

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Václav Votruba

Současný stav a perspektivy fyziky elementárních částic

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 10 (1965), No. 1, 3--20

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137146>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1965

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>

referátů tak, aby informovaly široké fórum vědeckých pracovníků a učitelů o nejnovějších výsledcích vědecké práce a dalších perspektivách úseků fyziky zejména se zřetelem k zaměření vědecké práce v naší zemi. JČMF stála vždy v čele snah o zvyšování úrovně vyučování matematice a fyzice a také v současné době se řada pracovních skupin členů z řad učitelů a vědeckých pracovníků zabývá závažným problémem zásadní modernizace výuky fyziky a připravuje výzkum jeho řešení na vybraných experimentálních školách. Proto byl na program konference zařazen také informativní referát s tímto tématem. Je pamatováno také na možnost seznámení se s fyzikálními pracovišti zdejší přírodovědecké fakulty Palackého university a s Výzkumným ústavem optiky a jemné mechaniky v blízkém Přerově, jakož i s optickou výrobou v tamějším závodu Meopta. Tyto exkurze a společné výlety na blízký Kopeček a vzdálenější Praděd jsou nerozlučnou součástí charakteru konference a mají poskytnout co nejširší možnosti právě potřebnému osobnímu poznání a sblížení mezi fyziky různých pracovních zaměření, mezi vědeckými pracovníky a učiteli, mezi mladšími a staršími.

Konference je tedy pokusem, a proto bude třeba na konci zhodnotit její průběh z uvedených hledisek a vyjádřit v usnesení, co by měla JČMF v tomto směru podnikat v budoucnosti.

Nakonec s. M. Valouch uvedl stručně některé otázky našeho fyzikálního života i života JČMF samé, k nimž by se při této příležitosti mohli a měli účastníci vyjadřovat, a to i neformálně přátelskými rozhovory s přítomnými funkcionáři. Jde např. o otázku postgraduálního školení odborníků a učitelů, zvyšování zájmu o fyziku u mládeže, vyhledávání a péče o nadané žáky se zájmem o fyziku a získávání dalších aktivních členů JČMF ke spolupráci zvláště na modernizaci výuky. Svůj projev ukončil přáním plného zdaru konferenci.

SOUČASNÝ STAV A PERSPEKTIVY FYZIKY ELEMENTÁRNÍCH ČÁSTIC

VÁCLAV VOTRUBA, Praha

Vážení soudruzi,

dostal jsem za úkol podat vám zprávu o současném stavu a perspektivách fyziky tak zvaných elementárních částic. Je to úkol dosti nevděčný, poněvadž jsme právě v době, kdy situace v tomto oboru je nejasná a perspektivy jsou mlhavé, kdy rozhodující experimentální výsledky stále ještě chybějí a jednotná teorie dosud neexistuje. Jsme dokonce v době, kdy mínění teoretiků o tom, jakým směrem vůbec jít a jakých matematických metod používat, se značně rozcházejí a kdy mnozí z nich soudí, že i samotný pojem elementární částice bude nutno z fyzikální teorie vyloučit a že k vybudování skutečně uspokojivé teorie pozorovaných jevů bude nutno provést ve fyzice novou, v tomto století již třetí revoluci. Kromě toho všeho bude obtížné říci v hodinové přednášce cokoliv dostatečně přesně, úplně a srozumitelně.

I. POJEM ELEMENTÁRNÍ ČÁSTICE

Přistupme nejprve k otázce, co vlastně ve fyzice označujeme názvem elementární hmotné částice. Podle běžného významu slova by elementární měla být jen částice jednoduchá, tj. nesložená z jiných částic. Nutno přiznat, že toto o částicích konvenčně nazývaných elementárními vlastně s jistotou nevíme ani snadno nepoznáme. Proto pojem elementární částice definujeme – prakticky dostatečně jasně a jednoznačně – způsobem vylučovacím. Vylučujeme totiž ty částice, o nichž už bezpečně víme, že jsou složené (i z čeho a jak). Takovými zřejmě složenými částicemi jsou jednak makroskopické hmotné částice, jednak molekuly, atomy a atomová jádra s výjimkou jádra atomu vodíku, tj. protonu. Všecky ostatní (subatomární) částice počítáme prozatím mezi elementární.¹⁾

Kromě už zmíněného protonu patří ke konvenčním elementárním částicím i jeho „bratr“ neutron a ovšem také elektron e a neutrino ν i jejich „příbuzní“ mion (mezon μ , těžký elektron) a neutreto ν' ; patří k nim rovněž světelné kvantum neboli foton γ a tzv. piony (mezony π) i dlouhá řada dalších hmotných částic. Počet známých bezpečně rozlišitelných druhů elementárních částic přesáhl dnes už číslo 80. Je především ovšem zapotřebí nějak popsat jejich charakteristické vlastnosti a podle podobnosti i odlišnosti vlastností je pak roztřídit.

II. HLAVNÍ VLASTNOSTI A ZÁKLADNÍ TRŽDĚNÍ ELEMENTÁRNÍCH ČÁSTIC

Téměř všechny elementární částice (pouze s výjimkou protonu, elektronu, neutrina, neutreta a fotonu) jsou nestabilní, tj. samovolně se rozpadají určitým způsobem (a některé i několika různými způsoby) na jiné elementární částice, stabilní nebo také ještě nestabilní. Pravděpodobnost, že daná nestabilní částice se „dožije věku“ t klesá, jak známo, exponenciálně s t . Každý druh takových částic má pak svou charakteristickou (klidovou) „dobu života“ T , kterou částice toho druhu „přežívají“ jen s pravděpodobností $e^{-1} \doteq 0,36$.²⁾

Existuje celá řada tzv. kvazistabilních nebo slabě nestabilních částic, které mají doby života $T \gtrsim 10^{-10}$ s. Z nich nejdelší dobu života má neutron ($T_n \doteq 10^3$ s) a po něm následuje hned mion ($T_\mu \doteq 2,2 \cdot 10^{-6}$ s). K ostatním kvazistabilním částicím, hyperonům a mezonům, se vrátíme později. Výzkumy posledních let však ukázaly, že ještě početnější řadu tvoří částice silně nestabilní, nazývané též baryonovými nebo mezonovými rezonancemi. Jejich vlastní doby života jsou řádově pouze 10^{-23} s.

