Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Vratislav Vyšín

Existují ve fyzice záporné hmoty a energie?

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 9 (1964), No. 1, 29--40

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/137884`

EXISTUJÍ VE FYZICE ZÁPORNÉ HMOTY A ENERGIE?

VRATISLAV VYŠÍN, Olomouc

Ve fyzice se setkáváme s veličinami, které jsou vedle své velikosti ještě určeny svým znaménkem. Máme zde na mysli elektrický náboj, teplotu v stupnici Celsia, magnetický moment, spin a některé další veličiny. Je ovšem zcela jasné, že v některých z uvedených případů znaménko plus a minus bylo zavedeno uměle, jak je tomu na příklad u teploty v stupnici Celsiově, protože v absolutní stupnici Kelvinově má teplota jen kladné znaménko. Naproti tomu u elektrického náboje máme co činit se základní vlastností, která záleží v tom, že v přírodě existují dva elektrické náboje, které se chovají v elektrickém a magnetickém poli právě opačně. Další možnosti neexistují. Podobně je tomu u magnetického momentu a spinu, kde dvojí znaménko rovněž vystihuje dvojí možný stav částic, rozdělujeme-li je podle těchto veličin.

Je zajímavé, že u některých fyzikálních veličin, jako je na příklad hmota, energie a absolutní teplota, se kladné znaménko natolik vžilo, že dlouhou dobu nebylo vůbec uvažováno o možnosti existence částic se zápornou energií a hmotou nebo o stavu systému se zápornou absolutní teplotou. V klasické fyzice konec konců nebylo nutné vůbec o těchto možnostech uvažovat, neboť — jak ukážeme — tato nutnost se objevuje teprve v relativistické a kvantové fyzice. Na stránkách tohoto časopisu [1] jsme vyložili, jak byly do fyziky zavedeny záporné absolutní teploty, které se nyní stále více uplatňují. Jejich zavedení vyžadovalo značnou revizi pojmu teplota a tato revize vedla k rozšíření tohoto pojmu ve fyzice tak důležitého. Podstatný rozdíl mezi zavedením záporných absolutních teplot a záporných energií je v tom, že záporné teploty byly vlastně objeveny experimentálně [2] a pak si vynutily zmíněnou teoretickou revizi, zatímco záporné energie a hmoty vyplynuly z matematického aparátu, nebyly dosud přímo experimentálně potvrzeny, ale umožnily vysvětlit některé fyzikální jevy, jako na příklad vznik částic nebo posun energetických hladin elektronu. Záporné energie jsou samozřejmě úzce spojeny se zápornými hmotami, jak vysvětlíme později. Zároveň se také pokusíme ukázat, že ze statistického hlediska jsou rovněž úzce spojeny záporné energie a záporné absolutní teploty.

Záporné energie se objevily ve fyzice při pokusech o řešení relativistické vlnové rovnice. Z počátku připravily fyzikům četné potíže, které do značné míry duchaplně odstranil Dirac [3] svou teorií elektron-pozitronového vakua. V tomto článku nemůžeme probírat všechny partie fyziky, které nakonec vedly k formulaci relativistické vlnové rovnice, protože by to překračovalo rámec tohoto informativního článku, který má informovat především nespecialisty. Pro ilustraci ukážeme odvození relativistické rovnice Schrödingerovy, při jejímž řešení se setkáváme se zápornými energiemi. Formulaci Diracovy rovnice pouze nastíníme. Čtenář, který by se chtěl informovat podrobněji, najde bližší poučení v každé učebnici obsahující relativistickou kvantovou mechaniku, např. v [4], [5]. Jinak u čtenáře tohoto článku předpokládáme pouze minimální znalosti kvantové mechaniky a speciální teorie relativity, jak se probírá v kursech experimentální fyziky na vysokých školách. Zcela záměrně omezíme použití matematického aparátu na minimální míru a budeme si všímat spíše fyzikální stránky tohoto problému.

RELATIVISTICKÁ VLNOVÁ ROVNICE

Pohyb elementární částice popisujeme pomocí Schrödingerovy rovnice, která má tvar

$$\text{(1)} \qquad \mathrm{i}\frac{\partial\psi(\boldsymbol{r},t)}{\partial t} = \hat{H}\psi(\boldsymbol{r},t)\,,$$

kde ψ je vlnová funkce, jejíž čtverec absolutní hodnoty $|\psi|^2$ udává pravděpodobnost nalezení částice v bodě $\boldsymbol{r}$ a v čase t. V této rovnici jsme položili $\hbar = h/2\pi = 1$, kde h je Plackova konstanta. Zavedení takové soustavy jednotek, kde ještě položíme rychlost světla $c = 1$, je v relativistické kvantové mechanice velmi výhodné. Kromě svých výhod je toto zavedení ještě zdůvodněno tím, že podle HEISENBERGA považujeme $\hbar$ a c za univerzální světové konstanty. V nejnovějších teoriích k nim přibývá ještě další světová konstanta — elementární délka. Tím se ovšem změní rozměry ostatních fyzikálních veličin. Na příklad ve vztahu pro energii částice $E = \hbar\omega$ píšeme v nově zavedené soustavě pouze $E = \omega$, to znamená, že energie má rozměr úhlové frekvence.

