylo tudíž nutno změnit zákony záření tak, aby byly v souhlasu se zkušeností. Jak již na začátku této stati bylo řečeno, *Planckovi* se podařilo najíti správný zákon záření černého tělesa; snaha po jeho teoretickém zdůvodnění přivedla *Plancka* k novým představám, fysice do té doby úplně cizím, které se však ukázaly velmi brzo velice užitečnými v nejrůznějších oborech fysiky.

Kirchhoff dokázal, že tepelné záření v dutině, je-li temperatura uvnitř všude táž, nezávisí na povaze látek, které tvoří stěny dutiny, anebo které se nalézají uvnitř dutiny. Je tudíž dovoleno při počítání energie záření skutečné molekuly látek dutinové záření vysílajících nahraditi jednoduchými schematickými modely, za které si *Planck* zvolil elektromagnetické oscilátory, které konají takové vibrace jako částice, kmitající kolem jisté rovnovážné polohy podobně jako malé kyvadélko.

Tyto oscilátory vysílají záření podobně jako rozkmitaná ladička vydává zvuk. U ladičky, jejíž tón dozněl nebo zeslábl, může býti tón znovu vzbuzen anebo zesílen resonancí; stačí na př. udeřiti v blízkosti ladičky na tu klavírní klávesu, která dává takový (anebo skoro takový) tón, jaký jest schopna ladička vydávati. Podobně oscilátor kmitající určitou frekvencí v reaguje na záření téže (anebo skoro téže) frekvence ν . Nastává tu výměna energie mezi oscilátory a zářením, které vysílají, až se ustálí rovnovážný stav. Pak je celý dutinový prostor prostoupen zářením, jehož průměrná energie, obsažená v krychlovém centimetru dutiny (= hustota energie záření) jest rovna průměrné úhrnné energii těchto oscilátorů, která připadá na 1 cm^3 dutiny. Avšak dutinové záření jest vyznačeno tím, že obsahuje záření všech frekvencí v nejideálnější míře; t. j. průměrná energie záření úzkého oboru spektrálního, vymezeného frekvencí ν a $\nu + d\nu$ nezávisí nežli na frekvenci ν , šířce spektrálního oboru $d\nu$ a temperature T v dutině, jak to plyne z objevu *Kirchhoffova*.

4. *Základy teorie černého záření.* — Početně vyjádříme tuto průměrnou hustotu energie dutinového (= černého) záření, odpovídajícího frekvenci ležící mezi ν a $\nu + d\nu$ součinem $u d\nu$, kde u závisí jen na ν a T . Připadá-li na 1 cm^3 dutiny $C d\nu$ oscilátorů kmitajících frekvencí, která leží mezi ν a $\nu + d\nu$, a je-li U průměrná energie jednoho každého z nich, pak průměrná hustota energie dutinového záření jest $u d\nu = C U d\nu$. Odtud plyne $C = u/U$. Energii U lze měřiti týmiž jednotkami jako pohybovou energii molekul $\frac{1}{2} m v^2$, kde m znamená jejich hmotu a $v = l/t$ jejich rychlost; při tom l jest dráha, kterou molekula urazí v době t . Podobně jako délku měříme v cm , plochu ve cm^2 , objem v cm^3 , měříme energii U v $\text{erg} = \text{gcm}^2 \text{sec}^{-2}$; a hustotu energie $u d\nu$ jednotkou $\text{erg/cm}^3 = \text{gcm}^{-1} \text{sec}^{-2}$. Frekvenci ν a také šířku $d\nu$ frekvenčního intervalu měříme jednotkou sec^{-1} . Tudíž pro u vychází pojmenování (čili odborně: fysikální rozměr) $\text{erg cm}^{-3} / \text{sec}^{-1} = \text{gcm}^{-1} \text{sec}^{-1}$ a pro veličinu $C = u/U$ rozměr $\text{cm}^{-3} \text{sec}$. Jediná veličina cha-

rakterisující černé záření, která má rozměr cm , t. j. jediná délka přicházející zde v úvahu, jest délka vlny λ tohoto záření; jediná veličina, která se zde může měřiti v sec , jest perioda kmitu oscilátoru, t. j. veličina $1/\nu$. Tudíž C se může lišiti od veličiny $1/\nu \lambda^3$ jen číselným součinitelem α , takže $C = \alpha/\nu \lambda^3$. Avšak mezi délkou vlny λ a frekvencí ν v záření, které se šíří rychlostí světla, existuje vztah $\lambda = c/\nu$, takže $C = \alpha \nu^2 / c^3$ a hledaná hustota černého záření jest

$$u d\nu = \frac{\alpha \nu^2}{c^3} U d\nu. \quad (1)$$

Při tom U značí průměrnou energii oscilátoru kmitajícího frekvencí ν . Na str. 335 byla zmínka o tom, že průměrná pohybová energie plynových molekul jest úměrná teplotě plynu měřené v absolutní stupnici. Tento poznatek, nebo snad lépe, tato definice temperature byla získána ve fysice stol. 19. metodami statistickými, které vycházejí z podobných základů jako statistika v nejběžnějším slova smyslu. Tato fysikální statistika se velice osvědčila v teorii plynů; i pro oscilátory, o nichž byla právě řeč, lze jí užiti a dostaneme výsledek podobný. Shledáme, že podle této statistiky jest U rovněž úměrně temperature T , jen činitel úměrnosti jest poněkud jiný. Tento výsledek jest však v příkrém sporu s pečlivými pokusy *Lummer-Pringsheimovými*.

Avšak *Planck* zpozoroval, že k cíli zkušeností předepsanému vede statistika, která vznikne ze statistiky 19. stol., když učiníme tento předpoklad:

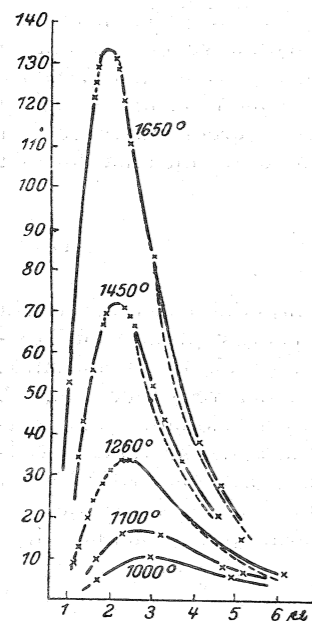
Jednotlivé oscilátory nemohou míti jakoukoli energii, nýbrž pouze takovou, která jest celým násobkem jistých základních dávek energie, které nazval »kvanta« energie. Koná-li oscilátor v kmitů za vteřinu, nemůže podle *Planckova* předpokladu býti hodnota jeho energie jiná než ta, kterou vyjadřuje součin tří veličin, n , h , ν , t. j. $n h \nu$. První z nich značí celé kladné číslo (nulu v to počítajíc — což odpovídá oscilátoru v klidu), druhá znamená universální fysikální »konstantu *Planckovu*« a třetí frekvenci oscilátoru. Tím zavedl *Planck* do fysiky novou, do té doby nepoznanou, universální konstantu nepatrné sice velikosti,

$$h = 6.54 \cdot 10^{-27} \text{ erg sec},$$

avšak neobyčejné důležitosti a položil základ k teorii kvant. Fysikální rozměr této konstanty (její pojmenování) jest energie \times čas. Hodnota její jest vyjádřena desetinným zlomkem, majícím před desetinnou tečkou nulu a za ní 26 nul, po nichž následuje obraz číselný 654, měříme-li arci délky v cm , čas v sec a hmotu v g ramech.

Za tohoto předpokladu užítím statistiky 19. stol. podařilo se *Planckovi* teoreticky odvoditi správný vzorec pro hustotu energie $u d\nu$ dokonale černého záření, jehož frekvence leží mezi ν a $\nu + d\nu$. Tento vzorec obdržíme, položíme-li do vzorce (1) za průměrnou hodnotu energie oscilátoru tuto hodnotu:

$$U = h\nu: (e^s - 1), \quad (2)$$



Obr. 1. Pokusné zkoušení platnosti zákonů záření.

Na osu vodorovnou jest nanášena vlnová délka (λ) záření v mikronech, na osu svislou intensita (E_λ). Křížky značí experimentální pozorování Lummerovy, plně vytažené křivky jsou narýsovány podle teoretického Planckova zákona záření; čárkovane vytažené křivky podle vzorce Wienova. — Planckův zákon lze totiž vyjádřit poněkud jinak než jest v textu uvedeno, zavedeme-li do formule (2) a do vzorce následujícího místo frekvence (ν) délku vlny (λ) vztahem $\nu = c/\lambda$, z něhož plyne $d\nu = -cd\lambda/\lambda^2$. Pak $ud\nu$ přejde ve tvar $8\pi E_\lambda d\lambda/c$ kde

$$E_\lambda = hc^2\lambda^{-5} : (e^{hc/kT\lambda} - 1).$$

Grafické znázornění hodnot E_λ za různých temperatur (u každé křivky poznamenaných) podávají plně vytažené křivky v obr. 1. Pro malé hodnoty λ lze v uvedeném zde vzorci vynechat v závorce 1 (vedle členu před ní stojícího) a pak obdržíme Wienův vzorec, jenž se ovšem pro větší hodnoty λ liší od vzorce Planckova, jak to také obr. 1. ukazuje (čárkovane vytažené křivky). Pro velké hodnoty λ lze nahradit Planckův zákon vzorcem Rayleighovým $E_\lambda = ckT/\lambda^4$, který plyne z klasické teorie a jenž ovšem pro menší hodnoty λ selhává úplně.

kde $e=2.7182\dots$ jest základ t. zv. přír. logaritmů, $s=h\nu/kT$, $k=1.372.10^{-16}$ erg/stupeň (t. zv. Boltzmannova konstanta), a za číslo α hodnotu 8π , kde $\pi=3.14159\dots$ jest známé číslo Ludolfovo. Tudíž Planckův vzorec zní

$$ud\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^s - 1} d\nu, \quad s = \frac{h\nu}{kT}. \quad (5)$$

5. Ocenění různých odvození Planckova zákona. — Snaha po odvození Planckova zákona jinou cestou než to učinil Planck, dala vznik rozsáhlé literatuře. Všechny tyto práce lze rozdělit ve dvě skupiny. Do první z nich patří všechny ony, které budí zdání, že neobsahují nic odchýlného od fyziky 19. stol., a do druhé všechny ostatní, které stojí přímo od počátku na půdě teorie kvant. Avšak práce první skupiny, pokud se v nich podařilo dospět k žádoucímu výsledku zdánlivě na základě klasické fyziky (t. j. fyziky, jak ji vybudovalo stol. 19.), obsahují vždy (třeba skrytě) — jak pečlivý jich rozbor ukazuje — ve svých předpokladech, bez nichž se žádná teorie neobejde, něco, co není v soulasu s klasickou fyzikou; proto nemají ceny. Tedy zbývá jedině druhá skupina; práce sem náležející lze rozdělit opět ve dvě třídy. Do první patří všechna odvození Planckova vzorce, která podobně jako Planck vycházejí z rovnováhy mezi zářením a hmotou, a do druhé zbývající odvození Planckova vzorce, která do svých úvah vůbec nezavádějí vzájemného působení mezi hmotou a zářením.

Typickým příkladem pro 1. třídu jest odvození Einsteinovo (1917), pro

2. třídu pak odvození jednak Debyeovo (1910), jednak Bose-ovo (1924). Indický fyzik S. N. Bose podal však odvození v moderní fyzice nejdůležitější. Dříve však nežli přistoupíme k výkladu odvození Bose-ova, bude nutno vyložiti zásady (kvantové) statistiky a Einsteinovu korpuskulární teorii světla.

6. Formální základy obecné fysik. statistiky. — Moderní a velmi elegantní metoda molekulární statistiky, kterou uveřejnili r. 1922 angličtí fyzikové C. G. Darwin a R. H. Fowler, má proti starším metodám mnoho dosud ne dosti doceněných předností. Stručný a zjednodušený výklad této metody, který v dalším podám, ukáže, jak všechny statistické výsledky plynou zcela snadno jako matematické důsledky t. zv. vytvářející funkce, kterou lze pro každý statistický problém jednoznačně sestrojiti.

Abychom dospěli ke konstrukci této vytvářející funkce, bude nutno zabývat se chvíli t. zv. binomickou řadou.

Druhá, resp. třetí mocnina dvojčlenu $1+y$ dá se vyjádřiti součtem 3 resp. 4 členů, t. j.

$$(1+y)^2 = 1 + 2y + y^2, \quad (1+y)^3 = 1 + 3y + 3y^2 + y^3,$$

což jsou vzorec z prvních počátků algebry každému jistě dobře známé; podobně r -tá mocnina dvojčlenu $1+y$, t. j.

$$f = (1+y)^r \quad (4)$$

dá se vyjádřiti součtem všech takových členů, které obdržíme, když do výrazu

$$\binom{r}{a} y^a = \frac{r(r-1)(r-2)\dots(r-a+2)(r-a+1)}{a(a-1)(a-2)\dots 2 \cdot 1} y^a \quad (5)$$

dosazujeme postupně $a=0, 1, 2, \dots$. Při tom výraz $\binom{r}{0}$ jakož i y^0 nahrazujeme číslem 1.

Je-li r číslo celé kladné, lze f vyjádřiti součtem $r+1$ členů tvaru (5), ať je y číslo jakékoli. Není-li r celé kladné, lze f vyjádřiti součtem členů tvaru (5), jichž počet však vzroste — na rozdíl od předešlého případu — do nekonečna, jedině za těchto podmínek: Číslo y musí býti číslo nalézající se mezi hodnotami -1 a $+1$. Při tom nutno vyloučiti obě hranice $y=-1$ a $y=+1$, není-li $r > -1$; je-li $0 > r > -1$, nutno vyloučiti toliko spodní hranici $y=-1$. Za těchto podmínek dostáváme pro $f=(1+y)^r$ nekonečnou řadu, jejíž členy obdržíme postupně z výrazu (5), dosazujeme-li tam $a=0, 1, 2, \dots$

Vytvářející funkci statistického problému obdržíme, položíme-li ve vztahu (4) za y součin $\beta x z^\epsilon$ a za r podíl g/β ; $g, \epsilon, x, z < 1$ jsou vesměs kladná čísla.