¹⁾ Později uvidíme, že rozdíl mezi „zřejmě složenou“ a vskutku elementární částicí není prostý a tak názorně jasný, jak by se na první pohled zdálo. Je také myslitelné a fakticky možné, že jednoduché částice vůbec neexistují, tj. že všechny hmotné částice jsou zvláštním způsobem „složené“.

²⁾ U částice v rychlém pohybu rychlostí $v < c$ je měřená doba života T' delší v důsledku relativistické dilatace času: $T' = T(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, c = rychlost světla.

Stabilitnost nebo nestabilitnost (resp. doba života) je sice důležitou charakteristickou vlastností dané částice, ale není vlastností teoreticky nejdůležitější. Uvidíme, že u jinak velmi příbuzných částic se doby jejich života mohou velmi značně lišit. Nejjednodušším příkladem jsou proton (absolutně stabilní) a neutron (slabě nestabilní).³⁾

Důležitější charakteristikou elementární částice než doba života je její klidová setrvačná hmota. Poněvadž podle teorie relativity je možno hmotu přepočítávat na ekvivalentní energii (násobením kvadrátem rychlosti světla), uvádí se obvykle místo klidové hmoty částice její klidová energie v jednotkách MeV (megaelektronvolt = $= 10^6$ eV). Hmotu protonu pak udává číslo 938,2, neutronu 939,5, elektronu 0,51, mionu 105,6 a fotonu 0. I ve hmotách jinak velmi příbuzných částic však někdy jsou jisté rozdíly. K otázce původu a výkladu těchto rozdílů ve hmotách (stejně jako v dobách života) jinak příbuzných částic se později ještě vrátíme⁴⁾.

Nejdůležitějšími rozlišovacími znaky elementárních částic (nebo celých jejich „rodin“) jsou spin, izospin, dále různé náboje a tzv. vnitřní parity.⁵⁾ Velká důležitost všech těchto veličin, označovaných souborně též jako „vnitřní kvantová čísla“ částice (nebo celé rodiny příbuzných částic), záleží v tom, že určují i omezují možná vzájemná působení neboli interakce elementárních částic. Všecky dosud zmíněné veličiny se také obvykle uvádějí (pokud jsou známy nebo pro danou částici vůbec definovány) v tabulkách vlastností elementárních částic. Pro nejnovější tabulky viz [1].

První hrubou a samozřejmě nedostačující klasifikaci elementárních částic lze provést již na základě spinu, hmoty a elektrického náboje. Spin částice si můžeme názorně představit jako moment hybnosti mající svůj původ v rotaci částice kolem její vlastní osy. Pro každou elementární částici je velikost J jejího spinu charakteristickou konstantou a kvantová mechanika v soulase se zkušeností učí, že může být dána pouze některým z čísel $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ (v jednotkách \hbar). Z kvantové mechaniky je také známo, že při dané velikosti spinu J může pouze jedna jeho složka mít ostrou hodnotu, která může být rovna jen některému z $2J + 1$ čísel $-J, -J + 1, \dots, J - 1, J$. Při spinu velikosti $J = 1/2$ můžeme tedy pro jeho složku J_z do směru libovolně vybrané osy z nalézt pouze hodnoty $J_z = -1/2$ nebo $1/2$, při $J = 1$ pak $J_z = -1, 0, 1$ atd.

Částice s celočíselným (resp. poločíselným) J se nazývají bosony (resp. fermiony), poněvadž v jejich souborech platí Boseova (resp. Fermiova) statistika. K bosonům patří např. kromě fotonu γ s $J = 1$ také piony $\pi(137)$ s $J = 0$, dále kvazistabilní

³⁾ Na první pohled by se mohlo zdát, že nestabilní, samovolně se rozpadající částice musí mít složitější strukturu než částice stabilní. Ale není tomu tak. Ukazuje se, že např. struktura protonu je stejně složitá jako neutronu. Proto nelze uvedené stabilní elementární částice pokládat za „elementárnější“ než částice nestabilní.

⁴⁾ Číslo udávající hmotu částice (přepočtenou na MeV) se obvykle připisuje, pokud je toho zapotřebí, k symbolu částice do závorky (např. $A(1115)$).

⁵⁾ Nábojů a parit existuje několik druhů a obecně nejsou u každé částice definovány všechny. K nábojům např. počítáme kromě elektrického náboje i tzv. hypernáboje i tzv. baryonové a leptónové číslo. Z parit jsou nejdůležitější obyčejná prostorová parita a tzv. G -parita.

mezony $K(496)$ (tzv. kaony, také s $J = 0$) a řada dalších silně nestabilních mezonů (tzv. mezonových rezonancí) s $J = 0$ nebo 1 nebo 2. K fermionům pak vedle elektronu e a neutrina ν i mionu μ a neutreta ν' (tyto částice se souborně nazývají leptony – lehké fermiony) patří také proton p a neutron n (souborně zvané nukleony $N(939)$) a dále kvazistabilní těžké částice $\Lambda(1115)$, $\Sigma(1193)$ a $\Xi(1318)$ (tzv. hyperony). Nukleony a hyperony se souborně nazývají baryony (těžké fermiony). Leptony i uvedené baryony mají vesměs $J = 1/2$. Kromě nich je však dnes znám jeden další kvazistabilní baryon $\Omega(1675)$ s $J = 3/2$ a řada silně nestabilních baryonů (baryonových rezonancí), jejichž spiny, pokud jsou známy, mají velikosti $J = 3/2, 5/2, \dots$ až $11/2$. O baryonových, stejně jako o mezonových rezonancích a jejich podrobnější systematice pojednáme později.

Přistupme nyní k elektrickému náboji částic. Tento náboj Q , měřený v jednotkách rovných absolutní hodnotě náboje elektronu, nabývá u všech známých částic pouze celočíselných hodnot $Q = 0, \pm 1, \pm 2$. Pro úhrnný elektrický náboj izolované soustavy částic platí absolutně zákon zachování (zachovává svou hodnotu při všech možných procesech probíhajících v té soustavě).