V rovnici (1) výraz $\mathrm{i}\partial/\partial t$ je operátor energie a $\hat{H}$ je součet operátorů kinetické a potenciální energie. V případě volné částice, kterou budeme uvažovat, odpadá potenciální energie a operátor kinetické energie vytvoříme z operátoru impulsu, který má tvar

$$\text{(2)} \qquad \hat{p} = -\mathrm{i}\nabla\,,$$

kde ∇ je operátor nabla $\nabla = \boldsymbol{i}\,(\partial/\partial x) + \boldsymbol{j}\,(\partial/\partial y) + \boldsymbol{k}\,(\partial/\partial z)$. Vhledem k tomu, že vztah mezi impulsem p a kinetickou energií T je velmi jednoduchý, vytvoříme operátor kinetické energie podle předpisu

$$\text{(3)} \qquad T = \frac{p^2}{2M} \to \hat{T} = -\frac{1}{2M}\Delta\,,$$

kde Δ je Laplaceův operátor ($\Delta = \partial^2/\partial x + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$). V relativistické teorii se však energie vyskytuje ve druhé mocnině

$$\text{(4)} \qquad E^2 = p^2 + M^2,$$

kde M je vlastní hmota částice. Připomínáme znovu, že jsme položili $c = 1$. Schrödingerova rovnice pro volnou částici má tvar

$$\text{(5)} \qquad \mathrm{i}\frac{\partial\psi(\boldsymbol{r},t)}{\partial t} = -\frac{1}{2M}\Delta\psi(\boldsymbol{r},t)\,.$$

V relativistickém případě, jak ukázal SCHRÖDINGER a nezávisle KLEIN a GORDON, je nutné operátor energie $i\partial/\partial t$ umocnit a pak pomocí (2) a (4) sestavíme rovnici

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = (\Delta - M^2)\,\psi\,. \tag{6}$$

Vlnovou funkci $\psi(\vec{r}, t)$ lze napsat ve tvaru

$$\psi(\vec{r}, t) = e^{i(|\vec{p}||\vec{r}| - \omega t)}\,. \tag{7}$$

Derivování dosadíme do rovnice (6) a dostáváme

$$\omega^2 = p^2 + M^2\,; \tag{8}$$

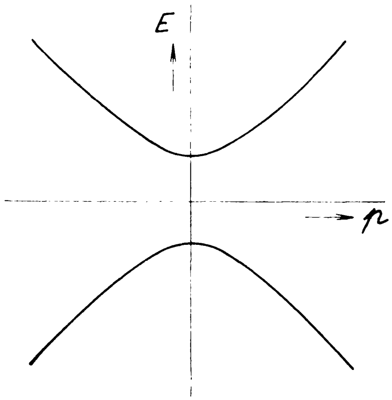
to jsou vlastní hodnoty úhlové frekvence částice. Dosadíme-li za ω, dostáváme znovu rovnici (4). To jsou ovšem vlastní hodnoty energie, pro které má Schrödingerova rovnice řešení. Energii částice dostáváme po odmocnění ve tvaru

$$E = \pm\sqrt{(p^2 + M^2)} \tag{9}$$

odkud plyne, že energie má znaménko kladné i záporné. Stejně tak je možné rovnici přepsat ve tvaru

$$M^2 = E^2 - p^2\,, \tag{10}$$

což je rovnice hyperboly. Jedna její větev odpovídá $M > 0$, tedy kladné vlastní hmotě, a druhá $M < 0$, záporné vlastní hmotě. Graficky je tato závislost znázorněna na obr. 1.



Obr. 1.

Grafické znázornění závislosti E na p pro relativistickou částici. Dvě větve hyperboly představují hmoty $M > O$ a $M < O$.

Tyto výsledky byly pro fyziky značným překvapením a někteří se pokoušeli záporné energie odstranit. Přibližně ve stejné době formuloval svou rovnici PAULI. Je to vlastně Schrödingerova rovnice, ve které se přihlíží k spinovým a nikoliv k relativistickým efektům elektronu. Proto dostal dvě řešení. Jedno z nich odpovídalo stavu elektronu se spinem $\frac{1}{2}$ a druhé stavu se spinem $-\frac{1}{2}$. Zdálo by se, že obě rovnice spolu vůbec nesouvisí. DIRAC však formuloval rovnici, ve které zahrnul jak relativistické, tak spinové efekty. Jeho rovnice platí pouze pro částice s polovinovým spinem ($s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{2}{5}, \ldots$), tak zvané ferminony, které se řídí statistikou Fermiho-Diracovou, podle které v i-tém energetickém stavu ε_i může být pouze jedna částice. Diracovi se však také nepodařilo odstranit záporné energie. Jeho rovnice dávala totiž čtyři řešení, dvě z nich pro stavy se spinem $\pm \frac{1}{2}$ a další dvě řešení pro energie $E_{(+)} > 0$ a $E_{(-)} < 0$.

