

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Václav Votruba

Tři fáze ve vývoji teorie fyzikálního mikrosvěta. [II.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 65 (1936), No. 3, D89--D97

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/123178>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1936

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



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

ČLÁNKY A REFERÁTY.

Tři fáze ve vývoji teorie fyzikálního mikrosvěta.

Václav Votruba, Praha.

(Dokončení.)

Jde tedy konečně o to, které jsou všechny teoreticky přípustné hodnoty pro konstantu N . Poněvadž platí $B^* \cdot B = N$, má konstanta N význam hodnoty jisté veličiny $B^* \cdot B$. Platí nyní tato první věta: $B^* \cdot B = B \cdot B^* - 1$, t. j. v libovolném kvantovém stavu pole (21) jest hodnota součinu B^*B o jednu menší, než hodnota součinu BB^* . „Násobíme-li“ dále identickou rovnicí $B^* \cdot B \cdot B^* = B^* \cdot B \cdot B^*$ zleva $\sqrt{\delta(u - N)}$ a zprava $\sqrt{\delta(u - (N - 1))}$, lze ji upravit na tvar

$$\begin{aligned} & \sqrt{u} \cdot \sqrt{\delta(u - N)} \cdot B^* \cdot B \cdot \sqrt{\delta(u - N)} = \\ & = \sqrt{u} \cdot \sqrt{\delta(u - (N - 1))} \cdot B \cdot B^* \cdot \sqrt{\delta(u - (N - 1))}. \end{aligned}$$

Z této rovnice plyne integrací přes u ihned tato druhá věta: Ke každému stavu pole (21), v němž ani hodnota součinu B^*B ani hodnota součinu BB^* není rovna nule, existuje jiný stav, v němž hodnota součinu BB^* jest stejná, jako hodnota součinu B^*B v prvním stavu. Z obou těchto vět pak plyne: Je-li M přípustná hodnota pro konstantu N a $M \neq 0$, jest jí také $M - 1$. Ale poněvadž pro \bar{T} jsou vzhledem k (22) vyloučeny hodnoty záporné, musí řada $M, M - 1, M - 2$, atd. končit a může končit jedině nulou. Proto jsou pro N přípustná pouze celá kladná čísla, nulou počínaje. N značí počet (energetických) světelných kvant obsažených ve zvolené části vlny (21). Druhý člen na pravé straně v (28) se nazývá nulovou energií vlny (21).

Nejobecnější elektromagnetické pole ve vakuu (ladungs-freies Feld, černé záření v dutině) lze, jak známo, sestavit jako libovolnou superpozici rovinných, lineárně polarisovaných, čistě transversálních vln. ($\mathcal{M}^r \neq 0, \mathcal{M}^i = 0, \Phi = 0$). Stavová funkce celkového záření je dána sou-

činem funkcí $\chi(w_{cn})$, příslušných jednotlivým jednoduchým vlnám.¹¹⁾ Pro \mathcal{E} , \mathcal{H} , což jsou v případě volného záření hodnoty jisté veličin \mathcal{E} , \mathcal{H} , platí stejné diferenciální rovnice, jako pro \mathcal{E} , \mathcal{H} . Je tedy nová teorie, stejně jako stará, schopna vyložit klasické vlastnosti světla. Je však nadto v soulase se zkušeností, i pokud se týče určení energie a impulsu světla; pro rozdělení energie černého záření na jednotlivé frekvence při dané teplotě dutiny dává pak správný zákon Planckův.

3. *Úplné obecné schema.* V prvním odstavci jsme se zabývali pouze izolovaným hmotným bodem relativistické vlnové mechaniky, v druhém pouze kvantovou teorií t. zv. volného záření. Z těchto nesouvislých, resp. nesouvisících částí je nyní třeba, podobně jako v klasické teorii (viz I, 3), vybudovati úplnou teorii, teorii vzájemného působení materiálních částic a elektromagnetického pole. Nejdokonalejší formulaci představuje uvedená již teorie Dirac-Fock-Podolskyho, t. zv. „*Mehrzeitige Quantenelektrodynamik*“.