Elektrický náboj dané částice vyznačujeme potřebným počtem znamének plus nebo minus vpravo nad symbolem té částice (např. Δ^{++}). Pro elektron a mion (s $Q = -1$) se užívá označení e^- resp. μ^- ; pro proton p máme alternativní značku N^+ . Elektricky neutrální částice budeme analogicky vyznačovat indexem 0, pokud to bude nutné (jako např. u π^0 nebo $N^0 \equiv n$) nebo pokud budeme chtít připomenout, že mají $Q = 0$ (např. Λ^0). Pro neutrino, které je při pozorovaných jevech vždy nějak přidruženo k elektronu, se používá značek $\nu \equiv \nu_e \equiv e^0 (<0,00025)$; pro neutreto, přidružené k mionu, značek $\nu' \equiv \nu_\mu \equiv \mu^0 (<2,5)$.⁶⁾

Pro nukleony, hyperony a mezony (s vyznačením všech pozorovaných hodnot jejich náboje) máme symboly

$$N^0, N^+; \Lambda^0; \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+; \Xi^-, \Xi^0; K^0, K^+; \pi^-, \pi^0, \pi^+.$$

Je tedy patrné, že elementární částice se seskupují v pozoruhodné nábojové multiplety (singlet, dublety, triplet). Přitom baryony a mezony patřící do téhož multipletu mají téměř stejné hmoty a představují vlastně pouze různé „nábojové stavy“ (určené kvantovým číslem Q) jednoho „druhu“ částice (mesonu π nebo K , nukleonu N a hyperonu Σ nebo Ξ). Ukážeme si nyní, že existence nábojových multipletů je opravdu pozoruhodným faktem a připouští neobyčejně zajímavou interpretaci.

Utvoříme nejprve v každém nábojovém multipletu dvojnásobný aritmetický průměr hodnot náboje Q , označíme jej U a nazveme hypernábojem částice (neboť souvisí s „nadbytkem“ elektrického náboje v multipletu). Vidíme, že pro hypernáboje platí

$$U_K = U_N = 1, \quad U_\Lambda = U_\Sigma = U_\pi = 0, \quad U_\Xi = -1.$$

⁶⁾ Zapsané hmoty neutrina a neutreta udávají vlastně nepřesnost dnešních měření. Pravděpodobně jsou hmoty obou částic přesně rovny nule.

Utvoříme-li dále veličinu

$$I_3 = Q - \frac{1}{2}U,$$

vidíme, že nabývá v každém nábojovém multipletu právě těch hodnot, jakých může nabývat složka spinu vhodné velikosti (totiž velikosti 0, resp. 1/2, resp. 1 v případě singletu, resp. dubletu, resp. tripletu). Můžeme tedy zkusit interpretovat veličinu I_3 jako složku jakéhosi „spinu“ (dnes všeobecně nazývaného izospinem) do směru jisté pevné osy 3 v tzv. izoprostoru.

Izoprostor je abstraktní trojrozměrný prostor, který samozřejmě nemá nic společného s obyčejným prostorem, a izospin částice je nezávislý na jejím obyčejném spinu. Pro mezony π , resp. K je např. velikost obyčejného spinu $J = 0$, ale velikost izospinu $I = 1$, resp. 1/2. Pro baryony N , Λ , Σ , Ξ je vesměs $J = 1/2$, ale $I = 1/2, 0, 1, 1/2$. Částice N a Ξ , které mají stejné J i stejné I , se liší svým hypernábojem U (a ovšem i svou hmotou).

Vhodnost pojmu izospinu a potřeba jeho zavedení se jistě může zdát málo přesvědčivá — alespoň podle našeho podání. Shoda hodnot, jichž fakticky nabývá dosti uměle utvořená veličina I_3 v nábojovém multipletu, s možnými hodnotami složky nějakého spinu by také mohla být jen čistě náhodná. Ale experimenty, o nichž se v dalším alespoň stručně zmíním, ukazují, že tomu tak není a že pojem izospinu má vskutku hlubší fyzikální význam a oprávnění (alespoň pro mezony a baryony).⁷⁾

Zbývá nám vysvětlit ještě pojmy baryonového čísla B , leptonového čísla L a pojem tzv. antičástice. Každému baryonu přísluší $B = 1$ (jednotka „baryonového náboje“) a podobně každému leptonu $L = 1$. Baryony mají $L = 0$, leptony $B = 0$ a mezony i foton $B = L = 0$. Ke každé částici existuje tzv. antičástice, která má přesně stejnou hmotu m , velikost spinu J a izospinu I (pokud je definován), ale všechny „náboje“ (tj. B, L, Q, U , a tedy I_3) opačného znaménka. Antičástice označujeme pruhem nad symbolem částice (např. $\bar{\Lambda}^0, \bar{\Sigma}^+$, atp.). Pouze první nalezená antičástice, antielektron, má své zvláštní jméno pozitron a označuje se někdy e^+ (místo \bar{e}^-).⁸⁾

Tak jako úhrnný elektrický náboj Q zachovávají se i úhrnné veličiny B a L při všech známých procesech (tj. proměnách, produkci a rozpadech elementárních částic). Proto mohou baryony (s $B = 1$) i leptony (s $L = 1$) vznikat nebo zanikat jen při vzniku nebo zániku stejného počtu antibaryonů, resp. antileptonů. Mezony a fotony (s $B = L = 0$) mohou vznikat i zanikat jednotlivě.

⁷⁾ Ukazuje se např., že v soustavě složené z více baryonů nebo mezonů ($NN, \pi N$ apod.) se jejich izospiny fakticky skládají na výsledný izospin soustavy podle zcela stejných obecných pravidel, jako se skládají obyčejné spiny, a že při procesech vyvolaných tzv. silnými interakcemi se výsledný izospin zachovává. Naproti tomu není dosud zcela jasné, má-li smyslu užívat pojmu izospin i pro leptony, poněvadž leptony se zásadně neúčastní silných interakcí a při interakcích, jichž se účastní (elektromagnetických a tzv. slabých), se obecně izospin nezachovává. Hmoty částic v leptonových nábojových multipletech (např. $e^-, \nu; \mu^-, \nu'$) se také značně liší.