Jak jsme se již zmínili, v klasické fyzice podobné potíže se nemohou vyskytovat, což plyne z okolnosti, že klasická částice mění svou energii spojitě. Přechod ze stavu $E_{(+)}$ do stavu $E_{(-)}$ se může dít pouze skokem, neboť podle obr. 1 je mezi oběma stavy mezera $2M$. Částici, která se však řídí kvantovými zákony, nic nebrání, aby nevyzářila ve své nejnižší energetické hladině foton s energií $> 2M$. Pak ovšem částice přejde ze stavu $E_{(+)}$ do stavu $E_{(-)}$. Pravděpodobnost takového přechodu je značná. Taková částice by pak neměla svůj základní energetický stav, vyzařovala by další fotony a spěla by do stavu $E_{(-)} \to -\infty$, kam by nakonec musely spadnout všechny částice, které byly původně ve stavu $E_{(+)}$. Něco takového však nepozorujeme a tak vznikla potíž s těmito stavy se zápornou energií. Odstranit tyto potíže se podařilo do jisté míry DIRACOVI smělou, ale jak se později ukázalo, velmi plodnou teorií vakua.

DIRACOVA TEORIE VAKUA

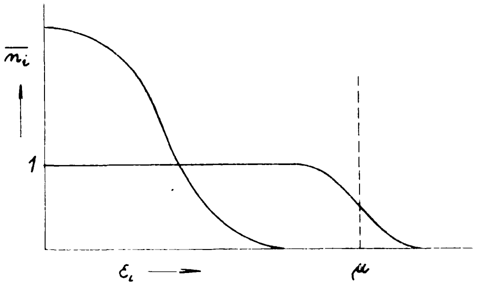
V rozvoji moderní fyziky měla Diracova teorie vakua velmi důležitou úlohu. Je pravda, že v dnešní době kvantová teorie pole se již obejde při výkladu vzniku páru elektron-pozitron bez Diracovy teorie, ale na druhé straně některé další jevy, jak je budeme probírat, neztratily zatím na své důležitosti. Máme zde na mysli hlavně polarizaci vakua, které má za následek tzv. Lambův posun energetických hladin vodíku a dále zvýšenou hodnotu magnetického momentu elektronu. Z těchto důvodů Diracovu teorii vakua probereme poněkud podrobněji.

Již jsme připomněli, že Diracova rovnice platí pro částice, které se řídí statistikou Fermiho-Diracovou, podle které na každém energetickém stavu ε_i může být jen jedna částice, protože střední počet částic $\bar{n}_i$ na i-té energetické hladině je dán vztahem

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)} + 1}, \tag{11}$$

kde $\beta = 1/kT$, T je absolutní teplota, μ je chemický potenciál, který může být libovolně veliký, kladný, záporný nebo nulový, tedy $-\infty \leqq \mu \leqq \infty$. Při dostatečně malém T, tedy při velkém β, je celý výraz $e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)}$ poměrně malý a lze jej proti jednotce zanedbat. To ovšem platí pro $\varepsilon_i < \mu$. V případě $\varepsilon_i = \mu$ se tento výraz rovná jedné a $n_i = \frac{1}{2}$. Pro $\varepsilon_i > \mu$ naopak jednotku lze zanedbat, a proto $\bar{n}_i$ rychle klesá k nule. Nejlépe lze vše objasnit na obr. 2, kde je názorně vidět, že pro $\varepsilon_i < \mu$ jsou hladiny obsazeny po jedné částici, kdežto pro $\varepsilon_i > \mu$ jsou hladiny prakticky prázdné. V případě $\varepsilon_i = \mu$ připadá jedna částice na dvě hladiny. Nebudeme dále diskutovat případy různých hodnot μ, protože nesouvisí s naším případem. Důležité je, že v žádném případě nemůže být $\bar{n}_i$ větší než 1.

V rovnovážném rozdělení jsou samozřejmě obsazeny nejnižší energetické hladiny ve stavu $E_{(+)}$. Podrobnějším výpočtem lze ukázat, že každý stav, ve kterém by byla



Obr. 2.

Závislost středního počtu částic na energii kladiny. Pro fermiony platí křivka, která ukazuje obsazení $\bar{n}_i = 1$ nebo $\bar{n}_i = 0$. Druhá křivka platí pro bosony.