Pak za podmínek, které plynou okamžitě z předcházejícího, lze f vyjádřiti (nekonečnou) řadou, jejíž členy obdržíme, dosazujeme-li postupně $a=1, 1, 2, \dots$ do výrazu

$$\left(\frac{g}{a}\right) \beta^a x^a z^{a\varepsilon} = Ax^a z^{a\varepsilon}, \quad A = \frac{1}{a!} g(g-\beta)(g-2\beta)\dots(g-a\beta+\beta), \quad (6)$$

$$a! = a(a-1)(a-2)\dots 2 \cdot 1.$$

Pišme v tomto výrazu a_i místo a , g_i místo g , ε_i místo ε , A_i místo A a příslušnou řadu f označme nyní f_i . Učíme dále postupně $i=0, 1, 2, \dots$; obdržíme řady f_0, f_1, f_2, \dots a tyto řady spolu znásobme. Součin těchto všech řad, t. j.

$$F = f_0 f_1 f_2 \dots \quad (7)$$

bude po náležité úpravě dávat novou řadu, jejíž členy mají tvar

$$Cx^{Nz^E}, \quad (8)$$

kde

$$N = a_0 + a_1 + a_2 + \dots, \quad E = a_0 \varepsilon_0 + a_1 \varepsilon_1 + a_2 \varepsilon_2 + \dots \quad (9)$$

Součinitel C jest roven úplnému součtu všech přípustných součinů čísel A_0, A_1, A_2, \dots , tak, aby byly splněny vztahy (9). Zvolíme si za N a E pevná čísla; pak dělením rovnice (7) součinem x^{Nz^E} obdržíme vztah

$$\frac{F}{x^{Nz^E}} = C + \frac{G}{x^{Nz^E}}, \quad (10)$$

kde G znamená řadu F po vynechání členu Cx^{Nz^E} . Výraz na levé straně má nejmenší hodnotu pro jedinou dvojici kladných čísel $x=\lambda, z=\vartheta < 1$; tím docílíme možnosti vyjádřit přibližně hodnotu veličiny C , kterou však ani nepotřebujeme počítati. Poněvadž nejmenší hodnota nějakého výrazu nastává současně s nejmenší hodnotou logaritmu téhož výrazu, postačí hledati minimum logaritmu výrazu stojícího na levé straně rov. (10), t. j. minimum výrazu

$$L - N \log x - E \log z, \quad (11)$$

kde

$$L = \log F.$$

Toto minimum nastane pro hodnoty $x=\lambda, z=\vartheta < 1$, které jsou dány rovnicemi

$$N = \lambda L_\lambda, \quad E = \vartheta L_\vartheta; \quad (12)$$

při tom L_λ resp. L_ϑ značí parciální derivaci t. zv. přirozeného logaritmu řady F . Naopak, známe-li hodnotu ϑ a N , můžeme z rovnic (12) najít E . A to je vlastní cíl fyzikální statistiky.

7. *Tři různé druhy fyzikální statistiky.* — Po těchto formálních výkladech přejdeme k fyzikální interpretaci veličin výše zavedených. N značí veliký počet částic, jejichž úhrnná energie dohromady má hodnotu E . Z těchto N částic má a_0 částic energii ε_0 , a_1 částic energii ε_1 atd., takže jsou splněny

vztahy (9). Součin čísel $A_0 A_1 A_2 \dots$ souvisí úzce s počtem všech případů, jimiž lze určitě předepsaný stav soustavy N částic (stanovený čísly a_0, a_1, a_2, \dots a energiemi $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$) realizovati. V dnešní fyzice mají důležitost tři a jen tři případy obecné statistiky.

I. Statistika klasická čili *Boltzmannova* plyne (až na konstantní činitel) z obecné statistiky, položíme-li $\beta=0$ ve vzorci (6). Pak $A_0 A_1 A_2 \dots = (a_0! a_1! a_2! \dots)^{-1} g_0^{a_0} g_1^{a_1} g_2^{a_2} \dots$. Znásobíme-li toto číslo ještě konstantním činitelem $N!$ máme před sebou počet všech případů, jimiž lze realizovati určité předepsaný stav soustavy N částic ve smyslu výše výtčeném. Při tom $g_0, g_1, g_2 \dots$ jsou t. zv. váhy energií $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$, t. j. čísla, která stanoví, kolikerým různým způsobem lze realizovati tyto energie $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$.

II. Statistika *Bose-Einsteinova* (1924) plyne z obecné statistiky, položíme-li $\beta=-1$ ve vzorci (6). Pak $A = \frac{1}{a!} g(g+1)(g+2)\dots(g+a-1) = \binom{g+a-1}{a}$ značí počet kombinací a -té třídy z g prvků s opakováním. energii ε můžeme dle definice čísla g realizovati g -krát; počet molekul, které mají energii ε , jest a . Obrazně řečeno: máme k dispozici a míst, z nichž každé chceme obsadit jedním a jen jedním z nesmírného počtu předmětů, jichž máme k dispozici jenom g různých druhů, a to tak, že nemusí být při každém obsazení všech a míst všechny předměty navzájem různé (t. j. mohou se opakovati). Počet všech různých obsazení (na pořádku nezáleží) jest dán právě číslem $\binom{g+a-1}{a}$. Pak počet všech případů, jimiž lze v tomto případě realizovati stav soustavy N částic, stanovený čísly $a_0, a_1, a_2, \dots, g_0, g_1, g_2, \dots$ (příslušnými k energiím $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$), jest dán součinem

$$A_0 A_1 A_2 \dots = \binom{g_0+a_0-1}{a_0} \binom{g_1+a_1-1}{a_1} \binom{g_2+a_2-1}{a_2} \dots$$

III. Statistika *Fermi-Diracova* (1926) plyne z obecné statistiky, položíme-li $\beta=+1$ ve vzorci (6). Pak $A = \frac{1}{a!} g(g-1)(g-2)\dots(g-a+1) = \binom{g}{a}$ značí počet kombinací a -té třídy z g prvků bez opakování. Obraz, který jsme si učinili při statistice předešlé, nutno pozměnit v tom smyslu, že vyloučíme opakování předmětů téhož druhu. Pak počet všech případů, jimiž lze v tomto případě realizovati stav soustavy N částic, stanovený čísly $a_0, a_1, a_2, \dots, g_0, g_1, g_2, \dots$ (příslušnými k energiím $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$), jest dán součinem

$$A_0 A_1 A_2 \dots = \binom{g_0}{a_0} \binom{g_1}{a_1} \binom{g_2}{a_2} \dots$$

Kdežto statistika klasická předpokládá úplnou vzájemnou nezávislost jednotlivých částic, zavádějí obě nové statistiky předpoklad o zcela určité vzájemnosti jednotlivých částic, jejíž povaha není ovšem mechanického druhu.

Klasická statistika se osvědčila v obyčejné kinetické teorii plynů. Bose-Einsteinova statistika byla zavedena pro kinetickou teorii »fotonového plynu«, t. j. souhrnu světelných kvant $h\nu$, světelných korpuskulí, které zavedl do fyziky Einstein r. 1905 k výkladu těch zjevů světelných, na něž nestačila vlnová teorie světla. Z této statistiky plyne Planckův zákon černého záření a proto se jí dá jistě užítí pro fotonový (světelný) plyn. Einstein r. 1924 rozšířil platnost této statistiky i na obyčejný hmotný plyn a vytvořil novou teorii plynů platnou při velice nízkých teplotách. Statistice Fermi-Diracově slouží za základ t. zv. Pauliho princip (1925), podle něhož není přípustné, aby u dvou nebo více částic, majících touž energii ϵ , byla tato hodnota ϵ realizována přesně týmž způsobem. Tento princip platí zcela jistě pro elektrony tvořící spolu s jádrem atom, neboť odtud plyne mimo jiné správně počet prvků v každé periodě Mendělejevovy periodické soustavy prvků. Princip Pauliho platí také pro souhrn elektronů tvořících molekulu, jak dokazuje systematika pásových spekter. Platí též pro »elektronový plyn« v kovech, t. j. pro souhrn volných elektronů obsažených v kovu a způsobujících jeho elektrickou vodivost. (Elektrony jsou nejmenší částice záporné elektřiny, které na př. vystupují z rozžhaveného vlákna elektrické žárovky).

8. *Statistická definice teploty.* — Aby vzorce (12) dostaly zcela určitý fyzikální význam, jest nutno definovati teplotu souhrnu N částic jakožto statistický pojem; mluvíti o teplotě jediné částice postrádá jakéhokoli smyslu. Všimněme si nejprve řady, jejíž členy mají tvar (6), a položíme $\beta=0$, $g=1$, $x=1$, $z=1$. Obdržíme tak řadu, která jest součtem nekonečně mnoha členů tvaru $1/a!$, kam dosazujeme postupně $a=0, 1, 2, \dots$ (symbol $0!$ nahradíme číslem 1). Součet této řady jest pro matematiku velmi důležité číslo $e=2.718281828\dots$ mající nekonečně mnoho desetinných míst (bez periody) a slouží za základ t. zv. přirozených logaritmů na rozdíl od obyčejných logaritmů, jimž slouží základem číslo 10. Aby vzorce (12) souhlasily již v nejjednodušších případech s pokusy, jeví se nutným zavésti tuto statistickou definici teploty T :

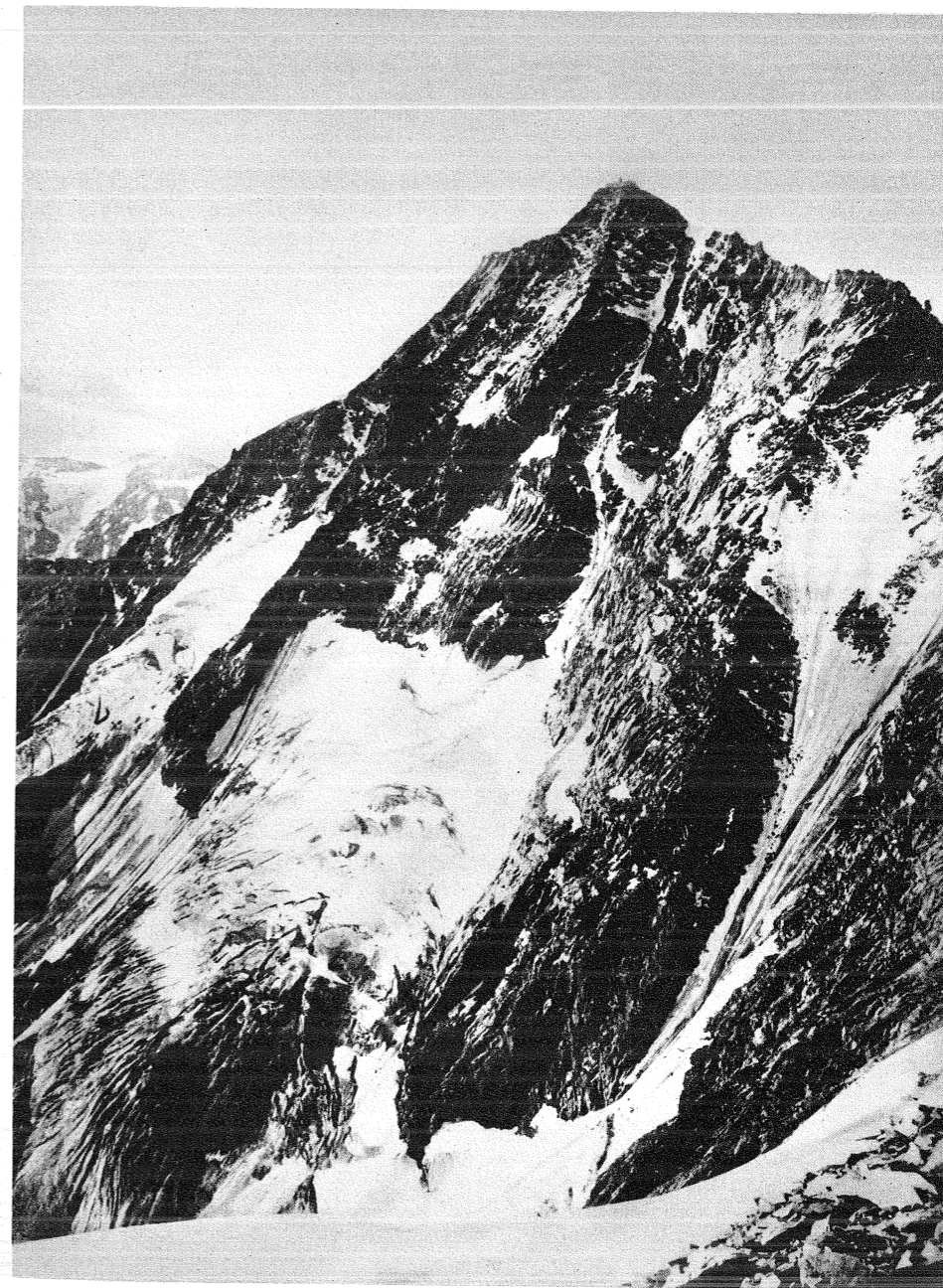
$$\vartheta = e^{-1/kT} \quad (13)$$

čili

$$T = 1 : (k \log 1/\vartheta). \quad (14)$$

Pak teplota T jest rovna Celsiově teplotě t zvětšené o 273° .

Toto tvrzení lze ověřiti na případu, kdy těch N částic, o nichž byla dosud řeč, tvoří t. zv. dokonalý plyn, jednoatomový, jehož velmi přibližným příkladem jest na př. helium za nepříliš nízké teploty. (Helium jest plynný prvek, jímž v Americe plní vzducholodi a balony.) Takovýto plyn sestává z atomů, které konají postupný pohyb. Každý z nich zaujímá v určitém okamžiku jistou polohu určenou třemi pravouhlými souřadnicemi q_1, q_2, q_3 ; rychlost v každém atomu jest stanovena třemi k sobě kolmými složkami ve směru souřadných os: v_1, v_2, v_3 . Místo rychlosti bude lépe operovati s pojmem hybnosti atomu, jehož složky ve směru týchž os jako prve



SONNBLICK (3106 m. nad mořem) V RAKOUSKÝCH ALPÁCH. NA VRCHOLKU JE STÁLE OBYDLENÁ OBSERVATOŘ METEOROLOGICKÁ.

jsou $p_1 = mv_1$, $p_2 = mv_2$, $p_3 = mv_3$, kde m jest hmota atomu. Energie každého z těchto atomů jest prakticky pouze pohybová energie jeho

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2) = \frac{1}{2m}(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) = \varepsilon. \quad (15)$$

Změní-li se poloha a hybnost atomu, změní se obecně i jeho energie a to takto: Změna dq_1 , resp. dq_2 , dq_3 , souřadnice q_1 , resp. q_2 , q_3 a změna dp_1 , resp. dp_2 , dp_3 , složky hybnosti p_1 , resp. p_2 , p_3 má v zápětí změnu energie atomu ε . Při tom předpokládáme, jak to fyzika činila dříve vždycky, že energie se nemění skokem, nýbrž spojitě. Jaká bude statistická váha g energie atomu, jehož poloha jest určena souřadnicemi ležícími mezi q_1 a $q_1 + dq_1$, q_2 a $q_2 + dq_2$, q_3 a $q_3 + dq_3$ a jehož hybnost jest určena složkami ležícími mezi p_1 a $p_1 + dp_1$, p_2 a $p_2 + dp_2$, p_3 a $p_3 + dp_3$? Tato váha bude zajisté úměrná součinu $dq_1 dp_1 dq_2 dp_2 dq_3 dp_3$. Avšak součiny $dq_1 dp_1$, $dq_2 dp_2$, $dq_3 dp_3$ mají fyzikální rozměr součinu hybnost \times délka = energie \times čas. Poněvadž však stat. váha g energie atomu jest číslo bezrozměrné, nutno zvoliti za statistickou váhu energie atomu číslo $H^{-1} dq_1 dp_1 dq_2 dp_2 dq_3 dp_3$, kde H má rozměr třetí mocniny součinu energie \times čas. Nejjednodušší předpoklad, který můžeme učiniti o veličině H , jest zajisté ten, že je to konstanta $= h^3$. A poněvadž zde zavedené číslo h má též rozměr jako Planckova konstanta h , jest na snadě obě tato čísla prohlásiti za totožná, což také učiníme. Tudíž statistická váha energie atomu vyhovujícího výše vytčeným podmínkám jest $g = \frac{1}{h^3} dq_1 dq_2 dq_3 dp_1 dp_2 dp_3$. (16)

Užijeme-li klasické statistiky ($\beta = 0$), a provedeme-li všechny počty dříve obecně naznačené (form. (6) až (12) dopodrobna, vyjde pro úhrnnou energii plynu jednoatomového hodnota

$$E = \frac{3}{2} \frac{N}{\log 1/\vartheta}$$

Obyčejná kinetická teorie plynů dává tento výsledek:

$$E = \frac{3}{2} NkT.$$

Tudíž porovnáním obou vzorců plyne vztah (14), jímž jsme teplotu statisticky definovali. To ovšem ještě nedokazuje, že by i ve všech jiných případech byl význam veličiny ϑ stejný jako zde. Avšak užitím termodynamických vět lze se přesvědčiti, že tato definice teploty platí obecně. Číslo ϑ nemůže nabýti hodnoty > 1 ; proto T jest stále kladné.