⁸⁾ Symbolu bez pruhu pro antičástice lze ovšem použít i v jiných případech: $\mu^+ \equiv \bar{\mu}^-$, $N^- \equiv \bar{N}^+$, $\Xi^+ \equiv \bar{\Xi}^-$; podobně u mezonů máme $\pi^+ \equiv \bar{\pi}^-$, $\pi^- \equiv \bar{\pi}^+$ a $K^- \equiv \bar{K}^+$. Pro π^0 a γ platí $\bar{\pi}^0 \equiv \pi^0$, $\bar{\gamma} \equiv \gamma$, neboť tyto částice mají všechny uvedené náboje rovny nule.

Složitou otázkou parit (elementárních částic, antičástic a jejich soustav) se již podrobně zabývat nebudeme.⁹⁾

Všimneme si nyní zběžně zdrojů empirických informací o vlastnostech elementárních částic, dnešních experimentálních prostředků a metod k jejich zjišťování a hlavně některých nových výsledků, které ovlivňují další rozvoj teorie.

III. SRÁŽKY ČÁSTIC S VELIKOU KINETICKOU ENERGIÍ A JEVY PŘI NICH POZOROVANÉ

Nejdůležitějším a prakticky jediným zdrojem empirických informací o vlastnostech elementárních částic je dnes zkoumání jevů vznikajících při jejich vzájemných srážkách. K vyvolání srážek se dodnes užívá prakticky jen metody střela – terčik. Jako terčikových částic, které jsou před srážkou prakticky v klidu v laboratorním systému, lze při této metodě užívat jen stabilních částic elektronů, protonů a neutronů.¹⁰⁾

Jako primárních střel se v oboru vysokých energií užívá jen protonů a elektronů. Dnes je v činnosti již několik urychlovačů, kruhových i lineárních, které dávají svazky elektronů s energií něco přes 1 GeV ($\text{GeV} = 10^3 \text{ MeV}$). V Hamburku, Jerevanu a v americké Cambridgi jsou ve stavbě velké elektronové synchrotrony, které budou dávat svazky elektronů s energií 6 GeV. Urychlovat elektrony v kruhových urychlovačích na energie větší než asi 10 GeV je už neekonomické, protože elektrony na kruhové dráze ztrácejí velmi rychle svou energii elektromagnetickým zářením.¹¹⁾ Pro elektrony velmi vysoké energie jsou proto výhodnější urychlovače lineární. Největší z nich je stanfordský LINAC, který má v r. 1966 dávat elektrony s energií 20 GeV a později (do r. 1970) s energií 40 GeV.

Elektrony působí na terčikové částice v podstatě pouze elektromagneticky. Zkoumáním rozptylu elektronů veliké energie na nukleonech se již podařilo určit rozložení

⁹⁾ Obecně lze říci, že např. pojem obyčejné prostorové parity částice (nebo soustavy částic) souvisí s transformací (tj. změnou), které doznává vlnová funkce částice (nebo soustavy) při přechodu od pravotočivého k levotočivému systému kartézských souřadnic v obyčejném prostoru. Kvantové číslo parity nabývá (při jeho vhodné definici) pouze hodnot ± 1 . Je to — na rozdíl od nábojů — kvantové číslo multiplikativní, nikoliv aditivní (jako jsou náboje). Jestliže zákony interakce elementárních částic lze v levotočivém systému zapsat ve stejném tvaru jako v pravotočivém, říkáme, že interakce zachovává paritu. Takovými interakcemi jsou interakce silné (baryonů a mezonů) a interakce elektromagnetické. Tzv. slabé interakce, zodpovědné např. za β -rozpad neutronu, mionu a za rozpady kvazistabilních hyperonů a mezonů, paritu nezachovávají. Za tento překvapující objev, resp. jeho předpověď dostali teoretikové YANG a LEE v r. 1960 Nobelovu cenu. Pro neutrino a neutreto, které se účastní jen slabých interakcí, nelze paritu definovat. Podrobněji se lze se současným stavem otázky parity seznámit v knize Marshakové-Sudarshanové [2].

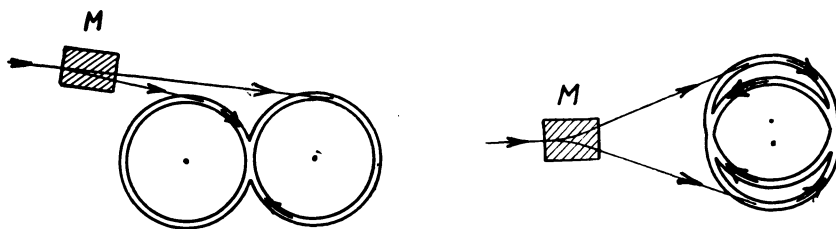
¹⁰⁾ Neutrony jsou ve stabilních jádrech stabilní díky vazbové energii. Nejlépe je to vidět na příkladu deuteronu, jehož vazbová energie je 2,2 MeV, kdežto rozdíl $m_n - (m_p + m_e) = 0,8 \text{ MeV}$.

¹¹⁾ Energie vyzářená při jednom oběhu totiž vzrůstá se čtvrtou mocninou poměru kinetické energie k energii klidové.

elektrického náboje uvnitř protonu i neutronu a zjistit, že tyto částice mají rozměry řádově 10^{-13} cm.

Pro zkoumání interakce elektronů s elektrony je metoda střela — klidný terčik nevhodná. Pro „efekt“ srážky obou částic je totiž rozhodující jejich úhrnná energie v jejich těžišťovém systému a ta je značně menší než v systému laboratorním, neboť vzrůstá jen s odmocninou energie střely.¹²⁾

Dosažení extrémně vysokých energií v těžišťovém systému dvou elektronů je možné metodou tzv. vstřicných svazků, při níž je těžišťový systém prakticky identický se systémem laboratorním. Zařízení pro vstřicné svazky elektronů, tzv. zásobní prstence (viz obr. 1), jsou ve stavbě v několika laboratořích (ve Stanfordu, Frascati, Orsay). Elektrony z urychlovače se pouštějí do evakuovaných prstencových trubic, v nichž jsou na kruhových drahách udržovány magnetickým polem. Prstence se buď dotýkají, nebo jsou téměř soustředné. Takových zařízení bude možno použít i ke zkoumání



Obr. 1. Zásobní prstence pro vstřicné svazky.

rozměrů samotného elektronu, který se při všech dosavadních experimentech jeví stále ještě jako bodový.¹³⁾

Při brzdění elektronů vysoké energie v poli těžkých atomových jader vzniká tzv. brzdné elektromagnetické záření sestávající z fotonů veliké energie, jichž se dále používá jako sekundárních střel. Podrobněji se tím nebudeme zabývat, protože při těchto výzkumech nebylo nalezeno nic neočekávaného a nepředvídaného.