některá z hladin prázdná, to znamená, že by vznikla „díra“ v systému částic, by neodpovídal rovnovážnému rozdělení částic mezi jednotlivé energetické hladiny. Systém by samozřejmě spontánně přešel do rovnovážného stavu tím, že by částice postupně zaplňovaly tuto díru a nakonec by ji vytlačily až na první neobsazenou hladinu, čímž by vlastně díra zanikla. Zde stojí za povšimnutí, že díra (dále již nebudeme používat uvozovek a dírou budeme prostě rozumět neobsazenou energetickou hladinu v systému fermionů) se při přeskupování částic pohybuje proti jejich pohybu. Každá z částic se pohybuje směrem klesající energie, kdežto díra se pohybuje právě opačně. Srovnáme tedy chování díry a částic ve stavu $E_{(+)}$, kde popis bude snad názornější. Později provedeme podobné srovnání částic a díry ve stavu $E_{(-)}$, kde chování díry má principiální význam. Ve stavu $E_{(+)}$ můžeme totiž přirovnat chování díry k bublině v kapalině, která se také pohybuje k povrchu kapaliny a na její původní místo se tlačí kapalina. Pohyb bubliny bývá často přirovnáván k pohybu částice se zápornou gravitační hmotou v poli tělesa s kladnou gravitační hmotou. Bondi ve své klasifikaci hmot rozděluje gravitační hmotu na pasívní a aktivní. V našem případě by aktivní gravitační hmotu mělo velké těleso, které vytváří dostatečně silné gravitační pole. V tomto silovém poli se může pohybovat částice s pasívní gravitační hmotou. Je známo, že částice s pasívní gravitační hmotou, která je kladná, se v gravitačním poli tělesa s kladnou aktivní hmotou pohybuje k povrchu tělesa, neboť zrychlení udělené částici má s působící silou stejný směr. To je konečně dostatečně známý případ volného pádu tělesa v gravitačním poli Země.

Vraťme se k naší díře a prostudujme, zda se skutečně chová jako částice se zápornou gravitační hmotou v poli kladné aktivní hmoty. Směr zrychlení v závislosti na působící síle je dán vztahem

(12) $$\mathbf{F} = M\mathbf{a}\,,$$

kde M je hmota částice, $\mathbf{a}$ zrychlení a $\mathbf{F}$ působící síla. Protože kladná aktivní hmota přitahuje kladnou pasívní hmotu, musí být směr zrychlení a síly totožný vzhledem k tomu, že $M > 0$. V případě záporné pasívní hmoty musíme předpokládat, že ji bude aktivní kladná hmota odpuzovat. Vzhledem k rovnici (12), ve které nyní $M < 0$, se však záporná pasívní hmota pohybuje směrem právě opačným, než působí síla, tedy bude opět klesat k tělesu s kladnou aktivní hmotou. Odtud také plyne, že částice se zápornou pasívní hmotou by se od tělesa s aktivní hmotou vzdalovala v tom případě, kdyby tato aktivní hmota byla také záporná. To by se totiž obě tělesa přitahovala, ale vzhledem k záporným hmotám by se od sebe vzdalovala.

Z těchto úvah tedy plyne, že analogie mezi dírou a částicí se zápornou hmotou není zcela v pořádku. Přesto však se všeobecně přijímá hypotéza, že díra v soustavě kladných fermionů se chová jako částice se zápornou hmotou. Bezprostřední význam má však chování díry v systému fermionů se zápornou energií. DIRAC totiž předpokládá, že díra v systému fermionů ve stavu $E_{(-)}$ se chová jako částice s kladnou hmotou a kladnou energií.

Principiální potíže s částicemi ve stavu $E_{(-)}$ jsou však v tom, že energetické spektrum nemá spodní mez. Podle známých principů statistiky musí být obsazeny hladiny s nejnižšími energiemi. Jestliže tomu tak není, musí částice s hladinou o vyšší energii přecházet na hladiny nižší energie tím, že vyzařují fotony. Nemá-li energetické spektrum spodní mez, měly by všechny částice přejít do energetických stavů $\varepsilon_{.} \to -\infty$, což nepozorujeme. DIRAC našel východisko z této situace předpokladem, že všechny stavy se zápornou energií jsou zaplněny. Jinými slovy, tvoří-li energetické hladiny $\varepsilon_i < 0$ množinu a částice ve stavu $E_{(-)}$ také množinu, musí mít obě množiny stejné kardinální číslo. DIRAC samozřejmě předpokládá, že i ve stavu $E_{(-)}$ platí princip Pauliho, tedy statistika Fermiho-Diracova, a na každé hladině $\varepsilon_i < 0$ může být jen jeden fermion. Za takového předpokladu dochází i ve stavu $E_{(-)}$ k ustavení rovnovážného stavu, kdy částice již vyzařováním fotonů nepřecházejí do stavu s nižší energií.

DIRAC pak formuloval stav $E_{(-)}$ jako vakuum a absolutní stav vakua je stav, ve kterém všechny stavy se zápornými energiemi jsou obsazeny a všechny stavy s kladnou energií jsou prázdné. Vzhledem k nekonečnému počtu částic je vakuum dokonale homogenním stavem, a proto je principiálně nepřístupné našemu přímému pozorování. Částice může přejít ze stavu $E_{(-)}$ do stavu $E_{(+)}$ jedině v tom případě, když přijme dostatečnou energii absorpcí fotonu. Toto množství, které označíme $\Delta\varepsilon$, je pak dáno vztahem