9. *Korpuskulární teorie světla (A. Einstein 1905).* — Spojením klasických názorů o struktuře záření (jakožto úkazu šířícího se v kulových vlnách) se zajištěnými výsledky kvantové teorie dospíváme však, jak zkušenost ukázala, ke sporu s pokusy. Zvláště význačný příklad tu podává t. zv. fotoelektrický zjev, objevený *Hallwachsem* (1888). Lesklá kovová destička obdělá kladným elektrickým nábojem, osvětlíme-li ji ultrafialovým světlem. To

proto, že z ozařované destičky vycházejí elektrony, t. j. nejmenší částice, z nichž sestává záporná elektřina. Rychlost těchto unikajících elektronů jest zcela nezávislá na intenzitě dopadajícího ultrafialového světla; se stoupající intenzitou roste pouze počet vystupujících elektronů, nikoli jejich rychlost, která roste toliko tehda, zvyšujeme-li frekvenci dopadajícího světla. Abychom zabránili výstupu elektronů z ozařované destičky, nabijeme ji kladně. Poněvadž podle kvantové teorie světlo jakožto druh záření přichází jen v kvantech energie velikosti $h\nu$, můžeme očekávat, že podle principu zachování energie pohybová energie elektronů z kovu vypuzených světlem frekvence ν může být také nejvýše rovna kvantu $h\nu$. A tomu také tak ve skutečnosti jest. Ovšem část z energie $h\nu$ se ztratí tím, že elektrony při výstupu z kovu musí konati práci proti silám, které je udržují v kovu. Čím větší je však frekvence ν dopadajícího světla, tím větší jest energie světelného kvanta $h\nu$ a tím méně padá na váhu tato výstupní práce elektronů. U *Röntgenových* paprsků nehraje tato výstupní práce prakticky vůbec žádnou roli, neboť jejich frekvence jest velmi značná; u nich vskutku pohybová energie uvolněných elektronů jest $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu$.

Ale tím se dostáváme do nového konfliktu s klasickou fyzikou. Podle starých představ musíme předpokládati, že světelné kvantum, které vysílá atom nějaké látky, se šíří v kulové vlně stejnoměrně z atomu na všechny strany. Z tohoto předpokladu se dá počtem odvoditi, že by fotoelektrický zjev měl nastati teprve po uplynutí jisté doby od začátku ozařování, kterou dovedeme změřiti. Ve skutečnosti však nastává fotoelektrický zjev ihned. Tudíž nutno představu o kulové vlně jednotlivých světelných kvant opustiti. Místo ní zavvedl Einstein (1905) představu »jehlicovitého záření«, podle níž světelné kvantum čili foton jest útvar zaujímající jistý objem (dle *Ornsteina* a *Burgerse* úměrný třetí mocnině vlnové délky světla), jenž se pohybuje světelnou rychlostí v v určitém směru. Energie fotonu jest $=h\nu$ a hybnost jeho $=\frac{h\nu}{c}$, jak plyne z teorie relativnosti (viz čl. prof. Závíšky).

Tato *Einsteinova* extrémní kvantová teorie byla potvrzena důležitým objevem *Comptonovým* (1922), že totiž frekvence svazku *Röntgenových* paprsků při dopadu na hmotu (sestavající z lehkých atomů) může se snížit a zato se uvolní z ní elektrony. *Comptonův* zjev dá se snadno vyložití předpokladem, že nastala srážka mezi letícím fotonem a elektronem, původně klidným. Při této srážce elektron převezme část energie fotonu a dá se do pohybu. Foton tedy ztratil část své energie, a poněvadž jeho energie musí být zase rovna součinu $h \times$ frekvence, musí frekvence světla po srážce být menší než před ní. Teorii *Comptonova* zjevu na základě obou vztahů: energie fotonu $=h\nu$, hybnost fotonu $=\frac{h\nu}{c}$, podal *Compton* sám a nezávisle

na něm *Debye* a pokusy ji potvrdily kvantitavně. To byl jistě skvělý úspěch představy o atomistické struktuře světla. Avšak přes tyto všechny úspěchy fotonová teorie sama nepostačuje. Především ohybové zjevy a interference světla vyžadují představy o vlnách a dále vztahy: energie $=h\nu$

a hybnost $h\nu/c$ předpokládají existenci frekvence ν . A tak vidíme, že představa pohybujících se částic nemůže dávat za všech okolností dokonalý model světla. Avšak objev učiněný na fotoelektrickém zjevu a jeho potvrzení zjevem *Comptonovým* vyžadují nezbytně zavést v optice netoliko vlny, nýbrž i korpuskule. A tak stojíme před jakousi podivuhodnou dvojakostí přírody!

10. *Planckův zákon (podle statistiky Bose-Einsteinovy)*. — Podle fotonové teorie není záření tedy nic jiného než »plyn«, jehož částice se pohybují rychlostí světla c ; každá z nich má energii $\varepsilon = h\nu$ a hybnost $p = h\nu/c$. Podobně jako u plynových atomů lze rozložit $p = h\nu/c$ ve tři k sobě kolmé složky $p_1 = h\nu_1/c$, $p_2 = h\nu_2/c$, $p_3 = h\nu_3/c$ ve směru os souřadných, takže

$$p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 = (h\nu/c)^2 = (h\nu_1/c)^2 + (h\nu_2/c)^2 + (h\nu_3/c)^2.$$

Statistická váha energie fotonu bude podobně jako v rovn. (16).

$$g = \frac{1}{h^3} dq_1 dq_2 dq_3 dp_1 dp_2 dp_3.$$

Rozhodující statistická funkce (viz (7) a (11))

$$L = \log F = \log f_0 + \log f_2 + \log f_3 + \dots$$

přejde nyní ve tvar $L =$ součtu (t. j. šestinásobnému integrálu) výrazů tvaru

$$\beta^{-1} h^{-3} \cdot dq_1 dq_2 dq_3 dp_1 dp_2 dp_3 \log(1 + \beta x z^{h\nu}).$$

Poněvadž počet fotonů není zde určen, nutno položit $x = 1$. Ježto užijeme statistiky *Bose-Einsteinovy*, položíme $\beta = -1$. Dále dosadíme dle zásad metody *Darwin-Fowlerovy* $z = e^{-1/kT}$. Konečně $dp_1 dp_2 dp_3 = 4\pi(h\nu/c)^2 h d\nu/c$ a sečtením (integrací) součinů $dq_1 dq_2 dq_3$ obdržíme objem V těmito fotony »obydlený«. Mimo to nutno ještě násobiti celý výraz dvěma, neboť světlo se vyskytuje v dvou rozličně polarisovaných druzích, což jsme dosud nerespektovali. Tak obdržíme

$L =$ součtu (t. j. integrálu od $\nu = 0$ do $\nu = \infty$) výrazů tvaru

$$-\frac{2V}{h^3} \cdot 4\pi \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 \frac{h d\nu}{c} \cdot \log(1 - e^{-s}),$$

kde $s = h\nu/kT$. Použijeme-li nyní vzorce (12), t. j. $E = \partial L / \partial \theta$, obdržíme pro energii černého záření v jednotce objemové tento výsledek:

$E =$ součtu (t. j. integrálu od $\nu = 0$ do $\nu = \infty$) výrazů tvaru

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^s - 1} d\nu,$$

kde $s = h\nu/kT$. To je vzorec *Planckův*.

11. *Vlnová teorie hmoty.* (L. de Broglie, 1924). — Z fotoelektrického zjevu čerpali jsme poučení, že vlnová teorie světla, kterou založil Huygens, vypracoval Fresnel, a kterou potom Maxwell proměnil v elektromagnetickou teorii, nedostačuje, ačkoli obsahuje velikou část pravdy. A tak Einstein se vrátil, ovšem jen do jisté míry, k staré představě Newtonových světelných tělísek, která již dávno upadla úplně v zapomenutí. Francouzský teoretik L. de Broglie připadl pak na myšlenku, doplnit korpuskulární teorii hmoty, jak ji vypracovala fyzika v předcházejících stoletích, novou — do té doby neznámou — vlnovou teorii hmoty podle vzoru optiky. Řídě se kvantovým vztahem o energii fotonu $E=hc/\lambda$ přiřadil úhrnné energii E hmotné částice frekvenci $\nu=E/h$ a tím tedy také jisté vlnění; kvantový vztah o hybnosti fotonu $p=hc/\lambda$ zobecnil na tvar $p=h\nu/u$, kde u jest rychlost šíření vln hmotné částice příslušejících (t. zv. fázová rychlost vln), podobně jako c jest rychlost šíření vln světelných. Dále spojil Einsteinův vztah speciální teorie relativnosti, vyjadřující ekvivalenci hmoty a energie, t. j. $E=mc^2$ s kvantovým vztahem pro energii (fotonu) $E=h\nu$; tudíž $mc^2=h\nu=pu=mvu$, neboť hybnost částice mající rychlost v a hmotu m jest $p=mv$. Tak obdržel vztah mezi třemi rychlostmi c , u , v pozoruhodného tvaru: $uv=c^2$. Konečně ze všeobecně platného vztahu $\lambda=u/v$ (mezi délkou vlny λ , frekvencí vlnění ν a rychlostí šíření vln u) a předešlé relace $mvu=mc^2=h\nu$ našel tento další důležitý vztah pro vlnovou teorii hmotné částice $\lambda=h/mv$.

Jinými slovy: de Broglie přiřadil hmotné částici, která má hmotu m a rychlost v , délkou vlny $\lambda=h/mv$, frekvenci $\nu=E/h$ a rychlost šíření příslušného vlnění $u=c^2/v$.

Tím položil základ k t. zv. vlnové mechanice, jež se stala v rukou Schrödingerových znamenitou pomůckou pro dnešní teorii atomu, molekul a spekter. — Dříve však, než budeme moci přistoupiti k zevrubnějšímu výkladu vlnové mechaniky, bude nutno podati historický přehled teorie atomu a čárových spekter.

12. *Model atomu.* (E. Rutherford, 1911.) — Čárová spektra vznikají, když rozložíme světlo svítících plynů a par spektrálními přístroji. Rozložíme-li sluneční spektrum, obdržíme spojitý sled všech barev (mimo bílou a černou), kdežto zde vystoupí jen zcela určité barvy ve tvaru čar od sebe oddělených. Barva těchto čar měří se fyzikálně kmitočtem anebo také vlnovou délkou. Mnohé z těchto čar se dají uspořádati v řady, t. zv. serie, tím způsobem, že kmitočty všech čar náležejících jedné serii lze vyjádřiti jednoduchými početními vzorci, do nichž nutno dosazovati po řadě čísla přirozené řady číselné 1, 2, 3, ... Poněvadž pak různé prvky mají zcela určité spektrum, podle něhož lze bezpečně zjistiti jejich přítomnost ve zkoumané látce, a ježto každý prvek sestává z nescíselného množství stejně organisovaných jedinců (pro každý prvek ovšem jinak upravených), t. zv. atomů, jest na snadě myšlenka, že za spektrum prvku jest třeba činiti odpovědným atom sám. Protože však světlo není nic jiného než vlny elektromagnetické, aspoň podle t. zv. elektromagnetické teorie světla, není daleko myšlenka, že atom sám obsahuje nějakým způsobem elektřinu. Elektřina je dvojí: kladná a záporná a obě se úplně neutralisují, vyskytují-li se v témž množství po-

hromadě. Poněvadž hmota za obvyklých okolností jest neelektrická, musí atomy její obsahovati právě tolik elektřiny kladné jako záporné.

Jest známo, že průchodem elektrického proudu značně zředěnými plyny vznikají v nich t. zv. katodové paprsky, o nichž pokusy nezměrně ukázaly, že nejsou nic jiného než proud vesměs stejných záporně nabitých částic elektrických, t. zv. elektronů. Každý takový elektron jest 1846krát lehčí než nejjednodušší atom vůbec — atom vodíku a nese vždy stejný záporný náboj elektrický; je to nejmenší množství záporné elektřiny. Rovněž jest všeobecně známo, že radioaktivní látky vysílají úplně spontánně, bez vnějšího působení, neustále takovéto elektrony kromě jiných, kladně nabitých částic, které slují částice alfa (α). Jejich hmota jest však čtyřikrát větší než hmota vodíkového atomu (t. j. jsou 7384krát těžší než elektron) a jejich náboj jest (až na opačné znamení) roven dvojnásobnému náboji elektronu. Poněvadž atom helia jest také čtyřikrát těžší než atom vodíku a elektrony jsou tak mizivě lehké vůči částicím α , jest na snadě myšlenka, že každá částice α jest vlastně heliový atom zbavený dvou elektronů, čili odborně: dvakrát ionisovaný heliový atom. A tak vzniká představa o tom, jak vypadá atom helia: je to soustava jedné částice α a dvou elektronů, které právě postačí částici α na venek elektricky neutralisovati.

Jak známo, kladný a záporný náboj se vzájemně přitahuje silou, která slábne s dvojnásobkem jejich vzájemné vzdálenosti asi podobně jako oběžnice jest Sluncem přitahována a to silou, které ubývá rovněž se čtvercem vzdálenosti oběžnice od Slunce. Třeba že jest oběžnice Sluncem přitahována, zachovává si samostatnou existenci a nespadne na Slunce a to proto právě, že obíhá kolem Slunce; zákony tohoto oběhu našel Kepler. Provedeme-li tedy až do konce analogii mezi heliovým atomem a soustavou skládající se ze Slunce a dvou oběžnic, jejichž hmota jest malá vůči hmotě Slunce, nabudeme určitější představy o vzhledu heliového atomu: Částice α jest »sluncem«, oba elektrony »oběžnicemi«.

Nejjednodušší prvek jest však vodík; jeho atom jest čtyřikrát lehčí než atom helia. Je-li také atom vodíku cosi podobného jako soustava sluneční, musí býti (vzhledem k neobyčejné lehkosti elektronů) vodíkové »slunce« čtyřikrát lehčí než částice α , která tedy nemůže býti nejmenší částicí kladné elektřiny; nutně musí existovati kladně nabitá částice čtyřikrát lehčí, pro niž fyzika zavedla pojmenování »proton«. Tento proton není nic jiného než vodíkové »slunce« čili odborně: vodíkové »jádro«. Nyní vzniká otázka, jaký náboj přisouditi protonu, který (na rozdíl od elektronu) nevystupuje samostatně, nýbrž jen jako jádro atomu vodíkového. Jak vybudovati z protonů částici α ? Soustava 4 protonů má právě takovou hmotu jako částice α , avšak úhrnný náboj musí býti aspoň dvakrát větší než u částice α , neboť v opačném případě elektricky neutrální atom vodíku nebyl by vůbec možný. Nezbývá než předpoklad, že v částici α jsou obsaženy také záporné elektrony, které její hmotu prakticky vůbec nezvětšují. Nejjednodušší předpoklad, který můžeme učiniti, jest ten, že náboj protonu s nábojem elektronu se elektricky neutralisují, a pak v částici α jsou obsaženy 4 protony se 4 kladnými náboji a 2 elektrony se 2 stejně velikými zápornými náboji,

takže efektivní náboj částice α rovná se (až na znamení) 2násobnému náboji elektronu, jak je to pokusy zjištěno. A vodíkový atom sestává tudíž z protonu, kolem něhož obíhá 1 elektron.