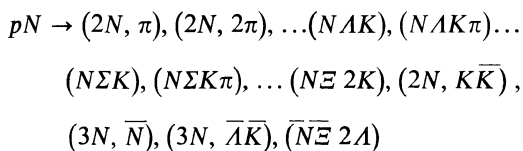
Přejdeme nyní ke střelám protonovým. Protony se urychlují na nejvyšší dnes dosažitelné energie (tj. několik desítek GeV) na kruhových urychlovačích zvaných fázo-trony nebo protonové synchrotrony (se slabou nebo silnou fokusací). Největší stroje posledního typu jsou v CERNu v Ženevě ($E_1 = 28$ GeV) a v Brookhavenu v USA ($E_1 = 32$ GeV). Další se staví v Serpuchově v SSSR ($E_1 = 70$ GeV). Největší technicky realizovatelné a ekonomicky únosné stroje tohoto typu mohou podle projektových rešerší dosáhnout energie několika stovek GeV. V USA se projektuje protonový

¹²⁾ Mají-li střela i terčiková částice tutéž klidovou energii E_0 a střela v laboratorním systému energií E_1 , je úhrnná energie E' obou částic v jejich těžišťovém systému dána vzorcem $E' = (2E_0E_1)^{1/2}$. Pro elektrony s energií $E_1 = 6 \cdot 10^3$ MeV, $E_0 = 0,51$ MeV je E' pouze 77 MeV.

¹³⁾ Mají-li elektrony ve vstřicných svazcích energií jen 1 GeV, odpovídá to při metodě střela — klidný terčik prakticky nedosažitelné energii střely $E_1 = 4000$ GeV.

synchrotron dokonce pro energii 1000 GeV. Pro ještě vyšší energie bude i pro protony výhodné použití vstřícných svazků. Zařízení k tomu potřebná (zásobní prstence) se již také v některých laboratořích projektují (CERN). Nevýhoda metody vstřícných svazků je v tom, že jí bude možno použít pouze ke zkoumání srážek proton – proton. Podrobné zprávy o současném stavu a perspektivách techniky urychlovačů elektronů a protonů lze nalézt v [3].

Při srážkách protonů vysoké energie s protony a neutrony se uplatňují prakticky jen jejich silné interakce, nazývané též jadernými interakcemi, poněvadž odpovídají i za veliké síly udržující pohromadě nukleony v atomových jádrech. Silné interakce zasahují do struktury kolidujících částic mnohem hlouběji než interakce elektromagnetické. Nukleony se při prudké srážce obecně promění v jiné baryony a při tom ještě vznikne řada dalších částic, mezonů, baryonů a antibaryonů. Tyto částice mají zpravidla opět ještě veliké kinetické energie a jsou proto použitelné jako sekundární střely při dalších pokusech. Uvedme si jen několik jednoduchých „reakcí“, které probíhají při nejnižších prahových energiích protonových střel:



a podobné jiné.

U částic v koncovém stavu jsme nevyznačili explicitě nábojové stavy, jichž je mnoho.

Při velmi vysokých energiích střel probíhají ještě složitější procesy. Při všech těchto procesech platí samozřejmě absolutní zákony zachování energie, hybnosti, momentu hybnosti, elektrického náboje a baryonového čísla. Protože jde o procesy vyvolané silnými interakcemi, platí kromě toho i zákony zachování izospinu, hypernáboje a parity. Zachování hypernáboje při uvedených procesech je zřejmé podle hodnot hypernáboje částic uvedených na str. 6. Zachování izospinu potvrzuje srovnání účinných průřezů pro různé „nábojové kanály“ každého z vypsanych procesů.

Pozorování, resp. registrace uvedených reakcí se nyní obvykle provádí v tzv. bublinových komorách plněných tekutým vodíkem, deuteriem, propanem, xenonem ap. Protony (a popřípadě neutrony) náplně komory slouží zároveň i jako terčíkové částice pro střely. Elektricky nabitá částice vytváří v přehřáté kapalině podél své dráhy drobné bublinky, které lze při silném osvětlení fotografovat. Směr letu a dráhu elektricky neutrálního baryonu nebo mezonu lze ovšem určit jen na základě sekundární reakce, kterou vyvolá, nebo podle jeho elektricky nabitých rozpadových produktů. Podle rozpadových produktů nutno určovat i směr letu a energii všech silně nestabilních částic, jejichž „stopy“ jsou příliš krátké.

Kromě protonů a antiprotonů (které jsou ve vakuu absolutně stabilní) a kromě mezonů π^0 a hyperonů Σ^0 (které se rozpadají elektromagneticky podle schémat $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ s $T \approx 10^{-16}$ s), jsou všechny ostatní částice uvedené v koncových

stavech slabě nestabilní ($T \gtrsim 10^{-10}$ s). Jejich kvazistabilita souvisí s tím, že se pro svou malou hmotu nemohou rozpadat vlivem silných interakcí (tj. se zachováním hypernáboje a izospinu). Např. „rozpad“ $\Lambda \rightarrow N\bar{K}$ (zachovávající hypernáboj $U = 0$) není možný proto, že součet hmot částic v koncovém stavu je větší než hmota částice Λ . Jejich rozpady probíhající např. podle schémat

$$\Lambda \rightarrow (p\pi^-), (n\pi^0), (pe^-\bar{\nu}_e), \dots; \quad \Xi^- \rightarrow (\Lambda\pi^-);$$

$$\pi^- \rightarrow (\mu^-\bar{\nu}_\mu), (e^-\bar{\nu}_e); \quad K^+ \rightarrow (\mu^+\nu_\mu), (\pi^+\pi^0), (2\pi^+, \pi^-), \dots$$

jsou vyvolány tzv. slabými interakcemi, které jsou 10^{-14} krát slabší než silné interakce.¹⁴⁾

Slabými interakcemi se podrobněji zabývat nebudeme. Všimneme si však několika zajímavých procesů vyvolaných silnými interakcemi sekundárních střeň – totiž mezonů π^{+-} , mezonů K^- a antiprotonů \bar{p} . (V některých velkých laboratořích jsou k dispozici „čisté svazky“ těchto sekundárních střeň.)