(13) $$\Delta\varepsilon = 2M + |\varepsilon_{(+i)}| + |\varepsilon_{(-i)}|\,.$$

Přechodem jedné částice ze stavu $E_{(-)}$ do stavu $E_{(+)}$ v případě fermionů, které uvažujeme, zůstane ve stavu záporných energií díra, totiž jedno neobsazené místo. Tuto díru intepretoval Dirac jako částici s kladnou energií a kladnou hmotou. Z počátku se domníval, že jde o proton, protože v té době to byla jediná známá částice, která měla stejně veliký náboj jako elektron, ale opačné znaménko. Tato domněnka se však ukázala lichou, protože odporuje skutečnosti, že atom vodíku je stabilní. Na tuto okolnost upozorníme, až budeme mluvit o anihilaci částic. Openheimer však později ukázal, že díra se musí chovat jako částice, která má nejen stejně veliký náboj jako elektron, i když opačného znaménka, ale také stejně velkou hmotu. V roce 1932 byla Andersonem skutečně taková částice objevena a nazvána pozistronem, tedy kladným elektronem. Odtud tedy plyne, že díra ve stavu elektronů se zápornou energií se chová jako pozitron. To byl veliký úspěch Diracovy teorie. Samotnému ději, při kterém dochází k přechodu elektronu ze stavu $E_{(-)}$ do stavu $E_{(+)}$, říkáme vznik elektronového dvojčete.*) Tento název není zcela vhodný a často svádí k domněnce, že dvojice elektron-pozitron se skutečně rodí z fotonu podle rovnice

$$\gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}.$$

Ve skutečnosti nejde o vznik částic v pravém slova smyslu, ale — jak jsme vysvětlili — o přechod částice ze stavu $E_{(-)}$ do stavu $E_{(+)}$ a o vznik díry.

Dojem, že dochází ke vzniku dvojice záleží zřejmě v tom, že naše přístroje mohou registrovat částice pouze ve stavu $E_{(+)}$ a nikoliv ve stavu $E_{(-)}$. Neschopnost našich přístrojů registrovat částice se zápornou energií bude diskutována v další kapitole. Zdá se však, že naše přístroje jsou naopak schopny registrovat díry ve stavu $E_{(-)}$ a při této registrace se přístroje chovají stejným způsobem jako při registraci částic s kladnou energií.

Stejné vlastnosti, které jsme vysvětlili u elektronů mají všechny částice, které řadíme mezi fermiony. Je to drtivá většina tak zvaných elementárních částic. Z Diracovy teorie tedy plyne, že všechny fermiony mají své vakuum, které je zásobárnou částic, odkud přecházejí částice do stavu $E_{(+)}$ za současného vzniku děr. Tyto díry jsou pak označovány jako antičástice. Tak tedy pozitron je antičásticí elektronu. Prakticky u všech fermionů byly objeveny jejich antičástice.

V přírodě pozorujeme však také děj, kterému říkáme anihilace částic. Při setkání pozitronu a elektronu obě částice zaniknou a místo nich vzniknou dva fotony. Pomocí děrové teorie si lze tento pochod vysvětlit tak, že elektron skočí do díry ve stavu elektronů se zápornou energií. Tím ovšem díra zanikne a vzhledem k tomu, že naše přístroje ji registrují jako pozitron, dochází k zániku pozitronu. Původní elektron však přešel do stavu $E_{(-)}$ a unikl tak kontrole našich přístrojů. Energie vyzářených fotonů však odpovídá rozdílu energií, které měl elektron v počátečním stavu $E_{(+)}$ a konečném stavu $E_{(-)}$. Vzhledem k tomu, že v přírodě je dostatečné množství volných elektronů, které ochotně přecházejí na volnou hladinu ve stavu $E_{(-)}$, dochází k anihilaci pozitronu velmi rychle po jeho zrodu. Pozitron sám o sobě je stabilní. Nestabilní je pouze útvar elektron-pozitron.

*) Z důvodu platnosti zákonů zachování může k tomuto ději dojít pouze v poli atomového jádra.

Nyní se vrátíme k původní domněnce Diracově, že díra v moři záporných elektronů je proton. Kdyby tomu tak skutečně bylo, musel by elektron z elektronového obalu díru zaplnit a atom vodíku by se musel anihilovat. Některé z elementárních částic se však chovají jako bosony, to znamená, že mají celočíselný spin. Tyto částice se řídí statistickým rozdělením Boseovým-Einsteinovým, podle kterého střední počet částic připadající na energetickou hladinu ε_i je dán vzorcem

$$(14) \qquad \bar{n}_i = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)} - 1},$$

z něhož plyne, že na každé energetické hladině může být libovolný počet částic. Kromě této vlastnosti mají ještě bosony další vlastnost, která tkví v jejich schopnosti k asociaci. Tomu je možno rozumět tak, že bosony ochotně přecházejí na hladiny, které jsou již hodně obsazeny. Kvantově mechanický výpočet ukazuje, že pravděpodobnost přechodu bosonu z jedné hladiny na druhou je úměrná počtu bosonů, které již na této druhé hladině jsou. Při vyšší teplotě však jsou značně obsazeny i hladiny s vyšší energií. Bosony by však musely za stavu $E_{(+)}$ přecházet také do stavu $P_{(-)}$ a nakonec by všechny spadly do stavu $E_{(-)} < 0$, což je opět v rozporu s našimi zkušenostmi. V tomto případě již nelze použít podobného modelu, jak tomu bylo v případě fermionů, a představa o nekonečném počtu částic a nekonečném počtu energetických hladin nevede k pozitivním výsledkům. Jinými slovy, nepodaří se vůbec dokázat, že může existovat základní stav, ve kterém jsou částice pouze ve stavu $E_{(-)}$ a stav $E_{(+)}$ je prázdný. Rovnovážný stav není možný, jak jsme již ukázali.