Tato spekulace dala nám představu o vzhledu atomu vodíkového a heliového. Usouditi nyní, jak bude vypadati atom jakéhokoli jiného prvku, nebude již obtížné. Atom každého prvku sestává z kladně nabitého jádra, kolem něhož obíhá tolik elektronů, kolik jich právě stačí k elektrickému neutralisování jádra. U vodíku, jenž stojí v *Mendělejevově* periodické tabulce prvků na prvním místě, byl to jeden elektron, u helia, jež stojí na místě druhém, to byly dva. A tak jsme vedeni k domněnce, že řadové číslo Z prvku v tabulce *Mendělejevově* se shoduje i v ostatních případech s počtem Z (obíhajících) elektronů kolem atomového jádra jeho; kladný efektivní náboj jádra jest pak roven Z -násobnému náboji e jednoho elektronu. Pokusy *Rutherfordovy* a zvláště *Chadwickovy* (1920) zaručují správnost výsledku, k němuž jsme tu dospěli, takže jest jisto, že atom každého prvku vypadá dle právě uvedeného modelu. Dnes známe 90 prvků, jejichž řadová neboli atomová čísla Z jsou 1—84, 86, 88—92; první $Z=1$ jest vodík, poslední $Z=92$ je uran.

15. *Atom vodíku a jeho vlna.* (*L. de Broglie*, 1924.) — To vše jest ovšem jen vnější stránka celého problému. Všimněme si blíže vodíkového atomu jako nejjednoduššího. Korpuskulární obraz vodíkového atomu jest tento: kolem protonu, který si prozatím představíme v klidu, obíhá elektron hmoty m v dráze kruhové (oběžnice obíhají kolem Slunce také přibližně v kruzích) rovnoměrnou rychlostí v . Vlnová teorie *de Broglieova* přiřazuje však této hmotě m vlnění o délce vlny λ , která splňuje vztah $m\lambda = h$. Poněvadž elektron po jednom oběhu kolem jádra jest v téměř stavu jako před ním, nemůže ani stav vlny jemu příslušné býti jiný než na počátku, t. j. obvod kružnice $2\pi r$ musí býti celým násobkem vlnové délky λ , takže $2\pi r = n\lambda$, kde n jest celé číslo (nejméně 1). Znásobíme-li obě poslední rovnice mezi sebou, obdržíme podmínku $2\pi r m v = nh$; tudíž mluveno se stanoviska korpuskulární teorie elektron nemůže obíhati v jakýchkoli kruhových drahách, nýbrž pouze takových, jejichž poloměr r souvisí s rychlostí elektronu a jeho hmotou vztahem, jenž vyjadřuje, že moment hybnosti elektronu mvr jest roven celému násobku veličiny $h/2\pi$.

Ale to jest podmínka, kterou dánský fysik *Niels Bohr* zavedl (ovšem zcela dogmaticky) již r. 1913 do moderní fysiky; pomocí této podmínky a vztahu kvantového $E = hv$ o energii elektronu se mu podařilo odvoditi vzorec pro serie čárového spektra vodíkového, čímž otevřel atomové teorii nové rozsáhlé pole.

Užijeme-li vztahu $\lambda = h/mv$ pro planetu, na př. naši Zemi, obdržíme délku »fázové« vlny řádu 10^{-53} cm, takže dráha zemská jest pak prakticky celým (ohromným) jejím násobkem, neboť poloměr dráhy zemské měří asi 150 milionů km. Vztah ten jest tu splněn »automaticky«; pak postačí obyčejná korpuskulární mechanika a není třeba (a také nemá smyslu) zaváděti vlnovou teorii hmoty. Avšak u elektronu obíhajícího kolem vodíkového jádra jest, podobně jako v předešlém případě, korpuskulární mechanika na

místě jen tehda, je-li celé číslo n dosti veliké vůči 1, neboť pak obvod elektronové dráhy jest značně veliký vůči vlnové délce λ . Pak lze užiti i pro elektron obyčejné mechaniky a *Bohrův* vztah $2\pi mvr = nh$ lze považovati za oprávněný. Pro malá n , zejména pro $n=1$ korpuskulární mechanika selhává úplně; užívá-li *Bohr* obyčejné mechaniky i v tomto případě a připojuje-li k ní dodatečně kvantovou podmínku $2\pi mvr = nh$, může to býti jen prvé přiblížení k správné teorii; zároveň je tak prokázáno, že u atomu nutno opustiti mechaniku klasickou a sáhnouti k nové mechanice, která by měla k předešlé asi takový vztah, jako má vlnová optika k optice paprskové (geometrické); proto jí bylo dáno jméno mechanika vlnová.

14. *Čárové spektrum vodíku* (*N. Bohr*, 1915.) — Dříve však přihlédněme k skvělému úspěchu *Bohrovy* teorie a nepřihlížejme zatím k jejím nedostatkům. — Síla, která udržuje vodíkový elektron v kruhové dráze o poloměru r , jest přitažlivá síla mezi protonem (náboje $+e$) a elektronem (náboje $-e$) a má dle *Coulombova* zákona hodnotu $-e^2/r^2$; jeho potenciální energie (energie polohy) jest tudíž $-e^2/r$. Poněvadž elektron k jádru nepadá ani neubíhá od něho, musí přitažlivá a odstředivá síla, které jsou právě opačně namířeny, býti co do velikosti stejné, t. j. musí býti $e^2/r^2 = mv^2/r$. Odtud plyne pro energii potenciální vztah $-e^2/r = -mv^2$. Úhrnná energie E elektronu jest rovna součtu energie pohybové $\frac{1}{2}mv^2$ a energie potenciální, t. j. $E = -\frac{1}{2}mv^2 = -e^2/2r$. Připojíme-li k tomu kvantovou podmínku *Bohrovy* $2\pi mvr = nh$, obdržíme pro poloměr r elektronové dráhy, rychlost v a energii E elektronu výsledky:

$$r = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e^2}, \quad v = \frac{2\pi e^2}{nh}, \quad E = -\frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Tedy u vodíkového atomu, který má pouze jeden elektron obíhající kolem jádra, připouští *Bohrova* teorie jen takové kruhové dráhy elektronu, jejichž poloměry se mají k sobě jako 1:4:9:16 atd. Obyčejně bude elektron tak blízko jádru, jak je to vůbec možno, t. j. na nejnižší dráze ($n=1$). Jak plyne z výrazu pro jeho energii, má pak elektron (a tedy také celý atom) nejnižší energii, jakou může vůbec míti. Dodáme-li nějakým způsobem atomu vhodné množství energie, můžeme docíliti toho, že elektron přimějeme k tomu, aby opustil tuto nejnižší dráhu ($n=1$) a přesídlil dále od jádra na nejbližší dráhu sousední, po př. jinou »dovolenou« dráhu další (charakterisovanou celým kladným číslem n). Spadne-li nyní elektron zpět k jádru z dráhy n -té na m -tou ($m < n$), uvolní se tolik energie, kolik udává rozdíl $E_n - E_m = hR (1/m^2 - 1/n^2)$, kde $R = 2\pi^2 m e^4 / h^3$ jest t. zv. konstanta *Rydbergova*, která má v celé nauce o čárových spektrech velikou důležitost. Tato uvolněná energie se projeví jako světlo, které atom vyzáří. Dle kvantové teorie světla lze očekávati, že tato uvolněná světelná energie bude rovna světelnému kvantu $h\nu$, kde ν značí frekvenci tohoto světla. A tak získáváme důležitý vztah $h\nu = E_n - E_m = hR (1/m^2 - 1/n^2)$; odtud plyne frekvence vyzářeného světla $\nu = R (1/m^2 - 1/n^2)$; $n > m$ jsou celá kladná čísla (nula je vyloučena).

Součin *Rydbergovy* konstanty $R=2\pi^2me^4/h^3$ s rychlostí světla $c=3.10^{10}$ cm/sec dává číselnou hodnotu 109678 cm^{-1} ; obdržíme ji, dosadíme-li do výrazu pro R tyto hodnoty $m=9.10^{-28}$ gr, $e=4.774.10^{-10}$ elektrostatických jednotek elektrického náboje, $h=6.54.10^{-27}$ erg sec, $\pi=3.14159\dots$ (číslo *Ludolfovo*). Hodnoty m , e , h , byly nejrůznějšími metodami často změřeny, takže je lze pokládati za zcela spolehlivé.

Dosadíme-li do *Bohrova* vzorce $v=R(1/m^2-1/n^2)$ nejprve $m=2$, ($n > 2$, celé), obdržíme vzorec, který našel empiricky *Balmer* již r. 1885 (skoro 30 let před *Bohrovým* odvozením) pro frekvence celé řady spektrálních čar vodíkového spektra, které již tehdy byly přesně změřeny. Tato řada čar nazývá se *serií Balmerovou*. Vedle ní existují v čárovém spektru vodíku ještě jiné čáry, které vyhovují podobným vzorcům; položíme-li v posledním vzorci $m=1$, ($n > 1$, celé), obdržíme *serii Lymanovu* (1914), pro $m=3$, ($n > 3$, celé) *serii Paschenovu* (1909), pro $m=4$, ($n > 4$, celé) *serii Brackettovu* (1922) a pro $m=5$, $n=6$ dostáváme spektrální čáru vodíku, kterou r. 1924 objevil *Pfund*.

Tedy *Bohrova* teorie vzniku spektrálních čar si představuje, že elektron při přechodu z některé vnější »dovolené« dráhy na jinou vnitřní »dovolenou« dráhu vyzáří světelné kvantum $h\nu$, jehož frekvence ν se shoduje s frekvencí, která charakterisuje barvu spektrální čáry. Pokud elektron obíhá v některé z »dovolených« dráh, nevyzařuje nic.

Bohrova teorie znamená pro fysiku nesporně veliký úspěch; jest však v příkrém sporu se zásadami klasické fysiky, podle níž by elektron měl neustále energii vyzařovati a blížiti se neustále po spirále k jádru, až by konečně spadl na jádro. O takové katastrofě ve skutečnosti není nic známo. Proto již z tohoto důvodu nemůže klasická fysika, která se osvědčila ve velkém, platiti také v malém, t. j. pro děje v atomu. Ale ani *Bohrova* teorie není uspokojivou náhradou klasické teorie, jak jsme již výše viděli. Na otázku, čím ji nahraditi, dal odpověď *Schrödinger*, jenž vyšel z vlnové teorie hmoty, jak ji podal *de Broglie*; tím vznikla nová mechanika operující vlnami místo částicemi — mechanika vlnová.

15. *Vlnová mechanika hmotné částice*. (*E. Schrödinger*, 1925.) — Rychlost šíření fázových vln, které *de Broglie* přisuzuje hmotné částici m , pohybující se rychlostí v , jest $u=c^2/v=mc^2/mv=E/mv$. Avšak hybnost mv lze vyjádřiti druhou odmocninou ze součinu $2m \cdot \frac{1}{2}mv^2$; pohybovou energii $\frac{1}{2}mv^2$ rozdíllem úhrnné energie E a potenciální energie V . Tudíž $m^2v^2=2m(E-V)$ a dvojnásobek fázové rychlosti u , t. j. veličina u^2 , vyhovuje vztahu $2m(E-V)u^2=E$.

Šíří-li se podélné vlny v pružné tekutině, která jest uzavřena v nějaké nádobě, stálou rychlostí w , pak tlak p (v místě x, y, z [tekutiny] a v čase t) jest podle teorie vlnění, kterou klasická teorie vypracovala již dávno, určen t. zv. vlnovou rovnicí $p_{tt}=w^2\Delta p$. Význam těchto písmen jest tento. Tlak p se mění v témž okamžiku od místa k místu a na témž místě jest kromě toho v různých okamžicích různý. Znamená-li p změnu tlaku p v časové jednotce, pak p_{tt} bude změna veličiny p_t v časové jednotce. Znak

Δp jest zkrátka za výraz $p_{xx}+p_{yy}+p_{zz}$. Při tom x, y, z , znamenají souřadnice určitého místa v tekutině, p_x resp. p_{xx} znamená změnu tlaku p resp. veličiny p_x , připadající na délkovou jednotku, přejdeme-li od místa x, y, z ve směru osy x . A podobný jest význam zbývajících dvou veličin p_{yy}, p_{zz} . Tato vlnová rovnice pro tlak jest t. zv. parciální diferenciální rovnice a úkolem teorie jest najíti její nejobecnější řešení, které splňuje předepsané podmínky na stěnách nádoby, v níž jest tekutina uzavřena. Cestu k řešení této rovnice nalezneme, když za tlak p (závisející na poloze x, y, z , místa v tekutině a na času t) dosadíme součin $a \cdot e^{2\pi i \nu t}$, kde e značí základ přirozených logaritmů. Při tom »amplituda« a tlaku p jest veličina závisující jen na poloze x, y, z místa v tekutině a ν jest vlnová frekvence; dále i značí imaginární jednotku splňující vztah $i^2=-1$. Touto substitucí získáme z vlnové rovnice pro tlak p rovnici pro jeho amplitudu a tohoto tvaru: $\Delta a + 4\pi^2\nu^2 a/w^2 = 0$. Na stěnách nádoby musí a vyhovovati týmž podmínkám jako p . Výsledek řešení této rovnice jest tento: Jednoznačné a t. zv. regulární řešení a , které by vyhovovalo jak poslední rovnici tak také předepsaným podmínkám na stěnách nádoby, neobdržíme pro jakoukoli frekvenci ν , nýbrž jen pro zcela určité hodnoty $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$, které se nazývají *charakteristickými hodnotami* daného problému.

V případě vln, které mají nahraditi pohyb hmotné částice m , musí také existovati jakási veličina p , která vyhovuje vlnové rovnici tvaru $p_{tt}=w^2\Delta p$; ovšem o fysikálním jejím významu nelze ještě zatím nic říci. Dosadíme-li tedy sem za rychlost vln w fázovou rychlost u , obdržíme se *Schrödingerem* vlnovou rovnicí $2m(E-V)p_{tt}=E\Delta p$. Rozdíl proti původní rovnici pro tlak jest ten, že rychlost vln u není konstantní, nýbrž závisí na energii E hmotné částice m , t. j. na frekvenci $\nu (=E/h)$ a na souřadnicích x, y, z hmotné částice, neboť na nich závisí její potenciální energie V . Ale tato komplikace proti předešlému jednoduchému případu tekutiny není závažná, neboť týmž obratem jako prve dospějeme k amplitudové rovnici vlnové, která zní $\Delta a + 8\pi^2m(E-V)a/h^2 = 0$, což jest rovnice *Schrödingerova*. Proti předešlému případu odpadají zde podmínky na hranicích, avšak ta okolnost, že se v této rovnici vyskytuje potenciální energie původního problému klasické mechaniky, má do jisté míry účinek tentýž jako podmínky hraničné, totiž výběr určitých hodnot energie E původního problému klasické mechaniky.