Při těchto procesech byly totiž v posledních letech objeveny nové silně nestabilní částice, tzv. rezonance.

První rezonance byly nalezeny při zkoumání rozptylu mezonů π na protonech. Bylo zjištěno, že při určitých energiích E' (v těžišтовém systému) má účinný průřez rozptylu maxima (křivka $\sigma(E')$ má hrby). Tento jev se vykládá tak, že proces rozptylu probíhá ve dvou krocích. Při prvním se nejprve ze soustavy πN vytvoří jediná nová částice – excitovaný nukleon, který se pak prakticky ihned ($T \approx 10^{-23}$ s) zase rozpadá zpět na pion a nukleon. Rezonanční maximum $\sigma(E')$ nastává vždy při energii E' rovné klidové energii excitovaného nukleonu.¹⁵⁾

Excitované nukleony, zvané též „nukleonovými izobary“ nebo πN -rezonancemi, mají určité spiny a izospiny (a hypernáboj i baryonové číslo $U = B = 1$ jako soustava πN). Bylo už nalezeno jedenáct πN -rezonancí, z nichž první čtyři mají tyto značky, hmoty, spiny, izospiny a elektrické náboje:

Excitované stavy nukleonu ($B = U = 1$)

$$\begin{aligned} N^* &\equiv \Delta(1236), \quad J = \frac{3}{2}, \quad I = \frac{3}{2}, \quad Q = -1, 0, 1, 2 \quad (\text{rozpad na } N\pi) \\ N^{**} &\equiv N(1512), \quad J = \frac{3}{2}, \quad I = \frac{1}{2}, \quad Q = 0, 1 \quad (\text{rozpad na } N\pi) \\ N^{***} &\equiv N(1688), \quad J = \frac{5}{2}, \quad I = \frac{1}{2}, \quad Q = 0, 1 \quad (\text{rozpad na } N\pi) \\ N^{****} &\equiv \Delta(1920), \quad J = \frac{7}{2}, \quad I = \frac{3}{2}, \quad Q = -1, 0, 1, 2 \quad (\text{rozpad na } N\pi) \end{aligned}$$

¹⁴⁾ Při elektromagnetických procesech (jako je např. rozpad π^0 nebo Σ^0) se hypernáboj zachovává, ale pro změnu velikosti izospinu platí výběrové pravidlo $|\Delta I| = 0, 1$. Při procesech vyvolaných slabými interakcemi se může měnit i hypernáboj ($|\Delta U| = 0, 1$) i izospin ($|\Delta I| = 1/2, 1$).

¹⁵⁾ Analogický jev, tzv. rezonanční fluorescence, je znám i v atomové fyzice. Také výklad rezonanční fluorescence je zcela obdobný jako zmíněný výklad rezonančního rozptylu pionů na nukleonech (nebo spíše obráceně: výklad rezonančního rozptylu pionů na protonech je obdobný známému výkladu rezonančního rozptylu fotonů na atomech).

Podobné rezonance byly nalezeny v účinném průřezu procesů

$$K^- p \rightarrow (K^- p), (\bar{K}^0 n), (\Sigma^0 \pi^0), (\Sigma^\pm \pi^\mp), \dots$$

Odpovídají tzv. hyperonovým rezonancím (excitovaným hyperonům). Jejich značky, hmoty a vnitřní kvantová čísla jsou:

Hyperonové rezonance ($B = 1, U = I = Q = 0$)

$$Y_0^* \equiv \Lambda(1405), J = \frac{1}{2} \text{ (rozpad na } \Sigma\pi)$$

$$Y_0^{**} \equiv \Lambda(1520), J = \frac{3}{2} \text{ (rozpad na } N\bar{K})$$

$$Y_0^{***} \equiv \Lambda(1815), J = \frac{5}{2} \text{ (rozpad mnoha způsoby)}$$

Jiným způsobem byla objevena existence silně nestabilních částic při zkoumání procesů vedoucích k vícečásticovým koncovým stavům:

$$\pi N \rightarrow (N 2\pi), (N 3\pi), \dots$$

$$p\bar{p} \rightarrow (5\pi), (K\bar{K}\pi), \dots$$

$$K^- p \rightarrow (\Lambda K^+ K^-), (\Xi^- \pi^+ K^0), (\Xi^- \pi^0 K^+), \dots$$

Bylo totiž zjištěno, že vybrané skupiny částic v koncových stavech těchto procesů, např. (2π) , (3π) , $(K\pi)$, $(\Lambda\pi)$, $(K^+ K^-)$, $(\Xi\pi)$, mají ve svém těžišтовém systému velmi často tutéž celkovou energii, resp. „efektivní hmotu“. Z toho se soudí, že tyto skupiny částic vznikají teprve druhotně, rozpadem původně emitovaných velmi nestabilních částic (mezonových a hyperonových rezonancí). Značky, hmoty a vnitřní kvantová čísla těchto nových částic jsou dnes stanovena takto:

Mezonové rezonance ($B = 0$)

$$\eta(548), J = 0, I = 0, U = 0, Q = 0 \quad \text{(rozpad na } 3\pi)$$

$$\varrho \equiv \pi(763), J = 1, I = 1, U = 0, Q = -1, 0, 1 \quad \text{(rozpad na } 2\pi)$$

$$\omega \equiv \eta(782), J = 1, I = 0, U = 0, Q = 0 \quad \text{(rozpad na } 3\pi)$$

$$K^* \equiv K(890), J = 1, I = \frac{1}{2}, U = 1, Q = 0, 1 \quad \text{(rozpad na } K\pi)$$

$$\Phi \equiv \eta(1020), J = 1, I = 0, U = 0, Q = 0 \quad \text{(rozpad na } K^+ K^-)$$

$$f \equiv \eta(1250), J = 2, I = 0, U = 0, Q = 0 \quad \text{(rozpad na } 2\pi)$$