Pro jednoduchost se v matematickém výkladu omezíme na jediný hmotný bod (elektron). K popisu stavu našeho fyzikálního systému, skládajícího se z hmotného bodu a elektromagnetického pole, slouží čtyři funkce Ψ_{σ_1} ($\sigma_1 = I, II, III, IV$), závislé na proměnných x_1, y_1, z_1, t_1 náležících hmotnému bodu a na nekonečně mnoha proměnných w_{cn}, w_n^r a η_n^r , příslušných jednotlivým jednoduchým rovinným vlnám, na něž si — podle návodu z I, 3 — myslíme rozloženo nejobecnější elektromagnetické pole \mathfrak{A}, Φ , hovící rovnicím (1), (1') a zaměňovacím relacím (20)–(20''). (V tomto případě budou amplitudy všech těch vln nekomutativní čísla, která lze zobraziti pomocí operátorů působících na funkce Ψ_{σ_1} . Operátory odpovídající amplitudám transversálních vln působí prostřednictvím proměnných w_{cn} podle (26), amplitudy longitudinálních vln působí — stejným způsobem — prostřednictvím proměnných w_n^r , konečně amplitudy skalárních vln působí — také stejným způsobem — prostřednictvím proměnných η_n^r .)

Omezující podmínku, vyjadřující působení hmotného bodu na elektromagnetické pole budeme psáti v jednoduchém tvaru

$$\left(\operatorname{div} \mathfrak{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - e_1 D(|r - r_1|, t - t_1) \right) \Psi_{\sigma_1} = 0. \quad (29)$$

Operace div se vztahuje na proměnné x, y, z . Proměnné x, y, z, t přísluší poli a jsou na proměnných x_1, y_1, z_1, t_1 nezávislé.¹²⁾

¹¹⁾ Index ν proměnné w_{cn} udává frekvenci, c polarisaci, n směr postupu příslušné jednoduché rovinné vlny ($c \perp n$).

¹²⁾ Aplikujeme-li na rovnici (29) jednou operaci grad , podruhé operaci $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}$, dostaneme použitím rovnic (3) ihned rovnice

Působení elektromagnetického pole na hmotný bod je popsáno takto: Ve formulích (9) a (11) klademe místo impulsu p' celkový impuls p_1 a místo energie W' celkovou energii W_1 . Celkové veličiny zavedeme též do výrazu (12):

$$[W_1 + e_1 \Phi(r_1, t_1)] \alpha_{41} + c \left(p_{1x} + \frac{e_1}{c} A_x(r_1, t_1) \right) \alpha_{11} + \dots + m_{01} c^2 \alpha_{01}. \quad (12a)$$

Pak je zcela přirozené žádati, aby funkce Ψ_{σ_1} hověly rovnicím (pro $\sigma_1 = \text{I, II, III, IV}$):

$$\left\{ \left(\frac{\hbar}{2\pi i c} \frac{\partial}{\partial t_1} + \frac{e_1}{c} \Phi \right) \alpha_{14} + \left(\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{e_1}{c} A_x \right) \alpha_{11} + \dots \right. \\ \left. \dots + m_{01} c \alpha_{01} \right\} \Psi_{\sigma_1} = 0. \quad (12'a)$$

Pomocí funkcí Ψ_{σ_1} lze zase vypočítati pravděpodobnou hodnotu kterékoli fyzikální veličiny $V(q_1, p_1, W_1, \mathfrak{A}, \Phi, \mathfrak{E}, \mathfrak{H})$ podle vzorce

$$V = \int \sum_{\sigma_1} \Psi_{\sigma_1}^* V \Psi_{\sigma_1} dr_1 \Pi dw_{cn}^* dw_n^* d\eta_n^*,$$

kdež $\Pi \dots$ značí součin diferenciálů všech proměnných w_{cn}^* , w_n^* , η_n^* . Při srovnávání teorie se zkušeností je ovšem třeba položit nakonec $t_1 = t$. Oprávněnost postupu, jímž se dospělo k teorii právě formulované, hlavně k „pohybovým rovnicím“ (12'a), může pochopitelně býti prokázána jen souhlasem teorie se zkušeností.

Teorii tohoto odstavce lze snadno zobecniti pro případ n hmotných bodů. Kvantový stav systému, skládajícího se z n hmotných bodů a elektromagnetického pole je popsán funkcí Ψ opatřenou n indexy $\sigma_1, \dots, \sigma_n$ (z nichž každý nabývá hodnot I, II, III, IV) a závislou na n čtveřicích proměnných x_k, y_k, z_k, t_k a na nekonečně mnoha proměnných $w_{cn}^*, w_n^*, \eta_n^*$. Splňuje n diferenciálních rovnic typu (12'a) a rovnici, která je přímým zobecněním rovnice (29). Blíže se zde touto teorií nemůžeme zbývat.