16. *Vlnová rovnice pro atom vodíku (kruhové dráhy)*. — Řešení vlnové rovnice pro atom vodíku v obecném případě vymyká se z rámce této stati. Výsledek, pokud se týče charakteristických hodnot této rovnice pro energii E původního problému, nijak se neliší od výsledku, který obdržíme, vyjdeme-li od *Bohrova* kruhu, v němž obíhá elektron kolem jádra, a přeložíme-li takto zjednodušený problém do řeči vlnové mechaniky. Poloha elektronu na kružnici o poloměru r jest stanovena souřadnicemi $x=r\cos\varphi$, $y=r\sin\varphi$, takže $\Delta a = a_{xx} + a_{yy} = a_{\varphi\varphi}/r^2$. Avšak z odstavce o *Bohrově* teorii čárového spektra vodíku známe úhrnnou energii elektronu ve tvaru $E=-e^2/2r$ a potenciální energii jeho $V=2E$. Tudíž $r=-e^2/2E$, $E-V=-E$, $\Delta a = 4E^2 a_{\varphi\varphi}/e^4$ a tedy *Schrödingerova* rovnice pro amplitudu a vlny tohoto elektronu příslušné zní $a_{\varphi\varphi} - 2\pi^2me^4a/h^2E = 0$. Obecné řešení této rov-

nice jest $a = A \cos k\varphi + B \sin k\varphi$, kde A, B jsou libovolné konstanty a konstanta k vyhovuje vztahu $k^2 h^2 E = -2\pi^2 m e^4$. Oběhne-li elektron jednou kolem jádra, změní se úhel otočení φ o 2π (t. j. o 360°) a stav elektronu jest proti počátečnímu stavu nezměněn; nesmí se tedy změnit ani hodnota obecného řešení a . To jest možno (vzhledem k periodičnosti kosinu a sinu) jen tehda, když $k(\varphi + 2\pi) = k\varphi + n\pi$, kde n jest celé číslo. Odtud plyne, že konstanta k musí býti rovna celému číslu n . A tak, dosadíme-li za k celé číslo n do předposledního vztahu, obdržíme pro energii elektronu, tvořícího s protonem atom vodíku, výsledek $E = -2\pi^2 m e^4 / n^2 h^2$, docela stejný jako v teorii Bohrově.

Právě takový výsledek pro hodnoty energie E obdržíme i v obecném případě, který v klasickém pojetí modelu Bohrova odpovídá eliptickým drahám elektronu kolem jádra. Avšak příslušná vlnová rovnice pro amplitudu a má v tomto obecném případě daleko složitější řešení než v jednoduchém případě právě probraném.

Proto by nebylo účelné zabývat se již nyní otázkou, jaký fyzikální význam má amplituda a Schrödingerovy vlny elektronu připisované. Jak dnešní fyzik na tuto otázku odpovídá, poznáme v pozdějších odstavcích.

17. *Zobecnění vlnové rovnice pro hmotnou částici.* — Z amplitudové rovnice Schrödingerovy obdržíme obecnější rovnici, která závisí nejen na souřadnicích, nýbrž i na čase tím způsobem, že amplitudovou rovnici násobíme na obou stranách výrazem $e^{2\pi i \nu t}$, kde $\nu = E/h$ a $i^2 = -1$, a zavedeme veličinu $\psi = a e^{2\pi i \nu t}$ na místo veličiny a . Poněvadž výraz ψ , jenž značí časovou změnu veličiny ψ , jest roven hodnotě $2\pi i E \psi / h$, plyne pro energii E vztah $2\pi i E \psi = h \dot{\psi}$, pomocí něhož lze energii E eliminovati, takže pak obdržíme vlastní (úplnou) rovnici Schrödingerovu ve tvaru $h^2 \Delta \psi - 4\pi m i h \dot{\psi} - 8\pi^2 m V \psi = 0$. Výhoda této rovnice jest hlavně ta, že se jí dá použít i v případech, kdy výraz V se časově mění.

Tím však není učiněn poslední krok ve snaze obdržeti co nejobecnější rovnici, která by byla schopna vystihnouti pozorování do všech podrobností.

Spektrální čáry vodíkového spektra (a také jiných prvků) nejsou jednoduché, nýbrž každá z nich se skládá z určitého počtu velmi blízkých čar, takže na první pohled se jeví jako čára jediná. Elektrony v atomech se pohybují velmi rychle; rychlost jejich vůči rychlosti světla se již nedá zanedbat. Proto, i když stojíme na stanovisku korpuskulární a nikoli vlnové mechaniky, nelze užívat při popisu jejich pohybů Newtonovy mechaniky, nýbrž Einsteinovy mechaniky plynoucí z teorie relativnosti, chceme-li vystihnouti všechny podrobnosti. A skutečně se podařilo Sommerfeldovi (1916) užitím Einsteinovy teorie relativnosti vypočítati správně frekvenci jednotlivých složek každé spektrální čáry vodíkové, ovšem na základě korpuskulárním. Tak z Bohrovy teorie, kterou již před tím Sommerfeld rozšířil na dráhy eliptické, dovedl ovládnouti (užitím teorie relativnosti) t. zv. detailní strukturu spektrálních čar vodíku. Když pak vlnová mechanika nahradila mechaniku korpuskulární, vznikl problém, jak zobecniti teorii Schrödingerovu, aby z ní správně vyplynula také detailní struktura spektrálních čar.

Zásahu o takovéto nalezení soustavy rovnic, která nahrazuje rovnici Schrödingerovu a podává uspokojivou teorii elektronu, má anglický fyzik P. A. M. Dirac (1928), jenž si vytkl cíl, najíti takovou soustavu rovnic vyhovujících jistým obecným požadavkům, která by byla v podobném vztahu k vlnové rovnici hmoty jako Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole k vlnové rovnici světla. Reprodukovati úvahy a složité počty Diracovy spočívající mimo jiné též na teorii relativnosti, vymyká se z rámce této stati. Ovšem již dříve se pokoušeli různí teoretikové o tento problém, avšak jejich rovnicím vždy cosi podstatného scházelo. Naproti tomu z Diracových rovnic plyne velmi důležitý důsledek, že elektron se chová v poli elektromagnetickém jako malý magnet a to následkem své rotace kolem vlastní osy. Člen, který vyjadřuje tuto vlastnost elektronu, scházel v rovnicích Diracových předchůdců, ačkoli potřeba přisouditi elektronu uvedenou vlastnost počítavala se v teorii již mnohem dříve. Uhlenbeck a Goudsmit v r. 1925 vyslovili proto hypotese, že se elektron otáčí kolem své vlastní osy; pomocí tohoto předpokladu mohli překonat obtíže, které se vyskytly při teorii t. zv. anomálního zjevu Zeemanova.

18. *Zeemanův a Starkův zjev.* — Holandský fyzik P. Zeeman objevil r. 1895 zjev po něm nazvaný: změnu spektra sodíkového plamene způsobenou magnetickým polem. Díváme-li se totiž spektroskopem na sodíkový plamen ve směru magnetických silokřivek, vidíme dvě žluté spektrální čáry místo jediné žluté čáry, která byla na témž místě ve spektru dříve, než začalo působiti magnetické pole. Díváme-li se však kolmo ke směru magnetického pole, vidíme dokonce tři čáry místo jediné. Působením magnetického pole vznikne rozštěpení čar na dublet resp. triplet. Kvantitativní výklad a výpočet velikosti tohoto rozštěpení podal ihned potom H. A. Lorentz, jenž před tím položil (1895) pevné základy elektronové teorie. V té době ovšem o kvantech nebylo ještě vůbec nic známo a najíti správný vzorec pro toto rozštěpení bylo možno jen proto, že se v něm nevyskytuje Planckova konstanta h (která při kvantovém způsobu počítání, jak již Bohr ukázal, zkrácením vypadne). Podobný zjev jako u sodíkového plamene vzniká i u čárových spekter všech ostatních prvků. Je-li magnetické pole slabé, vzniká daleko složitější štěpení čar nežli je toto t. zv. normální; pak nastává t. zv. anomální zjev Zeemanův. Příčinou jeho jest ta okolnost, že se elektron chová jako malý magnet, což jest důsledkem jeho rotace kolem vlastní osy. Na výpočet velikosti tohoto anomálního rozštěpení čar ovšem teorie Lorentzova nestačila; kvantová teorie naproti tomu podala výklad nejen normálního nýbrž i anomálního zjevu Zeemanova. Od podrobností nutno zde upustiti.

Podobně jako v magnetickém, také v elektrickém poli nastává štěpení spektrálních čar, které objevil německý fyzik J. Stark r. 1913. Počet složek jest větší než u normálního zjevu Zeemanova. Také u Starkova zjevu podala kvantová teorie zcela uspokojivý kvantitativní výklad a to daleko snáze než u zjevu Zeemanova; zato pokusy u Starkova zjevu jsou daleko obtížnější než u Zeemanova zjevu. Starkův zjev můžeme pokládati za empirické potvrzení kvantové teorie.

Vlnová mechanika prokázala v obou případech (*Zeemanova* a *Starkova*) zjevu neocenitelné služby a dala naopak podnět k mnohým pracím experimentálním.

19. *Čárová spektra dalších prvků.* — Frekvence serií čárového spektra vodíku se dají, jak již *Balmer* v podstatě znal, vyjádřiti jako rozdíly dvou členů, jejichž hodnotu obdržíme, dělíme-li *Rydbergovu* konstantu R dvojnásobkem celého čísla. Pro tuto konstantu vychází z teorie *Bohrovy* i z vlnové mechaniky souhlasně hodnota $2\pi^2e^4m/h^3$. Znásobíme-li frekvence vodíkového spektra čtyřmi, musí takto zmíněné vzorce dávatí spektrum ionisovaného helia, t. j. helia kladně nabitého, jehož atom sestává z jádra (částice α), kolem něhož (mluveno v řeči korpuskulární teorie) obíhá jediný elektron. Skutečně se také ukázalo, že serie, které se původně mylně připisovaly vodíku, patří ionisovanému heliu. Čáry příslušející ionisovanému heliu jsou totiž u srovnání s čarami vodíkovými, s nimiž by mohly býti mylně zaměňovány, posunuty poněkud k fialovému konci spektra, což jest způsobeno, jak *Bohr* poznal, tím, že jádro atomu nestojí v klidu, nýbrž elektron a jádro se otáčejí kolem společného těžiště, které leží velmi blízko jádra. Z velikosti posunutí těchto čar bylo možno přesně změřiti poměr náboje elektronu k jeho hmotě.

Vzorce pro frekvence čar vodíkového spektra jsou velmi jednoduché; u spekter ostatních prvků známe v mnohých případech empirické vzorce. Nejvíce se vodíkovým vzorcům podobají vzorce pro frekvence čar spekter alkalií (t. j. kovů I. sloupce periodické tabulky *Mendělejevovy*: jsou to lithium, sodík, draslík, rubidium, cesium. Frekvence spektrálních čar těchto prvků dají se vyjádřiti rozdílem dvou členů a tyto členy mohou býti čtvrtého typu; ve spektroskopii jsou označovány písmeny s , p , d , f . Serie spektrálních čar těchto prvků jsou také čtvrtého druhu: hlavní serie (vzniká odečtením proměnného členu typu p od konstantního členu typu s , čili odborně $p \rightarrow s$), difusní vedlejší serie ($d \rightarrow p$), ostrá vedlejší serie ($s \rightarrow p$) a fundamentální (*Bergmannova*) serie ($f \rightarrow d$). Kdežto u vodíkového spektra takovýto spektrální člen, o němž je tu stále řeč, má tvar R/n^2 , kde R jest *Rydbergova* konstanta a n číslo celé, mají spektrální členy alkalií tvar složitější, totiž $R/(n+a+a/n^2)^2$, kde a jest vždy záporná korekce *Rydbergova* a α vždy kladná korekce *Ritzova*. Číslo n jest celé. S rostoucím n se také mění obě korekce a , α způsobem, o němž se zde nelze šířiti. Celá teorie spekter, která musí zůstatí mimo rámec této stati, nalezla krásné experimentální potvrzení v pokusech, které konali v Americe (1924—1926) *Millikan* a *Bowen* o ultrafialových spektrech silně ionisovaných atomů (na př. pětkrát ionisovaného kyslíku a šestkrát ionisovaného chloru).

20. *Čárová spektra Röntgenova.* — Postupujeme-li od vodíkového atomu k atomům dalších prvků, nabývá — jak jsme viděli — atomové číslo Z postupně hodnot 1, 2, 3, ..., 92. V předešlém odstavci jsme seznali, že frekvence spektrálních čar ionisovaného helia ($Z=2$) jsou 4 ($=2^2$) krát větší než frekvence příslušných čar vodíkových; obecně platí, že frekvence spektrálních čar ($Z-1$) násobně ionisovaného atomu, jehož atomové číslo jest Z .

jsou úměrné čtverci čísla Z . Je-li Z dosti veliké, spadají tyto vysoké frekvence v obor světla neviditelného o kratičké délce vlny čili v obor paprsků *Röntgenových*, jak patrně z tabulky v odst. 1. této stati. Dá se tudíž očekávati, že i *Röntgenovy* paprsky dávají čárové spektrum, které vskutku také bylo pozorováno a proměřeno. Zásahu o to má anglický fysik *H. G. J. Moseley*, jenž r. 1913 zvlášť k tomu vhodně sestrojeným spektrografem rozložil *Röntgenovo* »charakteristické« záření, které objevil r. 1905 jeho krajan *Ch. G. Barkla*, ve spektrum čárové, jehož zákonitosti jsou značně jednodušší než u čárových spekter optických, o nichž výhradně byla až dosud řeč. *Moseley* shledal, že druhé odmocniny z frekvencí *Röntgenových* spektrálních čar s rostoucím atomovým číslem Z taktéž rostou a to lineárně. Dle *Moseleyova* zákona lze vypočísti jednoznačně a přesně frekvenci *Röntgenovy* čáry, příslušné spektru určitého prvku, na př. ze známých frekvencí sobě odpovídajících *Röntgenových* čar obou s ním sousedících prvků periodické soustavy. — Jsou čtyři hlavní typy *Röntgenova* charakteristického záření: K , L , M , N . Záření K a L objevil *Barkla* a spektrálně rozložil *Moseley*. Záření M objevil a spektrálně rozložil *M. Siegbahn* (1916) a objev dalšího záření N učinil a jeho spektrální rozklad provedl v *Siegbahnově* ústavu v Lundu (ve Švédsku) český fysik *V. Dolejšek* (1925), nyní profesor Karlovy university v Praze.

Jakožto příklad jednoduchosti v zákonitosti *Röntgenových* spekter postačí uvéstí vzorec pro vlnčet v nejsilnější čáry serie K , t. zv. čáry K_α , jenž zní $\nu=R(Z-1)^2(1/1^2-1/2^2)$, kde R jest *Rydbergova* konstanta a Z atomové číslo prvku. Svým tvarem připomíná vzorec pro první čáru *Lymassovy* serie vodíkového spektra. Podobně nejsilnější čára serie L , t. zv. čára L_α , má vlnčet $\nu=R(Z-7.4)^2(1/2^2-1/3^2)$, což opět připomíná první čáru *Bahnerovy* serie vodíkového spektra. — Zjistíme-li, které serii některá spektrální čára *Röntgenova* snímku náleží, a kromě toho, který člen její to jest, můžeme dle vzorců nebo tabulek pro *Röntgenova* spektra bezpečně zjistiti, kterému prvku ona čára patří. Takovým způsobem bylo lze zjistiti počet vzácných zemin a vypočísti *Röntgenova* spektra dotud neznámých prvků, kterých v době objevu *Moseleyova* bylo ještě šest. Čtyři z nich byly od té doby již objeveny: $Z=72$ čili hafnium objevili *G. v. Hevesy* a *D. Coster* (1922), $Z=45$ čili masurium a $Z=75$ čili rhenium objevili *W. Noddack* a *I. Tacke* (1925) a konečně $Z=61$, čili illinium objevili *J. A. Harris*, *L. F. Yntema* a *B. S. Hopkins* (1926). Zbývá tedy ještě objeviti prvky, jejichž atomová čísla jsou $Z=85$ a $Z=87$, aby periodická soustava všech prvků byla úplná.