Autor tohoto článku se pokusil odstranit tyto potíže způsobem, který aspoň kvalitativně vysvětlíme [6], [7]. Upozorňujeme předem, že tato teorie není ještě zcela ukončena a teprve její použití ukáže, zda znamená krok kupředu. V podstatě spočívá na velmi jednoduchém obratu. Rozdělovací funkce (13) a (14) musí mít takový tvar, že splňují podmínku

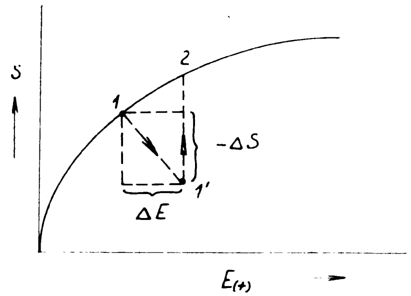
$$(15) \qquad N = \sum_i \bar{n}_i,$$

kde N je celkový počet částic systému. V tomto případě máme na mysli tak zvané kanonické rozdělení, které platí pro systém vytvořený z izolovaného systému tím způsobem, že část systému považujeme za termodynamický systém a zbytek za jeho okolí. Jedině za těchto předpokladů uvedené rovnice platí. Bližší poučení zájemce najde v každé učebnici statistické fyziky, např. v [8]. Tento systém musí mít takové vlastnosti, že je splněna podmínka (15). Jinými slovy, dosadíme-li do (15) z rovnic (13) a (14), musí tyto řady konvergovat, což je zřejmě splněno pro $\beta = 1/kT > 0$ a $\varepsilon_{(+i)} > 0$. Pro $\varepsilon_{(-i)} < 0$ podmínka konvergence není splněna. Ve statistické fyzice se vždy musí znaménko u β zvolit tak, aby výrazy (13) a (14) konvergovaly [8]. Jestliže tedy je $\varepsilon_{(-i)} < 0$, musíme β zvolit tak, aby výrazy znovu konvergovaly, tedy musíme položit $\beta = 1/kT_{(-)} < 0$. To ovšem znamená, že statistická teplota je záporná, a odtud pak plyne celá řada nových fyzikálních vlastností takového systému. Podstatný rozdíl mezi stavy $E_{(+)}$ a $E_{(-)}$ je v tom, že ve stavu s kladnou energií jsou vždy obsazeny nejnižší energetické hladiny a hladiny o velmi vysokých energiích jsou prázdné. Detailní rozdělení závisí ovšem na teplotě systému. Naopak ve stavu se zápornými energiemi jsou vždy obsazeny hladiny s nejvyššími energiemi a hladiny s velmi nízkými energiemi jsou prázdné. To samozřejmě platí pouze za uvedeného již předpokladu, že jsme položili $\beta < 0$, tedy uvažujeme zápornou teplotu. Jestliže se některé částice ve stavu $E_{(-)}$ dostanou na velmi nízké hladiny a hladiny s vyššími energiemi jsou prázdné, nastane nerovnovážný stav a systém přejde do rovnovážného stavu tím, že částice vyzářením fotonů se zápornou energií zvýší svou energii a přecházejí na nejvyšší energetické hladiny. Odtud také plyne zajímavá vlastnost tohoto systému, že při vzniku díry, to znamená při přechodu jedné částice do stavu $E_{(+)}$ pohlcením fotonu, se tato díra pohybuje ve směru klesající energie, tedy stejně jako částice s kladnou energií ve stavu s kladnou teplotou. Tato díra bude mít zřejmě opačný náboj než ostatní částice stavu $E_{(-)}$ a kromě toho svým přechodem mezi energetickými hladinami bude silně připomínat — jak již bylo uvedeno — částici s kladnou energií. Výhoda této teorie je v okolnosti, že není nutné předpokládat nekonečný počet částic, aby byly všechny hladiny zcela zaplněny. Kromě toho lze ukázat, že existuje rovnovážný stav bozonů ve stavu $E_{(-)}$, což byla v dřívější teorii nepřekonatelná potíž a bozony se zápornou energií musely být interpretovány zcela jinak. V našem případě bozony ve stavu $E_{(-)}$ nepadají do $E_{(-)} \rightarrow -\infty$, ale naopak vzhledem k zavedené záporné teplotě se tlačí k nejvyšším energiím. Jestliže se hodnota záporné teploty blíží k nule, pak se všechny bozony shlukují na nejnižších hladinách, čímž vzniká zvláštní druh kondenzace bozonů, jak je tomu i ve stavu $E_{(+)}$, což je dobře známo. V soustavě bozonů však nemůže vzniknout díra, jak tomu bylo u fermionů, a odtud pak plyne, že bozony nemají antičástice v tom smyslu jako fermiony. Jejich antičástice jsou totožné s původními částicemi.