4. *Diskuse úplné teorie.* Kvantová elektrodynamika, jejíž základní principy byly výše vyloženy, jest podstatným pokrokem proti klasické teorii z první kapitoly. Jest totiž množství mikrofyzikálních zjevů a fakt, jež nová teorie dovede uspokojivě vyložiti, nesrovnatelně obsáhlejší, než tomu bylo u teorie klasické.

$$\left\{ \text{rot } \mathfrak{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} - e_1 \cdot \text{grad } D(|r - r_1|, t - t_1) \right\} \psi_{\sigma_1} = 0, \quad (29')$$

$$\left\{ \text{div } \mathfrak{E} + e_1 \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} D(|r - r_1|, t - t_1) \right\} \psi_{\sigma_1} = 0,$$

analogické Maxwellovým rovnicím (3').

Také, pokud se týče vnitřní logické důslednosti a uzavřenosti, si nová teorie se starou rozhodně nezadá. Je však nutně třeba zdát si jisté klasického předsudku, který obyčejně brání správnému pochopení celé teorie, vede k nesprávnému výkladu teoretických výpovědí a k objevování rozličných logických „sporů“. Je proto třeba uvědomiti si a přijmouti toto: Každá konkrétní výpověď teorie má smysl pouze ve spojení s experimentem resp. měřením, které může sloužiti k její verifikaci. Teorie na př. nepodává žádných výpovědí o poloze hmotného bodu, jakožto nějaké na experimentu nezávislé, tedy metafysické reality, nýbrž dává zcela určité výpovědi jen o výsledcích rozličných měření polohy hmotného bodu. Více však nikdo nepotřebuje od fyzikální teorie požadovati.

Úkolem při aplikaci obecné teorie vyložené v předcházejícím odstavci jest vždy naléztí nejprve funkci Ψ (přízpusobenou zvláštním podmínkám experimentu, jehož výklad má býti podán, resp. zvláštní povaze mikrofyzikálního systému — na př. atomu, jehož vlastnosti mají býti vysvětleny nebo předpověděny) a pak počítati potřebné pravděpodobné hodnoty fyzikálních veličin a pravděpodobnosti rozličných fyzikálních zjevů. Není možno podávati na tomto místě bližší výklad zajímavých a poučných matematických metod, jichž se při řešení základních rovnic (1), (1'), (20)—(20''), (29) a (12'a) používá, protože i nejstručnější výklad (který by musel býti přece jen dosti úplný, aby mohl míti vůbec nějakou cenu) by si vyžádal příliš mnoho místa. Musíme se proto omeziti pouze na vytčení nejdůležitějších výsledků.

Nejprve dvě poznámky zásadní, obecné důležitosti. První se týká jisté vlastnosti jediného Diracova hmotného bodu. V mechanice klasického hmotného bodu hraje důležitou úlohu veličina

$$\mathfrak{P} = (p \times q),$$

zvaná rotační moment nebo impulsmoment hmotného bodu. Pro izolovaný klasický hmotný bod je vektor \mathfrak{P} konstantní. Také při pohybu hmotného bodu — podle přibližných pohybových rovnic — v rotačně (kulově) symetrickém statickém poli je vektor \mathfrak{P} konstantní. Zcela podobnou úlohu, jako vektor \mathfrak{P} v klasické mechanice, hraje nyní v Diracově vlnové mechanice vektor \mathfrak{M} , definovaný rovnicí

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{P} + \mathfrak{s},$$

kdež \mathfrak{s} je výše (viz II, 1, konec) již udaný vektor, zvaný spin, který tedy představuje jakýsi vnitřní impulsmoment hmotného bodu (elektronu). Tato vlastnost Diracova elektronu je v naprosto dokonalém soulase se zkušeností. Již před vytvořením Diracovy teorie bylo z mnoha empirických fakt (spektroskopických i jiných) usuzováno na existenci takového vnitřního impulsmomentu elek-

tronu. Diracova teorie předpovídá úplně správně i jeho velikost. Pravděpodobné hodnoty každé komponenty vektoru \mathfrak{s} jsou čísla $\pm \hbar/4\pi$. Se spinem souvisí též vnitřní magnetický moment elektronu.