21. *Vlnová mechanika soustavy hmotných částic.* — Jak z předešlých odstavců dostatečně patrně, podala jak *Bohrova* teorie tak také vlnová mechanika pro frekvence spektrálních čar vodíkových výsledky znamenitě souhlasící se zkušeností. Pro neutrální helium (částice α , kolem níž obíhají dva elektrony), dala však *Bohrova* teorie výsledek odporující měřením a to bylo také jednou z příčin, proč fysikové hledali teorii lépe vyhovující.

Vzniká tudíž otázka, jak zobecniti vlnovou mechaniku jediné částice na případ, kdy takových částic jest více. Úvahy, které vedou k tomuto zobec-

nění, jsou velmi podobné jako v případě jedné částice; výsledek jejich jest tento: nahradíme-li v amplitudové resp. vlastní (úplně) rovnici *Schrödingerově*, platné pro jednu částici, výraz Δa resp. $\Delta \psi$ součtem takovýchto výrazů, z nichž každý se vztahuje k jedné z daných částic, obdržíme amplitudovou resp. úplnou rovnici *Schrödingerovu* pro danou soustavu částic.

G. W. Kellner (1927) a po něm přesněji E. A. Hylleraas (1928) početně dokázali, že takto upravená rovnice *Schrödingerova* dá správné výsledky pro neutrální helium a tím stoupla důvěra ve vlnovou mechaniku. Za to vyvstaly obtíže s fyzikálním výkladem vlnění, které vlnová mechanika hmotě připisuje. V případě jedné částice rovnice *Schrödingerova* je v podstatě taková, jako vlnová rovnice jiných fyzikálních dějů odehrávajících se v obyčejném, trojrozměrném prostoru, a připouštěla by snad i možnost mluvit o skutečném vlnění (asi podobně jako v optice); naproti tomu u *Schrödingerovy* rovnice příslušející částicím dvěma resp. třem tato možnost výkladu úplně selhává, neboť pak se jedná o vlnění v šestirozměrném resp. devítirozměrném prostoru; je-li částic N , pak se jedná o prostor $3N$ -rozměrný. A to již nelze vykládati jako fyzikální vlnění. Jaký tedy význam přisouditi vlnění, které vlnová mechanika připisuje soustavě hmotných částic?

22. *Fyzikální výklad vlnové mechaniky.* — Dle *Bohrovy* teorie obíhají elektrony v atomu kolem jádra podobně jako oběžnice kolem Slunce. Tato teorie dovede (aspoň v jednoduchých případech) vypočítati tvar a rozměry dráhy těchto elektronů a udati, na kterém místě se elektron v určitém čase nalézá a jakou má rychlost. Jest však možno všechny tyto veličiny také s náležitou přesností změřiti?

Chceme-li pokusně ustanoviti polohu elektronu, potřebujeme k tomu nezbytně světlo; to se však skládá z jednotlivých fotonů a ty při srážkách s elektronem vyvolají zjev *Comptonův*, t. j. elektron změni svou rychlost. Tato změna rychlosti jest tím větší, čím větší jest energie fotonu $h\nu$, t. j. čím větší jest frekvence světla, jímž jest elektron osvětlen, tedy čím »fialovější« jest toto světlo. Chceme-li tuto změnu rychlosti elektronu zmenšiti, musíme užiti světla, jehož frekvence jest menší, tedy světla »červenějšího«. Avšak z optiky jest známo, že polohu mikroskopické částice můžeme určití pouze s přesností nepřesahující řádově hodnotu vlnové délky světla, jímž jest osvětlena. Chceme-li tedy pokud možno přesně změřiti polohu elektronu, musíme uživati světla o krátké vlnové délce a tedy veliké frekvence, krátce světla »fialového«. Tím však pozbýváme možnosti určití současně pokud možno přesně rychlost elektronu. Čím přesněji změříme jednu z obou věcí (poloha a rychlost), tím nepřesněji změříme druhou z nich. A tak vidíme zásadní nemožnost současného přesného určení polohy a rychlosti elektronu, na kterou poukázal *Heisenberg* (1927). Foton má energii $h\nu$ a hybnost $h\nu/c = h/\lambda$; změna hybnosti $p = mv$ elektronu při srážce s fotonem, t. j. δp , jest (dle *Comptonova* zjevu) úměrná hybnosti h/λ narazivšího fotonu; přesnost δq v určení polohy q elektronu jest (dle optiky) úměrná vlnové délce λ . Tudíž součin obou nepřesností $\delta p \delta q$ jest úměrný *Planckově* konstantě h ; jak podrobnější úvaha ukáže, jest $\delta p \delta q \geq h$. To jest vztah *Heisen-*

bergův, vyjadřující elementární neostrost v současném určení polohy a rychlosti elektronu.

Postrádá tudíž smyslu mluvit o drahách elektronů kolem jádra ve smyslu *Bohrovy* teorie; vlnová mechanika tomuto požadavku plně vyhovuje. Avšak co se tedy vlní v prostoru obklopujícím vodíkové jádro? Světelné vlny si dnes již nepředstavujeme jako vlnivý *pohyb*, nýbrž jako periodickou změnu elektrických a magnetických sil ve vzduchoprázdnotě; »podobně« musíme souditi i o vlnách, které jsou symbolicky spjaty s pohybem elektronů. Není sice dosud jednotného názoru o povaze těchto vln, avšak nejvíce převládá stanovisko *Bornovo*, podle něhož tyto vlny nejsou vlny skutečné, nýbrž jen pomocné obrazy, které slouží k určení pravděpodobnosti různých skutečných událostí, týkajících se obyčejných hmotných částic. Podstata vlnové mechaniky záleží s tohoto hlediska v záměně »deterministického« popisu dějů popisem »pravděpodobnostním«, t. j. takovým, jenž nepopisuje události samy, nýbrž pouze jejich pravděpodobnosti.

Obyčejná mechanika ví zcela určitě, co za daných okolností nastane a co nastati nemůže; nová mechanika naproti tomu to neví, možná, že nastane to, možná, že ono — všechno je možné, jen že ne se stejnou pravděpodobností a velikost této pravděpodobnosti dovede tato nová mechanika udati. Při pokusech bychom dle toho měli pozorovati (a také pozorujeme) všechny tyto možnosti: nejčastěji ovšem pravděpodobnější a zcela zřídka ty, které jsou pravdě nejméně podobné.

Tato pravděpodobnostní interpretace vlnové mechaniky vysvitne nejlépe na příkladě: jak si představiti podle vlnové mechaniky působení světla na atom vodíku. Především místo jednoho atomu si jich představíme nesčíslné množství. Za druhé učiníme předpoklad, že stav všech těchto exemplářů vodíkového atomu jest v počátečním okamžiku, kdy světlo začalo působiti, úplně stejný. Tento stav celé soustavy všech těchto exemplářů popisujeme pomocí jistého jednoduchého chvění podobného chvění struny (nebo membrány), při kterém struna vydává základní tón. Světlo, které pak začne působiti, považujeme, jak je nyní povaze věci přiměřené, za vlny elektromagnetické; jeho působení na atomy jest podobné působení zvukových vln na rozechvěnou strunu, kdy u struny vznikají různé svrchní tóny, které se překládají přes její základní tón. Po uplynutí jisté doby od počátku působení světla bude totiž lze popsati stav soustavy exemplářů vodíkového atomu chvěním, které se skládá ze základního chvění a z dalších chvění (»svrchních tónů«) odpovídajících všem jiným stavům atomu než stavu základnímu. Pak dvojnásob amplitudy a (vyskytující se v příslušné rovnici *Schrödingerově*), t. j. a^2 , každého z těchto chvění jest měrou pravděpodobnosti, že za uvedenou dobu atom vodíku přejde ze základního stavu v příslušný stav jiný. Je-li tento »jiný« stav právě ten stav, kdy je atom ionizován, tu příslušná pravděpodobnost není nic jiného než pravděpodobnost fotoelektrického zjevu a ta má patrnou velikost jen v případě, kdy elektron (nebo, správněji atom) dostane energii $h\nu$, kde ν jest frekvence světelných kmitů. Je to tak, jako by odtrhování elektronů nebylo způsobeno účinkem světelných vln, nýbrž působením fotonů jim odpovídajících. Zá-

vislost této pravděpodobnosti na intenzitě světla a také na jiných faktorech jest v plném souhlasu s pokusem (posuzujeme-li pravděpodobnost podle počtu elektronů).

Tento názor *Bornův* o ryze formálním významu vlnivého procesu *de Broglie-Schrödingerově* jest ještě plodnější, obrátíme-li svoji pozornost k složitějším dějům, jichž se účastní několik částic vzájemně na sebe působících. V tom případě, jak jsme již viděli, představa o vlnách obyčejného trojrozměrného prostoru jest zhora nemožná a musí býti zaměněna, jak již *Schrödinger* ukázal, představou o vlnách v $3N$ -rozměrném prostoru určeném souhrnem souřadnic všech N částic přicházejících v úvahu čili odborně: v prostoru konfiguračním, který ostatně již před sto lety zavedl do teorie *Hamilton* za účelem elegantní formulace klasické mechaniky. A dnešní mikromechanika užívá tohoto prostoru, aby popsala chování nesčíslného množství exemplářů soustavy částic, která nás právě zajímá, jedním procesem oscilačním; popis ten záleží v podstatě v tom, že určuje ustálené, stacionární stavy této soustavy částic nebo pravděpodobnosti přechodů mezi nimi zrovna takovým způsobem jako v případě jedné částice. Při tom není nijak podstatné, zda se jedná o soustavu úplně stejných nebo různých částic.

23. *Neuspokojivost dosavadní vlnové mechaniky* soustavy hmotných částic má tyto příčiny: předně není schopna respektovati konečnou rychlost, kterou se šíří vzájemné silové působení jedné částice na druhou, za druhé nedává aspoň trochu uspokojivého obrazu o tom, jak hmota vysílá světlo, a za třetí nepodává vůbec žádného výkladu tohoto základního fakta, že hmota sestává pouze z částic dvou druhů, protonů a elektronů, a nikoliv z nepřehledně pestré směsice základních částic. Všechny elektrony jsou úplně stejné, tak že by je podle právě uvedené interpretace vlnové mechaniky bylo lze považovati za různé exempláře jednoho a téhož elektronu a následkem toho bylo by je možno zobrazovati vlnami *de Broglieovými* v obyčejném trojrozměrném prostoru, podobně jak je tomu u fotonů, které vzájemně na sebe nepůsobí. Problém spočívá tedy v tomto: Respektovati vzájemné působení elektronů a přece zachovati představu o trojrozměrných elektronových vlnách jakožto analogon vln světelných, doplniti je vlnami protonovými a nad to ještě provésti unifikaci protonů s elektrony, což jest nejen nutné, nýbrž i možné vzhledem k rovnosti jejich nábojů, které se liší pouze znamením. Rozřešením tohoto problému získali bychom i úplné řešení problému, jaký jest vztah mezi světlem a hmotou: trojrozměrné vlny, které připisujeme hmotě, bylo by lze považovati za zdroje světelných vln. První kroky k řešení tohoto problému učinili zejména *Jordan* a *Dirac* v posledních třech letech. Jest nutno zcela přepracovati teorii vln asi v témž smyslu jako v prvním stadiu rozvoje vlnové mechaniky byla přepracována teorie částice. Vlny světelné i vlny příslušející hmotě, které jsou způsobily popisovati v trojrozměrném prostoru chování jednotlivých částic a zvláště těch, které na sebe vzájemně působí určitým způsobem, musí se lišiti podstatně od těch vln, které se vyskytují v klasické mechanice pružných prostředí nebo v klasické elektrodynamice. Naše doba, toť předvečer posledního rozhod-

ného útoku na problém hmoty. Jak dlouho to bude ještě asi trvati, než se tento boj skončí úspěšným vítězstvím?

24. *Kvantová mechanika*. — Obraz o rozvoji vlnové mechaniky nebyl by úplný, kdyby zůstala úplně nepovšimnuta druhá cesta, kterou byly nalezeny vlastní formální vztahy kvantové teorie o něco málo dříve než cestou první, která byla v předcházejících řádcích stručně vylíčena a jež byla objevena zcela nezávisle na metodě druhé. Základní myšlenkou této teorie, která sluje »kvantová mechanika« (autorem jejím jest *W. Heisenberg*), bylo přesvědčení, že mezi skutečně pozorovatelnými amplitudami a frekvencemi atomu musí existovati podobný vztah jako mezi příslušnými veličinami klasických vztahů. Matematickými pomůckami kvantové mechaniky, kterou propracovali *Born* a *Jordan* spolu s *Heisenbergem* a jeho spolupracovníky (v Göttingen) a nezávisle na nich *Dirac* (v Cambridge), byla algebra, v níž neplatí pro násobení zákon záměnnosti, a teorie matic, jejíž pomocí dostala tato algebra přehledný tvar. Brzo po objevení vlnové mechaniky dokázal *Schrödinger* a *Eckart* matematickou ekvivalenci její s mechanikou kvantovou. Obě mechaniky mají své přednosti a své obtíže a byly sloučeny v jakousi vyšší jednotku, v t. zv. transformační teorii, kterou zbudovali *Dirac*, *Jordan* a *London*; tak bylo lze fyzikální interpretaci formalismu mikromechaniky redukovati na jediný předpoklad statistické povahy, jenž obsahuje výroky o pravděpodobnosti, zda určitý děj nastane čili nic; tento předpoklad učinil již dříve *Born* (ve speciálním případě), jak jsme v předcházejících výkladech měli příležitost seznati.

25. *Molekuly. Pásová spektra*. — Kdežto atomy dávají čárová spektra, molekuly (sestavující z více než jednoho atomu) poskytují spektra pásová. Hlavní zákonitosti molekulových spekter dají se vyložit z předpokladu, že energie molekuly sestává ze tří částí, z nichž každá jest schopna jen jistých od sebe odstupňovaných hodnot. Je to rotační energie molekuly, oscilační energie jader a energie elektronů v molekule obsažených. Mezi změnami molekulové energie zaujímá zvláštní postavení jednoduchý případ, kdy energie elektronů v molekule obsažených zůstává konstantní. Souhrn spektrálních čar, které odpovídají takovýmto změnám molekuly, sluje rotačně-oscilační spektrum příslušné molekuly a skládá se z jednotlivých čar stejně od sebe vzdálených a při tom velmi blízkých sobě čar; jejich souhrny slují pásová spektra nebo pásy. I zde prokázala vlnová mechanika platné služby; avšak na tomto místě nelze se podrobněji o pásových spektrech zmiňovati, hlavně z toho důvodu, že poněkud obstojný výklad by zabral příliš mnoho místa, a také proto, že by leckde musil přestoupiti elementární úroveň této stati.