Hyperonové rezonance ($B = 1, I > 0$)

$$Y_1^* \equiv \Sigma(1385), J = \frac{3}{2}, I = 1, U = 0, Q = -1, 0, 1 \quad \text{(rozpad na } \Lambda\pi)$$

$$Y_1^{**} \equiv \Sigma(1660), J = \frac{3}{2}, I = 1, U = 0, Q = -1, 0, 1 \quad \text{(rozpad na } \Lambda\pi)$$

$$\Xi^* \equiv \Xi(1530), J = \frac{3}{2}, I = \frac{1}{2}, U = -1, Q = -1, 0 \quad \text{(rozpad na } \Xi\pi)$$

$$\Xi^{**} \equiv \Xi(1810), J = \frac{3}{2}, I = \frac{1}{2}, U = -1, Q = -1, 0 \quad \text{(rozpad na } \Lambda\bar{K})$$

Nepochybně existuje a bude nalezena ještě celá řada dalších silně nestabilních částic.

Počátkem r. 1964 byl konečně při zkoumání srážek K^-p objeven nový (ale „teoreticky“ předpovídaný) kvazistabilní hyperon Ω^- . Vzniká při procesu $K^-p \rightarrow \Omega^-K^+K^0$ a rozpadá se vlivem slabých interakcí podle schémat $\Omega^- \rightarrow (\Xi^0\pi^-)$, (ΛK^-) . Jeho hmota a vnitřní kvantová čísla jsou

$$\Omega^-(1675), B = 1, J = \frac{3}{2}, I = 0, U = -2, Q = -1.$$

Jeho hmota nedostačuje k tomu, aby se mohl rychle rozpadnout se zachováním izospinu a hypernáboje (např. podle schématu $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 K^-$).

Poznamenejme ještě, že v důsledku velmi krátké doby života silně nestabilních částic nemají jejich hmoty ostré hodnoty. Uvedené hodnoty hmot odpovídají vrcholům „rezonančních křivek“ (účinného průřezu nebo statistického rozdělení efektivní hmoty). Metodami určování vnitřních kvantových čísel rezonancí, které se provádí podrobnou statistickou analýzou jejich rozpadů, se zde zabývat nemůžeme.

IV. NOVÉ POKUSY O ÚPLNĚJŠÍ SYSTEMATIKU BARYONŮ A MEZONŮ

Všimněme si nyní nové empirické situace z hlediska systematiky elementárních částic. Vidíme především, že nové částice se opět seskupují v nábojové multiplety, z nichž každý je charakterizován určitou velikostí spinu J , izospinu I a hypernáboje U a v němž jednotlivé členy se liší kvantovým číslem I_3 (nebo Q). V tomto systému zatím není mezi jednotlivými multiplety žádná zřejmá souvislost. Úplnější empirický přehled nám však umožňuje sestavit multiplety baryonů nebo mezonů se stejným J , ale s různými izospiny I a hypernáboji U , v tak zvané supermultiplety, např. takto:

Oktety

Počet náboj. stavů $2I + 1$	J $I \quad U$		Mezony		Baryony		
			0	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$
2	$\frac{1}{2}$	1	K	K^*	N	N^{**}	N^{***}
1	0	0	η	ω	Λ	Y_0^{**}	Y_0^{***}
3	1	0	π	ρ	Σ	Y_1^{**}	?
2	$\frac{1}{2}$	-1	\bar{K}	\bar{K}^*	Ξ	Ξ^{**}	?

Jak patrně, jednotlivé členy daného supermultipletu jsou určeny třemi kvantovými čísly I, I_3 (nebo Q) a U . Např. K^+ má $I = 1/2, I_3 = 1/2, U = 1, (Q = 1)$; N^{*++} má $I = 3/2, I_3 = 3/2, U = 1 (Q = I_3 + 1/2U = 2)$.

Ačkoliv hmoty částic seskupených v jednotlivých supermultipletech se dosti liší (mnohem více než uvnitř jednotlivých nábojových multipletů), nezdá se být pravděpodobné, že by supermultiplety byly útvary čistě náhodné. Jde tedy o to, vysvětlit

Baryonový deкупlet

Počet náb. stavů $2I + 1$	J $\begin{matrix} \diagdown & \diagup \\ I & U \end{matrix}$		$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}$
	4	$\frac{3}{2}$	1	N^*
3	1	0	Y_1^*	?
2	$\frac{1}{2}$	-1	Ξ^*	?
1	0	-2	Ω	?

jejich původ nebo alespoň znát fenomenologický matematický model umožňující odvodit supermultipletovou strukturu systému elementárních částic z jediného principu a poskytující pravidla použitelná pro předpovědi výsledků příštích experimentů.

Zdá se, že hledaný fenomenologický matematický model poskytuje teorie reprezentací Lieových grup. Připomeňme si nejprve věc známou z elementární kvantové mechaniky, že hermitovské operátory (matice) reprezentující složky spinu $J = 1/2$ (nebo izospinu $I = 1/2$) jsou vytvářejícími operátory infinitezimálních transformací grupy unimodulárních unitárních transformací dvou proměnných (tzv. spinorové grupy SU_2). Grupa SU_2 je prostá Lieova grupa třetího řádu (tříparametrická), a má tedy tři nezávislé vytvářející operátory, jimiž jsou známé Pauliho matice

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

resp. operátory $I_j = 1/2\tau_j$ ($j = 1, 2, 3$). Je to grupa hodnot 1, neboť žádné dva z jejich vytvářejících operátorů nekomutují a pouze jeden z nich (např. I_3) lze volit diagonálním. Dva možné nábojové stavy částice s $I = 1/2$ jsou charakteristickými „vektory“ operátoru I_3 . Operátory reprezentující složky izospinů větších než $1/2$ jsou vytvářejícími operátory vícerozměrných ireducibilních reprezentací grupy SU_2 ($(2I + 1)$ -dimenzionálních). Při $I = 1$ jsou tedy matice I_j trojřádkové a příslušná (tzv. regulární) reprezentace grupy SU_2 odpovídá rotacím v trojrozměrném prostoru (izoprostoru).¹⁶⁾