Druhá poznámka se týká soustavy libovolného počtu stejných Diracových hmotných bodů. Teorie takové soustavy (naznačená v II, 3, konec) potřebuje totiž, aby vůbec mohla býti v souhlase se zkušeností, jistého doplnění novým, nezávislým a v teorii neobsaženým principem, t. zv. principem Pauliho. Tento princip stanoví: Přípustné jsou pouze takové funkce Ψ , které mění své znaménko v opačné, když zaměníme proměnné příslušné kterýmukoli dvěma hmotným bodům. Nikdy tedy nemůže funkce Ψ záviseti na proměnných dvou hmotných bodů soustavy stejným způsobem. To se vyjadřuje obyčejně (méně přesně) slovy, že dva elektrony nemohou býti ve stejném kvantovém stavu. Tento vylučovací princip je pro celou mikrofysiku fundamentální důležitostí.

Teorie vykládá nyní především bezvadně a neomylně stavbu a veškeré vlastnosti atomů a molekul. (Nikoliv však atomových jader!) Vůbec podává teorie správný popis vzájemného, elektromagnetickým polem zprostředkovaného působení mezi hmotnými body i soustavami hmotných bodů. (Atomové srážky, Stossversuche.) Dává popis emise a absorpce záření, který je v dokonalém souhlase se zkušeností, stanoví dále zákonitosti pro dispersi a všechny způsoby rozptylu světla (Ramanův zjev, Comptonův zjev a podobné), které jsou rovněž v úplném souhlase se zkušeností. Nemělo by valného smyslu pouštět se do výčtu dalšího velkého množství fyzikálních zjevů a fakt, jejichž výklad je nesporným úspěchem nové teorie. Je však nutné, všimnouti si nakonec také hlavních vnitřních (logických) potíží teorie, jakož i fyzikálních zjevů a fakt, při jejichž výkladu teorie selhává resp. k jejichž výkladu nedostačuje.

V I, 3 jsme viděli, že klasická teorie má jisté potíže s nekonečně velkými hodnotami komponent elektromagnetického pole v místě, kde se nalézá hmotný bod, resp. s nekonečně velkou energií pole, existujícího v okolí hmotného bodu. Potíž, která by odpovídala klasické potíži s elektrickým polem, ani potíž, která by odpovídala klasické potíži s magnetickým polem, existujícím v okolí pohybujícího se klasického hmotného bodu, neexistuje v Dirac-Fock-Podolskyho kvantové elektrodynamice. G. Wentzel totiž ukázal, že veličiny $\mathcal{A}(\tau_1, \mathfrak{t}_1)$, $\Phi(\tau_1, \mathfrak{t}_1)$ v rov. (12'a) lze logicky naprosto bezvadným způsobem definovati tak, že mají skutečně správné hodnoty. Existuje však v kvantové elektrodynamice nová, „neklasická“ potíž s energií magnetického pole,

souvisícího s magnetickým momentem elektrického Diracova hmotného bodu.

Tato energie se objevuje v počtu, když se počítají účinky záření na hmotný bod v t. zv. druhé aproximaci, a vychází nekonečně veliká. Nepodařilo se ji dosud žádným způsobem eliminovati. Samozřejmě znemožňuje tato divergence jistého integrálu v druhé aproximaci výpočet třetí a vyšších aproximací, takže kvantová elektrodynamika II, 3 je vlastně, přesně vzato, neproveditelná. K výkladu všech zjevů a fakt výše vyjmenovaných, kde teorie je v souhlase se zkušeností, stačí ovšem výpočet prvních dvou aproximací.

V II, 1 jsme viděli, že podle Diracovy teorie existují i takové kvantové stavy izolovaného hmotného bodu, v nichž má s jistotou zápornou energii $\bar{W}' < -m_0c^2$, tedy též zápornou hmotu $\bar{m} = \bar{W}'/c^2$. Také podle obecné teorie II, 3 existují kvantové stavy systému, v nichž náleží hmotnému bodu záporná hmota. Tyto kvantové stavy nemají význam jen formální, čistě matematický, nýbrž tvoří zcela podstatnou stránku Diracovy teorie, jakožto fyzikální teorie. Dostali bychom na př. nesprávné vzorce pro dispersi a rozptyl světla, kdybychom nepřipouštěli též kvantové stavy se zápornou hmotou elektronu jako t. zv. přechodné mezi-stavy. Musíme zkrátka nutně připustiti, že kvantové stavy se zápornou hmotou jsou skutečně, fyzikálně možné kvantové stavy elektronu. Jestliže však tomu tak jest, jak pak vysvětliti, že elektron může tak dlouhou dobu zůstávati ve stavu s kladnou hmotou, když přece pravděpodobnost přechodu do stavu se zápornou hmotou vychází obecně velmi veliká? A jak vysvětliti, že hmotný bod (elektron) se zápornou hmotou nebyl nikdy pozorován? Tu Dirac navrhl řešení obou těchto problémů, kterým měl býti zároveň rozřešen i třetí veliký problém.