Jeden veliký úspěch aplikace vlnové mechaniky na molekuly však není možno pominouti mlčením; vlnová mechanika předpověděla, že obyčejný molekulový vodík H_2 jest směs dvou modifikací vodíku, které byly nazvány paravodík a ortovodík. Zásahu o tuto předpověď má *Dennison* (1927), jenž na základě prací *Heisenbergových* a *Hundových* udal správný, s měřeními souhlasící vzorec pro specifické teplo vodíku za nízkých teplot; užil k tomu

výsledku z vlnové mechaniky plynoucího, že vodík jest směs dvou modifikací, které za obyčejných teplot jsou zastoupeny v poměru 1:3 (para:orto). Za příliš nízkých teplot se tento poměr mění ve prospěch paravodíku, tak že ortovodík přechází v paravodík, ovšem velmi pomalu; při teplotě, kdy vodík skoro kapalný, všechny vodík sestává prakticky z pouhého paravodíku; ovšem tato přeměna vyžaduje dlouhé doby, avšak užitím vhodných katalysátorů je lze značně urychlit. *Bohnhoeffer* a *Harteck* jakož i *Eucken* a jeho spolupracovníci to vše potvrdili experimentálně (1929). Též spektroskopický důkaz byl podán (*Mac Lennan*, 1928).

26. *Specifické teplo tuhých látek.* — Také pro specifické teplo látek tuhých vykonala kvantová teorie velice mnoho a to již v prvních dobách svého rozvoje. Specifické teplo nějaké látky jest, jak známo, ono množství tepla, které jest potřebí jednomu gramu této látky dodat, aby se ohřálo o 1° C. Specifické teplo rozeznáváme dvojí: s. t. při stálém tlaku a s. t. při stálém objemu. V r. 1819 ustanovili francouzští badatelé *Dulong* a *Petit* empiricky, že součin specifického tepla při stálém tlaku s atomovou vahou jest u většiny prvků skupenství tuhého přibližně 6.4 kalorie (s menší odchylkou než 10%) a redukce tohoto s. tepla na stálý objem dala 5.9 kalorie. Ale některé prvky, zvláště malé atomové váhy a mezi nimi obzvláště diamant, činily velikou výjimku z tohoto pravidla. Tak na př. u diamantu při 20° C byl tento součin (čili atomové teplo) jen 1.7 kalorie a za teploty —50° C jen 0.7 kalorie, jak zjistil r. 1875 *H. F. Weber*. V r. 1907 ukázal *Einstein* na základě kvantové teorie, že tato »výjimka« jest pravidlem a »pravidlo« *Dulong-Petitovo* jest výjimkou nebo náhodou. Spec. teplo jest totiž podstatně závislé na teplotě, s níž stoupá; náhodou má s. t. většiny látek již při obyčejných teplotách takovou hodnotu, jakou udává »pravidlo« *Dulong-Petitovo* a jaká plyne též ze statistiky klasické podle věty o rovnoměrném rozdělení střední pohybové energie na stupně volnosti atomů, z nichž se látka skládá. *Einstein* zaměnil obyčejnou mechaniku teorií kvant a pak podobnými úvahami, které vedly *Plancka* k odvození správného vzorce pro černé záření, obdržel vzorec pro spec. teplo tuhých látek, který vystihoval aspoň kvalitativně chod spec. tepla s teplotou. *Einstein* sám poznal příčinu nedokonalosti svého vzorce a tento poznatek dal vznik teorii atomových mřížek, kterou brzo na to zbudovali *Born* a *Kármán*; *Debye*, jenž v r. 1912 pak vypracoval novou, jednoduchou kvantovou teorii spec. tepla tuhých látek abstrahoval vůbec od atomistické struktury tuhých látek a nahradil ji představou kontinua (jakožto aproximace), které je naplněno stojatými vlnami elastickými. Tím obdržel daleko dokonalejší vzorec, který jest ovšem opět jen velmi dobrou aproximací. Nicméně našel (experimentem později potvrzenou) větu, že specifické teplo tuhých látek jest při velmi nízkých teplotách úměrně třetí mocnině teploty.

27. *Elektrická a tepelná vodivost kovů.* — Velkým úspěchem vlnové mechaniky a zvláště kvantové statistiky *Fermi-Diracovy* jest teorie elektrické a tepelné vodivosti kovů, kterou vypracoval v r. 1928 *Sommerfeld* na základě dřívější práce *Pauliho*. Volné elektrony obsažené v kovu tvoří jakýsi »plyn«,

jenž však se následkem jejich nepatrné hmoty neřídí zákony ideálních plynů, nýbrž je »degenerován« ve smyslu statistiky *Fermi-Diracovy*. Tím se vysvětluje pro klasickou statistiku nepochopitelný fakt, že volné elektrony nepřispívají prakticky vůbec ničím ke specifickému teplu kovu. Užití statistiky *Fermi-Diracovy* na tento elektronový »plyn« vede k odvození známého zákona *Wiedemann-Franzova*, podle něhož poměr elektrické vodivosti k tepelné vodivosti kovu jest úměrný universálním způsobem teploty kovu, měřené v absolutní míře. Koeficient úměrnosti dle této *Sommerfeldovy* teorie má hodnotu $\frac{1}{3}\pi^2 (k/e)^2$, při čemž k jest *Boltzmannova* konstanta a e náboj elektronu. Starší teorie *Drudeova* (nekvantová) vede k téměř zákonu, jen koeficient úměrnosti má místo $\frac{1}{3}\pi^2$ číselný faktor 5, který pozdější přesnější teorie *Lorentzova* nahradila faktorem 2. Při teplotě 18° C jest poměr elektrické vodivosti k tepelné podle *Drudeho* 6.3, podle *Lorentze* 4.2 a podle *Sommerfelda* 7.1. Průměr pozorování na 12 různých kovech dává 7.11, což svědčí ve prospěch teorie *Sommerfeldovy*.

28. *O paprscích Röntgenových a struktuře krystalů.* — Čtenář si zajisté vzpomíná ještě, jak v prvých odstavcích této stati byla vylíčena představa o struktuře plynu. Pravým opakem plynu jest krystal. Plyn, toť mraveniště zcela nepravidelně se hemžících molekul po př. atomů; krystal naproti tomu, toť úzkostlivý pořádek a geometrická pravidelnost buněk včelího plástu. Dnes víme, že geometrické spekulace o struktuře krystalů, k nimž položil základ *René Just Hauy* (1784) a které matematicky vypracovali *Bravais* (1848), *Sohncke* (1879) a *Schönfliess* (1891), jsou správné; a víme ještě více: nejmenší částice *Hauyovy*, t. zv. »molécules intégrantes«, z nichž si jeho strukturní teorie představuje složeny krystaly, jsou samy *atomy*, které sedí na zcela určitých místech v prostoru, a tyto atomy tvoří to pravidelné prostorové mřížoví geometrické teorie. Kapičky rosy na pavučině — toť atomy v krystalu! A vzdálenost jedné od druhé jest řádu 10^{-8} cm; tato vzdálenost má se k délce 1 cm právě tak jako délka 1 cm k délce tratí *Mariánské Lázně-Užhorod*.

O tyto poznatky má zásluhu především *Max v. Laue* svými pokusy o interferenci (křížení) *Röntgenových* paprsků v krystalech; pokusy ty vykonali s ním společně v Mnichově r. 1912 *Friedrich* a *Knipping*. Obyčejné světlo se nehodí k prozkoumání struktury krystalu, neboť má příliš velkou vlnovou délku, — podobně jako pozorováním povrchu řeky proudící hlubokým korytem se nic nedovíme o rozložení oblázků na jejím dně —, vždyť jedna vlnka obyčejného světla jdoucího krystalem překryje současně na tisíce atomů. Uživeme-li však »světla«, jehož délka vlny není větší než vzdálenosti atomů od sebe, bude tomu jinak: asi tak, jako když pozorujeme mělkou řeku, jejíž hloubka nepřesahuje příliš hrbatost řečiště. Podle vlnek na jejím rozčeřeném povrchu můžeme usuzovati na vzdálenost jednotlivých oblázků na dně řeky. A o paprscích, které *Röntgen* objevil r. 1895, tušil r. 1912 *Laue*, že je to »světlo«, jehož délka vlny jest řádu 10^{-9} cm; úspěch jeho pokusů toto tušení potvrdil. Jemnou clonkou propuštěný úzký svazek paprsků *Röntgenových* (»klidná hladina«) nechal projítí malou (1 cm × 1 cm), tenkou ($\frac{1}{2}$ mm) destičkou krystalu a za ním na fotografické desce vznikl

(působením atomů — »oblázků« — v krystalu) velmi pravidelný obrazec (»rozčtěřená hladina«) skládající se z temných skvrnek. A z něho lze souditi na zákony, jak jsou uspořádány jednotlivé atomy v krystalu. — *Laueovo* uspořádání pokusu podává sice dobrý přehled o souměrnosti vnitřní struktury krystalu a jest dosud nejspolehlivější kontrolou správně rozpoznané struktury krystalu, avšak k určování zcela neznámé struktury krystalu se dobře nehodí, poněvadž je to metoda neobyčejně pracná. Také pozitivních *nových* výsledků v určení struktury krystalů ze snímků *Laueových* je velmi málo [na př. zjištění struktury jedнокrystalových žárovkových vláken volframových (*R. Gross*, 1918) a krystalu pyrochroitu (*G. Aminoff*, 1919)]. Záporný výsledek její jest vyvrácení nesprávné představy o struktuře grafitu.

Brzo po objevu *Laueově* připadli (1913) angličtí fysikové *W. H. Bragg* a *W. L. Bragg* (otec a syn) na myšlenku, jak nahraditi uspořádání *Laueovo* daleko vhodnější metodou jak pro výzkum struktury krystalů tak také pro měření délky vlny *Röntgenových* paprsků. Hlavní myšlenka této metody spočívá v jiné interpretaci *Laueových* snímků: vznikají odrazem *Röntgenových* paprsků na t. zv. síťových rovinách, t. j. takových rovinách, které jsou obzvlášť hustě posety mřížovými body prostorové mřížky, t. j. atomy krystalu. Proto *Braggové* nezkoumali průchod *Röntgenových* paprsků destičkou zhotovenou z krystalu, nýbrž vyšetřovali jejich odraz od povrchu destičky. Povrchová vrstvička krystalu obsahuje mnoho vzájemně rovnoběžných síťových rovin, jejichž vzdálenost jest *d*. Dopadají-li na povrch krystalu *Röntgenovy* paprsky určité vlnové délky λ , pak odraz paprsků *Röntgenových* nastane jen tehdy, když úhel δ mezi směrem dopadajících paprsků a povrchem krystalu vyhovuje t. zv. *Braggově* rovnici $2d\sin\delta = n\lambda$, kde *n* jest číslo celé (malé). Zdůvodnění této rovnice vymyká se ovšem rámci této stati.

A nedlouho po pracích *Braggových* vymysleli v Göttingen (1916) *P. Debye* a *P. Scherrer* třetí metodu k výzkumu struktury krystalů, která svou upotřebitelností předčí obě předešlé. Hlavní obtíž při užití obou předešlých spočívá v tom, jak si zaopatřiti bezvadné exempláře krystalu poměrně velikých rozměrů. *Debye-Scherrerova* metoda užívá naproti tomu jemného prášku krystalového, jenž sestává z nesčetných nepatrných krystalů, které leží beze všeho uspořádání ve všech možných orientacích. Dopadne-li tudíž úzký svazek *Röntgenových* paprsků na rourku naplněnou tímto práškem, nastane odraz pod všemi možnými úhly a na fotografické desce se objeví v důsledku ohybu paprsků kruhy (prstény), které reprezentují spektrální rozklad dopadajícího záření; z tohoto snímku lze pak činiti bezpečné závěry o struktuře krystalu, jehož prášku bylo při pokusu užito.

29. *Příbuznost elektronových a Röntgenových paprsků.* — *Potvrzení vlnové teorie hmoty.* — Je-li představa o vlnách hmotě příslušejících správná, musí býti lze konstatovati podobné zjevy, jako byly pozorovány u paprsků *Röntgenových*, také u elektronových paprsků, t. j. u proudu elektronů ležících takovou rychlostí *v*, že délka vlny λ jim připisovaná (dle vztahu *de Broglieova* $\lambda = h/mv$) jest asi toho řádu jako délka vlny paprsků *Röntge-*

nových, t. j. mezi 10^{-7} a 10^{-9} cm. Elektrony, jimž přísluší takováto délka vlny, mají rychlost mezi 10^8 a 10^{10} cm/sec a té dosáhnou, jsou-li urychlovány v elektrickém poli o napětí od 10 do 100.000 voltů. Necháme-li dopadnouti úzký svazek elektronových paprsků na *uměle* rytou kovovou mřížku optickou (*Rupp*, 1929), nastane vskutku ohybový zjev analogický jako u *Röntgenových* paprsků a proměření jeho poskytuje přímé potvrzení vztahu $\lambda = h/mv$. Toto měření jest zvlášť důležité tím, že se tu měří pouze délky; je to tedy přímé potvrzení *de Broglieova* vztahu. Ale i na *přirozených* prostorových mřížkách, totiž krystalech, nastává ohyb elektronů zcela ve smyslu vztahu *de Broglieova*. Pokusy sem spadající jsou dvojího druhu, podle toho, běží-li o velmi rychlé elektrony (přes 10.000 voltů) nebo o elektrony prostřední rychlosti (pod 1000 voltů). Pokusy na rychlých elektronech jsou analoga k pokusům *Debye-Scherrerovým* s paprsky *Röntgenovými*. Podstatné novum proti paprskům *Röntgenovým* jsou krásné snímky, které obdržel japonský fysik *Kikuchi* (1928) při ohybu elektronových paprsků na tenounkých listcích slídových a které se úplně podobají obrazcům vytvořeným *optickými plošnými mřížkami*. Tyto pokusy daly podnět k tomu, že byly hledány podobné interference *Röntgenových* paprsků na slídě a vskutku byly také nalezeny (*Linnik*). Pokusy s elektrony prostředně rychlými dají se uspořádati úplně analogicky jako experimenty s *Röntgenovými* paprsky v úpravě *Laueově* nebo *Braggově* anebo *Debye-Scherrerově*. Oproti pokusům s rychlými elektrony ukazují se tu odchylky od vztahu *de Broglieova*, které však lze vysvětliti indexem lomu elektronových vln uvnitř hmoty ohyb jejich způsobující. Na rozdíl od *Röntgenových* paprsků jest tento index lomu větší než 1; výklad tohoto fakta plyne z vlnové mechaniky: příčinou toho jest vnitřní potenciál krystalu, jak to plyne z příslušných rovnic *Schrödingrových*. Průměrná hodnota tohoto potenciálu jest 20 voltů.

První práci o ohybu elektronů vykonal *E. G. Dymond*, jenž propouštěl úzký svazek elektronů zředěným heliem a zkoumal jejich rozptyl v tomto plynu. Charakter tohoto rozptylu se určuje množstvím elektronů, které se uchylují pod daným úhlem φ od přímého směru. Proti očekávání, že by se tento rozptyl měl měniti spojitě s rostoucím úhlem φ , pokus ukázal, že při některých určitých úhlech φ , na př. $\varphi = 5^\circ$ a $\varphi = 60^\circ$, nastal obzvlášť veliký rozptyl; počet elektronů odchýlených od původního směru měl tu ostrá maxima, což zřejmě poukazuje na zjev ohybový.