PROČ NEPOZORUJEME STAVY SE ZÁPORNOU ENERGIÍ?

Stavům se zápornou energií připisujeme fyzikální realitu. Vzniká nyní otázka, proč jsme dosud tyto stavy experimentálně nepotvrdili.

Abychom ji mohli zodpovědět, musíme napřed vysvětlit, jak pracují přístroje, které umožňují registrovat částice s kladnou energií. Takovými přístroji mohou být difúzní, expanzní či bublinková komora, počítače, fotografická deska, scintilační počítače a další přístroje. jichž se běžně používá ve fyzice atomového jádra a elementárních částic. Každý z těchto přístrojů registruje částici tím způsobem, že mu částice předá jistou energii a tím jej vychýlí z rovnovážného stavu. Popíšeme celý děj registrace částice termodynamicky, tedy zcela obecně. Přístroj představuje termodynamický systém, který je v rovnováze, jestliže přístroj nepracuje. Z tohoto rovnovážného stavu může být přístroj vychýlen dodáním energie, ale také snížením entropie. Řečeno jazykem teorie informací, částice musí přístroji dodat energii a negentropii, to je entropii se záporným znaménkem. Právě tato negentropie má principiální význam, jak je zdůrazněno v teorii informací. Naproti tomu částice se zápornou energií nemohou přístroji energii dodat, ale pouze odebrat. Vzniká tedy otázka, zda by nebylo možné identifikovat částice se zápornou energií tím způsobem, že by přístroje byly předem excitovány a pohlcením částice by přešly do rovnovážného stavu. V tomto případě by však částice musela zároveň s odebráním energie dodat přístroji entropii a nikoli negentropii, což není možné. Nejlépe vše vysvitne v grafickém znázornění. Na obr. 3 je



Obr. 3.

Závislost entropie na vnitřní energii. Přístroj přejde ze základního rovnovážného stavu 1 po pohlcení energie ΔE a negentropie $-\Delta S$ do stavu 1 a odtud pak do stavu 2, který je opět rovnovážný.

závislost entropie systému na vnitřní energii pro $E_{(+)} > 0$. Stavy ležící na křivce jsou rovnovážné, stavy pod křivkou nerovnovážné. Nad křivkou nemůže ležet žádný stav, protože musí být splněny podmínky $\delta^2 E > 0$ a $\delta^2 S < 0$. Jinými slovy, při rovnováze musí mít systém minimální energii a maximální entropii. Přístroj registrující částici je znázorněn stavem 1. Po pohlcení energie ΔE, která je dodána částicí, a negentropie —ΔS přejde přístroj do excitovaného stavu a odtud do stavu 2, který je opět rovnovážný.

Sovětský fyzik J. P. Terleckij [9] ukázal, že částice se zápornou hmotou by mohly být registrovány přístrojem, který pracuje při záporné teplotě. Vlastnosti systémů se zápornými teplotami, byly již na stránkách tohoto časopisu popsány [1], a proto se jen krátce zmíníme o jejich vlastnostech. Záporné teploty lze zavést jen v systémech, které mají horní mez energie ve stavu $E_{(+)}$. Takových systémů je ovšem velmi málo. Patří mezi ně soustava paramagnetických jaderných spinů, které jsou dokonale izolovány od mřížky a umístěny v magnetickém poli. Dosáhneme-li toho, že spiny jsou orientovány z větší části proti směru pole, nastává stav se zápornou teplotou. Ve stavu se zápornou teplotou rovnovážný stav nastává při maximální energii. Přístroj pracující v tomto stavu po pohlcení částice se zápornou energií by se excitoval tím, že by přešel do stavu s nižší energií i entropií.

Zdá se tedy, že nemožnost identifikace částic ve stavu $E_{(-)}$ není ani tak dána dokonalou homogenitou vakua, která vzniká v důsledku nekonečného počtu části ve stavu $E_{(-)}$, jako spíše nevhodností dosud používaných přístrojů. Konečně jsme ukázali, že představa nekonečného počtu částic ve stavu $E_{(-)}$ pro dosažení rovnováhy není vůbec nutná. Experimentátoři stojí tedy před jedním z klíčových problémů moderní fyziky, totiž dokázat reálnou existenci stavu $E_{(-)}$.

VLIV VAKUA NA REÁLNÝ SVĚT

Zatím jsme uvedli jediný důkaz fyzikální reality vakua, a to vznik páru elektron – pozitron a jejich vzájemnou anihilaci. Vzniká otázka, zda neexistují další nepřímé důkazy reálné existence vakua.