Uvažujme soustavu složenou z libovolného počtu stejných Diracových hmotných bodů a zanedbávejme úplně vzájemné působení mezi hmotnými body a elektromagnetickým polem (a tedy také vzájemné dynamické působení mezi hmotnými body). Každý z těch hmotných bodů jest pokládati za izolovaný, jeho impuls může míti kterýkoli směr i velikost, jeho energie tedy kteroukoli hodnotu ležící vně intervalu $(-m_0c^2, +m_0c^2)$. (Pro jednoduchost předpokládáme, že impuls každého hmotného bodu je přesně známý.) Podle Pauliho principu, jehož aplikace v tomto případě je velmi jednoduchá, může však býti v soustavě pouze jediný hmotný bod s daným impulsem, daným znaménkem energie a danou orientací spinů. Diracovo řešení otázky záporných hmot je nyní toto: Jestliže výsledek pozorování (měření) jest, že uvažovaná soustava se skládá z n elektronů vesměs kladných

hmot, pak ta soustava obsahuje ve skutečnosti nekonečně mnoho elektronů, totiž kromě zjištěných n elektronů s kladnou hmotou, ještě ke každému danému impulsu, příslušné k němu záporné energii a dané orientaci spinu (jsou dvě možné orientace) — jeden elektron. Toto „úplné obsazení všech kvantových stavů se zápornou energií“ je podle Diracova předpokladu zásadně nepozorovatelné. Zato však musí být a také jsou pozorovatelné odchylky od takového úplného obsazení, t. j. případné „díry“. Lze matematicky velmi snadno dokázat, že taková „díra“ se chová přesně tak, jako by to byl elektron s kladnou hmotou, ale také s kladným nábojem, tedy positron. Elektron s kladnou hmotou může přejít do stavu se zápornou hmotou, jen když je nějaká volná „díra“, nebo tak, že si s některým elektronem záporné hmoty vymění stav. „Padne-li“ do nějaké volné „díry“, pak zmizí (stane se nepozorovatelným), a zároveň ovšem zmizí i „díra“. Tento proces odpovídá podle Diraca anihilaci páru elektron-positron. Tím je velmi jednoduše interpretován fyzikální zjev nesmírné důležitosti.

Aby však tato Diracova teorie o kvantových stavech se zápornou hmotou a zároveň teorie positronu mohla být pokládána za uspokojivou, musela by se dáti formulovati nejen pro izolované hmotné body, ale i při plném přihlížení k vzájemnému působení mezi hmotnými body a elektromagnetickým polem, a tím též k dynamickému působení mezi hmotnými body. To se však v rámci dnešní kvantové elektrodynamiky nepodařilo pro nepřekonatelné matematické potíže. (Téměř všechny elektromagnetické veličiny vycházejí nekonečně veliké.)

Nakonec budiž ještě uvedeno, že existuje velmi rozsáhlý obor fyzikálních zjevů a fakt, na jejichž uspokojivý výklad dnešní kvantová elektrodynamika zdaleka nestačí. Je to výklad stavby atomových jader a jejich umělých i přirozených transmutací.

III. Třetí fáze.

1. *Dvě nebo tři eventuality.* Uvážíme-li podrobně hlavní nesnáze, s nimiž zápasí kvantová elektrodynamika, a porovnáme-li je s jistými nesnáze primitivní klasické teorie, poznáme, že jejich pravý původ je v dualistickém základě teorie. Kvantová elektrodynamika stejně jako primitivní klasická teorie je založena na dvou zcela různorodých základních fikcích, fikci hmotného bodu a fikci pole. Obě tyto fikce, jak v klasickém tak v kvantovém pojetí, jsou patrně příliš různorodé, než aby obě zároveň mohly být podkladem nějaké logicky naprosto bezvadné fyzikální teorie. Proto je obecné mínění, že ze situace, v níž se dnešní teore-

tická mikrofysika nalézají (viz II, 4), jsou v podstatě tato myslitelná východiska.