Přesvědčivější jsou však pokusy, které v Americe provedli *C. Davisson* a *L. H. Germer* (1927): pouštěli proud elektronů kolmo na povrch destičky jedнокrystalového niklu a zkoumali pomocí galvanometru závislost intenzity odražených elektronů na směru. Našli pro určité směry ostrá maxima a zjistili, že tyto směry se shodují s oněmi směry, v nichž by se odrazily paprsky *Röntgenovy*, kdyby atomy niklu byly k sobě asi o 20% blíže než ve skutečnosti jsou. Vypočteme-li však z ohybových zjevů vlnové délky *de Broglieovy*, najdeme vskutku potvrzen vztah $\lambda = h/mv$. Toto sblížení atomů niklu o 20% se vysvětluje tím, že vlny elektronům příslušející se nejen ohýbají, nýbrž také silně lámou působením mocných přitažlivých sil, jimiž působí atomová mřížka krystalu na elektrony. Proto rychlost elektronů v kry-

stalu jest větší a tedy délka vlny jejich menší nežli před dopadem na krystal.

Velmi krásným doplňkem těchto pokusů jsou pokusy, které provedl G. P. Thomson v Anglii. Posílal rychlé elektrony (20.000 až 50.000 voltů) tenkými lístky celulódu, zlata a jiných kovů a obdržel ohybové prstény zcela podobné jako Debye a Scherrer při průchodu Röntgenových paprsků, jejichž délka vlny byla téhož řádu, tenkými kovovými lístky. Počet ukázal, že z pokusů Thomsonových plyne pro vzdálenost atomů v prostorové mřížce zlata a jiných kovů táž hodnota jako ze snímků pořízených pomocí paprsků Röntgenových. Poněvadž vlny příslušné rychlým elektronům se téměř vůbec nelámou, odpadají zde obtíže (zkracování vzdálenosti atomů v mřížce) pokusů Davisson-Germerových.

Z dalších prací v tomto směru sluší uvést pokusy, které konal německý fyzik E. Rupp s velmi pomalými elektrony (150—200 voltů), a pokusy, jimiž se témuž badateli (1929, 1930) podařilo prokázat úplný odraz a polarisaci vln elektronům příslušných. Také na proudu protonů (Dempster, 1930) a molekul (Estermann a Stern, 1930) se podařilo prokázat ohybové zjevy při odrazu na krystalech.

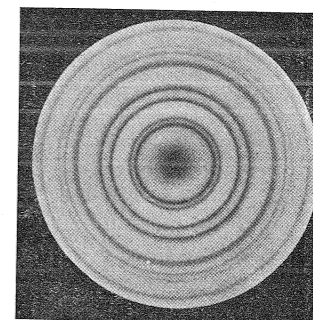
Tím vším jest pokusně potvrzena vlnová teorie hmoty.

30. Zjev Ramsauerův. — Neutrální atom působí na elektron letící (i velmi blízko) kolem něho celkem velmi slabě. Odklon od původní dráhy elektronu nastává hlavně tehda, když elektron prolétá atomem. Čekali bychom, že velmi rychlé elektrony se uchylují hlavně jen mocným působením jádra, kdežto pomalé elektrony odchylují se od původní své dráhy i působením elektronů obklopujících jádro. Tedy bychom očekávali, že »volná dráha« (t. j. délka dráhy původního, neodchýleného směru) elektronu bude tím menší, čím menší jest jeho rychlost. Avšak K. Ramsauer r. 1923 pokusy shledal, že ve vzácných plynech (chemicky pasivních) argonu, kryptonu a xenonu sice volné dráhy elektronu s klesající jeho rychlostí značně ubývá, avšak že při jisté rychlosti elektronu nastává minimum volné dráhy a při dalším poklesu rychlosti elektronu volná dráha rychle roste, takže průchod pomalých elektronů atomy vzácných plynů se děje takřka úplně nerušeně. Zjev ten byl pozorován později i u jiných plynů. Výklad této záhady podal r. 1925 Elsasser na základě ohybu fázových vln elektronu příslušejících. Vlnová délka fázové vlny závisí na rychlosti elektronu dle vztahu $\lambda = h/mv$. Minimum volné dráhy nastává tehda, když rychlost (v) elektronu je taková, že délka (λ) vlny právě odpovídá případu největšího ohybu fázových vln. Při dalším zmenšování rychlosti délka vlny se prodlužuje, ohyb se zmenšuje a tím roste volná dráha.

31. Struktura atomových jader. — Dosud jsme se zabývali výhradně elektrony. Poněvadž atomová jádra se skládají z protonů a elektronů, zdá se oprávněna naděje, že se teorii podaří objasnit i strukturu atomových jader na podobném základě jako stavbu oběžnicové soustavy elektronů obklopujících jádro, totiž na základě teorie kvant. Zdá se tedy, že lze přibudovati k mohutné budově kvantové teorie periodické soustavy prvků také důstojný protějšek v témž stylu: kvantovou teorii atomových druhů. To se

Obr. 2. Ohyb elektronových vln zlatou folií.

Proud velmi rychlých elektronů (tvořící uzounký paprsek přímočarý), které byly získány katodovou trubicí napájenou elektrickým proudem o napětí 58.000 voltů, procházel tenoučným lístkem (folií) zlata (tloušťky 10^{-6} cm). Za touto folií byla umístěna fotografická deska, na níž se objevil obrázek reprodukováný zde v obr. 2. Uprostřed jest neostrá (difusní) skvrna (je to obraz stopy elektronového paprsku na folii) a kolem ní jsou ohybové prstény úplně podobné Debye-Scherrerovým kruhům, o nichž byla řeč v odst. 28. Snížíme-li trochu napětí katodové trubice, vznikne obrázek podobný, jen prstény se trochu pošinou směrem od středu. Ale součin z průměru (každého z těchto kruhů) a druhé odmocniny z napětí jest vždy pro jeden a tentýž ohybový kroužek konstantní, což potvrzuje platnost de Broglieova vztahu $\lambda = h/mv$, jak plyne z teorie; bližší odůvodnění těchto tvrzení vymyká se však rámci této stati.



však dosud nepodařilo a to hlavně z toho důvodu, že atomová jádra sestávají ze tří druhů stavebních kamenů: protonů, elektronů a částic alfa (α), kdežto oběžnicová soustava obklopující jádro sestává z jediného druhu stavebních kamenů — ze samých elektronů. Spontánní rozpad radioaktivních látek vysvětluje se však prostě tím, že nejtěžší atomová jádra nejsou útvary dosti stabilní, nýbrž sama se rozpadají; tudíž celá fyzika jádra není v podstatě nic jiného než nauka o radioaktivnosti hmoty, o níž jedná jiný článek tohoto svazku (viz str. 297). Ale i radioaktivitě prokázala vlnová mechanika velmi cennou službu. Se stanoviska vlnové mechaniky a nové statistické fyziky lze vyložit vysílání částic α radioaktivními prvky takto:

Pokusy ukázaly, že v neobyčejné blízkosti atomového jádra jest částice alfa k jádru přitahována a nikoli odpuzována, jak jest tomu vždycky, když částice alfa jest vzdálena od jádra aspoň 10^{-12} cm (nebo více). Poloměr atomového jádra jest řádu 10^{-13} cm; má-li z jádra vyléti částice alfa, musí tuto přitažlivost překonat, musí se »přehoupnouti« přes tuto překladu bránící jejímu výletu. Výpočet provedený na základě klasické fyziky ukazuje, že částice alfa se přes tuto překladu přehoupnouti nemůže; ale nesporný fakt jest, že částice alfa z jádra vylétají. Tedy nutno se poohlédnouti po jiné metodě početní než která plyne z klasické fyziky. Podle vlnové mechaniky a nové statistické fyziky pravděpodobnost výletu částice alfa z jádra jest sice velmi nepatrná, avšak není rovna nule jako ve fyzice klasické. [Zasluhu o tento poznatek má ruský teoretik G. A. Gamow (1928) a američtí fyzikové Gurney a Condon (1929).] Tudíž některým částicím alfa se přece podaří překonat přitažlivost ostatních součástí jádra a z něho vylétnouti. Na základě těchto představ podařilo se uvedeným autorům teoreticky odvodit empirické pravidlo Geigerovo-Nutalovo z r. 1912 o t. zv. rozpadových konstantách radioaktivních látek (viz stať o radioaktivnosti). V tom lze právem spatřovati obdivuhodný triumf statistického chápání přírodních dějů.

32. Teorie protonu. — Soudobá fyzika dospěla k tomu, že veškerá hmota se skládá ze dvou druhů částic: záporně nabitých elektronů a kladných protonů. Tento světový názor však neuspokojuje ducha filosofů, kteří se

ode dávna snažili vyložiti hmotu jako soustavu částic jediného druhu. Úspěch teorie *de Broglie-Schrödingerovy*, která provedla syntesu dvou pojmů do té doby se vzájemně vylučujících (částice-vlna) v pojem jediný, budí myšlenku, že snad i elektron a proton nejsou dvě na sobě nezávislá individua, nýbrž pouze dva různé projevy, dvě různé stránky jedné a téže substance. Skutečně se také pokusil o takovou »unitární« teorii anglický teoretik *P. A. M. Dirac* (1930).

V teorii relativnosti platí pro energii W hmotné částice ve volném prostanství rovnice $W^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$, kde p jest mechanická hybnost částice, m hmota částice, když je částice v klidu, a c rychlost světla ve vakuu. (Tato rovnice se dá zobecniti i pro případ nabitě částice, pohybující se v elektromagnetickém poli.) Pro energii W obdržíme z uvedené rovnice dvě hodnoty, jednu kladnou a druhou zápornou. Poněvadž se tu jedná vlastně o kinetickou energii, nemá záporná hodnota fysikálního smyslu. Ale připustíme-li, že záporný elektron má také zápornou energii, jest patrné, že pohyb elektronu $-e$ majícího zápornou energii $-W$ v poli elektromagnetickém bude tentýž jako pohyb kladné částice $+e$ mající kladnou energii $+W$. A tak by se zdálo, že elektron se zápornou energií není nežli proton. Avšak to není možno, neboť námi pozorované protony jistě nemají zápornou kinetickou energii. Doplníme-li však tuto myšlenku principem *Pauliovým*, podle něhož kvantový stav energie nemůže býti u dvou elektronů realizován úplně stejně, můžeme myšlenku o elektronu se zápornou energií podržeti a to takto: V určitém objemu jest dle kvantové teorie a principu Pauliova místo jen pro konečný počet elektronů, (má-li úhrnná energie býti konečná), takže je pak onen objem elektrony »nasyčen«. Dejme tomu, že nějaký objem jest již elektrony se zápornou energií skoro nasycen, takže v něm je místo jen pro několik málo elektronů; to jsou tedy mezery v úplně nasyceném rozdělení elektronů v uvažovaném objemu. Aby jedna z těchto mezer zmizela, musili bychom ji vyplniti elektronem se zápornou energií. Tudíž této mezere samé musíme přisouditi stejně velikou energii kladnou. Pohyb této mezery v elektromagnetickém poli bude takový jako pohyb elektronu, který by vyplnil tuto mezeru, a to jest, jak jsme viděli, pohyb obyčejná částice s nábojem $+e$. Obě tato fakta spojíme spolu nejjednodušeji, prohlásíme-li onu mezeru za proton.

Tato teorie protonu má ovšem svoje slabiny. Největším jejím kamenem úrazu jest veliká různost hmot protonu a elektronu. Kdežto teorie *Diracova* (která jest zatím ovšem v prvých počátcích) žádá, aby »hmota« protonové mezery (díry) byla stejná s hmotou elektronu, jest ve skutečnosti poměr hmoty protonu k hmotě elektronu velmi blízký zlomku, jehož čitatel jest roven dvojnoci poloviny ze součinu 16×17 a jehož jmenovatel jest 10, tedy číslu 1849·6, které vypočetl anglický astronom *Eddington* (1930) z úvah čistě teoretických, které zde reprodukovati ovšem nelze.

33. *Zákon příčinnosti.* — Vlnová mechanika otrásla také zákonem příčinnosti (kausalitý). Z obšírné literatury a sporů o platnost nebo hranice platnosti zákona příčinnosti budiž zde uvedena aspoň *Heisenbergova* formulace zákona kausalitý: »Kdybychom znali přesně přítomnost v určitém

okamžiku, znali bychom i budoucnost přesně«. Avšak poněvadž znáti přesně přítomnost nelze (následkem principu elementární neostrosti v určení posice a rychlosti částice), není možno přesně předpovídati budoucnost. Lze mluvíti pouze o stupni pravděpodobnosti, že v budoucnosti nastane to neb ono. Poněvadž pak všechny pokusy jsou spiaty s mikromechanikou, t. j. s mechanikou elektronů, je tím dokázána neudržitelnost zákona příčinnosti. Pro obyčejné děje (ne atomové) jest ovšem elementární neostrost a tedy také pochybnost o zákonu kausalitý úplně bez významu.

Doslov. — V předcházejících odstavcích snažil jsem se, pokud to bylo vůbec možno, vyložiti, po př. odvoditi v přístupné formě základní myšlenky teorie kvant a nečinil jsem téměř žádných nároků na předběžné znalosti čtenářovy; potřebné základní pojmy fysikální hleděl jsem objasniti vždy na místě samém na příkladech nebo obrazech; v této nesnadné úloze byl mi vzorem vzorný překlad dra. *B. Maška* skvělého anglického populárně-vědeckého spisu *J. Jeans: »Vesmír kolem nás«* 1931 (Praha), z něhož jsem v prvních odstavcích své stati někdy převzal slovně i celé věty a na něž čtenáře zvláště upozorňuji nejen po stránce astrofysikální, nýbrž i čistě fysikální. Nemohl jsem ovšem na místě, jež mi bylo k dispozici, ani zdaleka promluvíti o všem, co by zasluhovalo aspoň zmínky, když už ne podrobnějšího výkladu. Proto odkazuji čtenáře, jenž by si chtěl doplniti tuto úvodní stať dalšími poznatky, k literatuře, která je ovšem rozsáhlá. — Z české literatury je to velmi pěkný a obsažný populární spis (nového data) prof. Dra. *Vl. Nováka* z brněnské techniky »Pohádka o rozbitém atomu«, Praha 1930. (Vydala Jednota čs. matematiků a fysiků v Praze.) — Z cizojazyčné vědecké literatury je to na př. *A. Landé*, *Wellenmechanik*, 1930, kde je uvedena další literatura, dále *Handbuch der Astrophysik*, III. Bd., 1. Hälfte, 1930 (německý článek *Westphalův* o teorii záření a anglický článek *Rosselandův* o teorii kvant) a konečně druhý díl moderní stručné učebnice *A. Haas*, *Einführung in die theoretische Physik*, 5. a 6. vyd. z r. 1930, kde je též uvedena všechna podstatná literatura předmětu. — *Darwin-Fowlerova* metoda statistické fysiky je vyložena v krátkosti v německém článku *Pannekoekově*, otištěném v již citovaném *Handb. d. Astrophys.* III./1, a obšírně v anglické monografii *R. H. Fowler*, *Statistical Mechanics*, Cambridge 1929, jež vyšla (mezi tiskem této stati) též v doplněném německém vydání, které pořídili *O. Halpern* a *H. Smereker*; název tohoto překladu zní: *Statistische Mechanik*. (Leipzig, Akad. Verlagsges., 1931.)