Vakuum se také projevuje velmi zajímavým jevem, kterému se říká Lambův posun energetické hladiny energie elektronu v atomu vodíku. Jak je známo ze spektroskopie hladiny, které může elektron v atomu obsadit, označujeme ve spektrálním označení $1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ $3d$ a tak dále. Každý z těchto stavů je stavem energetickým. Někdy ještě k těmto symbolům připisujem spin jako index. Nás budou zajímat pouze dva stavy, a to $2s_{1/2}$ a $2p_{1/2}$. Hladina $2p_{1/2}$ by měla mít vyšší energii, ve skutečnosti má však energii nižší. Posun hladiny $2s_{1/2}$ k vyšším hodnotám je způsoben interakcí s elektromagnetickým vakuem a do jisté míry také interakcí s elektronopozitronovým vakuem. Teorie elektromagnetického vakua je v moderní fyzice velmi důležitá, nelze ji však vyložit bez obsáhlejších znalostí kvantové elektrodynamiky. Ve skutečnosti vliv elektromagnetického vakua je mnohem větší než vakua elektron-pozitronového, přesto však dokonalé shody s experimentem dosáhneme jedině tehdy, když bereme v úvahu obě vakua. Posun úrovně elektronu je důsledkem polarizace vakua coulombovským polem jádra, čímž vzniká doplňková interakční energie působící na elektron.

Ještě jeden velmi důležitý vliv vakua stojí za zmínku. Elektron-pozitronové vakuum dosti silně ovlivňuje magnetické vlastnosti elektronu a důsledkem toho je, že magnetický moment elektronu je poněkud vyšší než Bohrův magneton. Jak teoreticky ukázal SCHWINGER, magnetický moment elektronu s přihlédnutím k vlivu elektron-pozitronového vakua je

$$\mu_{e-p} = -\mu_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi}\right), \tag{16}$$

kde μ_{e-p} je magnetický moment elektronů s přihlednutím k vlivu elektron-pozitronového vakua, μ_0 Bohrův magneton, α je konstanta jemné struktury, která se rovná 1/137. Oprava, kterou je nutno přidat k magnetonu, abychom dostali správnou hodnotu magnetického momentu elektronu, je

$$\Delta\mu_{e-p} = -0{,}0011596\ \mu_0 . \tag{17}$$

Tato hodnota je skutečně ve velmi pěkné shodě s experimentálními výsledky získanými spektroskopickými metodami.

Je pravda, že vakuum je zatím stále jev, který není dostatečně prostudován experimentálně a teoreticky. Ukazuje se však, že jeho vliv je patrně velmi značný. Projeví se asi až při hlubším studiu vlastností elementárních částic. Bližší znalosti vakua mohou také podstatně přispět ke konečnému vyřešení palčivé otázky moderní fyziky, totiž otázky hmoty a antihmoty. I když se někteří fyzikové dívají na tuto problematiku jako na zbytečné mrhání sil a času, přesto máme dojem, že konečná odpověď, ať již pozitivní nebo negativní, by přispěla k podstatnému rozšíření lidského poznání. Touhu po rozšíření lidského poznání není možné ani v nejmenším podceňovat, protože historie vědy ukazuje, že právě ona byla mocnou hybnou silou, která pomohla rozřešit velká přírodní tajemství. Ba dokonce bychom mohli říci, že ve fyzice většina velkých objevů vznikla právě z těchto příčin. Tak vznikla v moderní fyzice teorie relativity, kvantová teorie, kvantová mechanika, nauka o elementárních částicích, moderní teorie pole a celá řada jiných disciplín. Mnohé z nich se samozřejmě po dokonalém rozpracování staly pracovními metodami v různých odvětvích lidské činnosti. To se týká hlavně kvantové mechaniky, která se již v současné době stala aplikovanou vědou v nejlepším slova smyslu. Mezi jiným tomu nasvědčuje rozvoj kvantové elektroniky a studium vlastností kvantových generátorů a zesilovačů. To všechno uvádíme jen proto, abychom ukázali, že i tyto zdánlivě nepraktické disciplíny a teorie, mezi něž patří teorie částic se zápornými energiemi a hmotami, je nutné studovat. Objevovat nové světy ve fyzice je stejně důležité jako objevování nových světů v kosmickém prostoru. Na jedné straně se člověk snaží vniknout do světa těch největších, nám nepředstavitelných rozměrů, a na druhé straně do světa opět nepředstavitelných, tentokrát nejmenších rozměrů. Lze očekávat, že studium obou světů přinese nové, v mnohých případech překvapující výsledky.

Literatura

[1] V. Vyšín: Pokroky MFA *7*, 223 (1962).
[2] E. M. Purcell and R. V. Pound: Phys. Rev. *81*, 279 (1951).
[3] P. A. M. Dirac: *Principles of quantum mechanics.* Clarendon Press, Oxford 1958.
[4] L. Schiff: *Kvantovaja mechanika.* Giil, Moskva 1957.
[5] A. A. Sokolov a jiní: *Kvantovaja mechanika.* GIFML, Moskva, 1962.
[6] V. Vyšín: Physics Letters *2*, 32 (1962).
[7] V. Vyšín: Physics Letters *3*, 174 (1963).
[8] L. D. Landau, E. Lifšic: *Statističeskaja fizika,* GITL, Moskva 1951).
[9] J. P. Terleckij: *Paradoksi teorii otnositelnosti.* MGU, Moskva 1962.