2. *Ryzí teorie pole.* První cesta jest: Vzdání se vůbec pojmu hmotného bodu a založení výklad všech mikrofysikálních zjevů a fakt jen na pojmu kvantovaného pole. Že v rámci ryzí teorie pole jest v zásadě možno naléztí náhradu za hmotné body, je známo již dávno; bezpečně od doby, kdy Einstein vyslovil větu o setrvačnosti energie. Celý problém se traduje již dlouhou řadu let jako t. zv. problém struktury elementárních částic hmoty, materie. Jde v první řadě o to naléztí takovou soustavu diferenciálních rovnic pro jisté pole, která by v jisté aproximaci (slabé pole) dávala Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole ve vakuu (ladungsfreies Feld), a která by dále v přesném tvaru připouštěla řešení analogické tomu, jež dává dosavadní teorie elektromagnetického pole pro pole v okolí hmotného bodu, kteréžto řešení by však představovalo energetický „uzel“, obsahující pouze konečné množství energie. (Veličiny popisující pole — Feldgrößen — mají býti všude konečné.) V posledním roce velikého úspěchu v tomto směru docílili Born a Infeld. Mohli dokonce dokázatí, že souřadnice „energetického těžiště“, dále impuls, impulsmoment atd. elektronu podle jejich „Feldtheorie“ mají velmi podobné vlastnosti (zaměňovací relace), jako souřadnice, impuls, impulsmoment atd. Diracova elektronu.

3. *Čistě „korpuskulární“ teorie.* Druhá cesta jest: Vzdání se vůbec pojmu pole a interpretovati všechny mikrofysikální zjevy a fakta pomocí hmotných bodů Diracova typu. Jen v rámci takovéto čistě korpuskulární teorie mohly by se snad potíže Diracovy teorie hmotného bodu, o nichž byla řeč v II, 4 (potíže s matematickou formulací teorie positronů) dáti odstraniti. Diracovy hmotné body mají, jak víme, celou řadu velmi pozoruhodných a pružných vlastností. Není proto nikterak vyloučena možnost zkonstruovati na základě Diracových hmotných bodů něco, co by mělo v té, ale také jen v té míře, v níž je toho nutně třeba, vlastnosti elektromagnetického pole. Tato myšlenka pochází od L. de Broglieho, který se také první pokusil o její provedení roku 1932. Pozoruhodných, ale také dosud jen čistě teoretických výsledků (bez praktického užítku), dosáhli v tomto směru Wentzel a Jordan, každý jiným způsobem. Světelným kvantům odpovídají v tomto pojetí dvojice (páry) Diracových hmotných bodů s nulovou vlastní hmotou.

4. *Závěr.* Není ovšem docela jisté, že výše naznačené cesty k zdokonalení teorie fyzikálního mikrosvěta povedou k naprosto dokonalému úspěchu. Dost možná, že bude konec konců třeba, vzdání se obou základních fikcí, na nichž stojí dnešní teorie a nahraditi je nějakou fikcí úplně novou. Nerozřešených problémů

v teoretické mikrofysice a nevysvětlených dosud mikrofyzikálních zjevů a fakt je ještě příliš mnoho, než abychom již mohli očekávat nějaké definitivní ustálení pojmového rámce teorie fyzikálního mikrosvěta.

Literatura.

- I. J. Frenkel, Lehrbuch der Elektrodynamik I, II (1926, 1928).
M. Born, Vorlesungen über Atommechanik I (1925).
II. W. Heisenberg, Die physikalischen Prinzipien der Quantentheorie (1930).
P. A. M. Dirac, Prinzipien der Quantenmechanik (1930).
M. Born - P. Jordan, Elementare Quantenmechanik. (Zweiter Band der Vorlesungen über Atommechanik, 1930.)
L. de Broglie, Einführung in die Wellenmechanik (1929).
Handbuch d. Physik, svaz. XXIV/1, 2. vyd. 1933.
P. A. M. Dirac - W. Fock - B. Podolsky, Physik. ZS. d. Sowjetunion **2** (1932), 468.
G. Wentzel, ZS. f. Phys. Bd. **86** (1933), 479.
III. M. Born - L. Infeld, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, **144** (1934), 425; **147** (1934), 522; **150** (1935), 141.
G. Wentzel, ZS. f. Phys. **92** (1934), 337.
P. Jordan, ZS. f. Phys. **93** (1935), 464.