Teorie reprezentací grupy SU_2 tedy poskytuje matematický model pro nábojové multiplety elementárních částic. Přibližná rovnost hmot částic daného multipletu i zákon zachování izospinu při silných interakcích má ovšem svůj základ v invarianci zákonů těch interakcí vůči izospinorové grupě SU_2 (resp. grupě rotací v izoprostoru). Zákony elektromagnetických interakcí nejsou invariantní vůči izospinorové grupě SU_2 (neboť závisí na Q , resp. I_3). To nám vlastně umožňuje rozeznat od sebe různé

¹⁶⁾ Dvouřádková reprezentace je fundamentální reprezentací abstraktní grupy SU_2 . Všecky ostatní ireducibilní reprezentace lze získat rozkladem direktních součinů fundamentálních reprezentací. Direktní (Kroneckerovo) násobení lze fyzikálně interpretovat jako skládání (fúzi) částic z „pravých“ fundamentálních částic s $I = 1/2$.

nábojové stavy částice a také zdůvodnit, proč hmoty částic v nábojových multipletech nejsou přesně stejné. Ještě méně „symetrické“ jsou pak zákony slabých interakcí.

V teorii reprezentací grupy SU_2 však nemají žádné přirozené místo nebo matematickou interpretaci ani supermultiplety, ani hypernáboj. Téměř po deset let, tedy už mnohem dříve než empirické poznání systému elementárních částic dosáhlo dnešní úrovně, se mnozí teoretikové snažili nějak vpravit do formalismu teorie izospinu také hypernáboj.¹⁷⁾

Ale pozoruhodného úspěchu bylo dosaženo teprve v r. 1962, když GELL-MANN a NÉEMAN připadli na myšlenku založit matematický model supermultipletů na teorii reprezentací grupy SU_3 (která obsahuje SU_2 jako podgrupu). Grupa SU_3 je osmi-parametrická prostá Lieova grupa hodnosti 2. Má tedy 8 nezávislých vytvářejících operátorů, z nichž dva komutují a lze je volit diagonálními. Volí se obvykle třetí a osmý; první tři operátory pak mají vlastnosti složek izospinu a osmý je – až konstantní faktor – identický právě s žádaným operátorem hypernáboje.

Regulární reprezentaci grupy SU_3 (jejíž vytvářející operátory jsou osmiřadové matice) odpovídají ovšem oktety. Další ireducibilní reprezentace mají dimenze 10, 27 atd. Zatím je znám pouze jeden úplný dekuplet baryonů. Existence nově nalezené částice Ω^- (s $I = 0$, $U = -2$), posledního členu dekupletu baryonových rezonancí, byla předpověděna právě na základě této systematiky založené na grupě SU_3 . Kromě toho jsou známy některé singlety (baryon Y_0^* a mezony Φ^0 a f^0) odpovídající patrně tri-
viální, jednorozměrné reprezentaci grupy SU_3 .

Systematika založená na grupě SU_3 má vedle svých předností i nedostatky. Velké rozdíly ve hmotách částic z téhož supermultipletu se zdají ukazovat na to, že zákony silných interakcí nejsou invariantní vůči celé grupě SU_3 , ale jen vůči čtyřparametrické podgrupě vytvořené operátory izospinu a hypernáboje. Symetrie vyžadované invariancí vůči grupě SU_3 jsou tedy silně porušeny a někteří významní teoretikové (např. HEISENBERG) proto soudí, že grupa SU_3 nemá v teorii elementárních částic žádné oprávnění. Heisenberg říká, že symetrie požadované grupou SU_3 vystihují skutečnost asi tak dobře jako koule tvar krychle.

Na druhé straně však teorie dává prakticky jednoznačný předpis pro formulaci zákona silných interakcí porušujících SU_3 -symetrii a ten pak vede ke vztahům mezi hmotami částic (v oktetech i dekupletu), které výborně souhlasí se skutečností. Hmoty částice Ω^- byla tak předpověděna s podivuhodnou přesností.

Existuje však také možnost spontánního porušení rovnosti hmot částic v supermultipletu. Zákony silných interakcí mohou být fakticky invariantní vůči celé grupě SU_3 a pouze „stabilní řešení“ pro hmoty může být „nesymetrické“. Takové případy spontánního porušení symetrie jsou známy i z klasické fyziky. Např. rovnovážný tvar rotujícího kapalného nebeského tělesa (hvězdy) může být nesymetrický vzhledem

¹⁷⁾ Už v roce 1956 se např. d'ESPAGNAT a PRENTKI pokusili identifikovat hypernáboj s tzv. izo-fermiovým číslem, které uvedli v souvislost s transformacemi zrcadlení v izoprostoru. V jejich systému však byly hodnoty U omezeny jen na čísla 0, ± 1 .

k ose rotace, ačkoliv zákony působících sil (gravitační a odstředivé) jsou symetrické.

Jinou „estetickou závadou“ uvedené systematiky baryonů a mezonů je ta okolnost, že v ní nenachází použití fundamentální reprezentace grupy SU_3 , která je trojrozměrná. (Odpovídající „supertriplet“ obsahuje izospinový dublet a singlet.) Někteří autoři předpokládají, že ještě budou nalezeny částice tvořící fundamentální „supertriplet“.¹⁸⁾ Jiní soudí, že fundamentální reprezentace má význam pro systematiku leptonů a jejich interakcí.

Jistou potíž při použití fundamentální reprezentace grupy SU_3 působí okolnost, že elektrický náboj definovaný obyčejným vzorcem $Q = I_3 + 1/2U$ nemá celočíselné hodnoty. Zachování celočíselných hodnot Q vyžaduje zavedení nového kvantového čísla D (trialitní číslo), které nemá v rámci grupy SU_3 žádnou přirozenou interpretaci (právě tak jako hypernáboj U ji neměl v rámci grupy SU_2). To vedlo četné autory k myšlence použít pro systematiku elementárních částic ještě obecnějších Lieových grup (hodností > 2), které obsahují SU_3 jako podgrupu. Byly již vypracovány systematiky založené na reprezentacích grupy SU_4 nebo SU_6 (prosté grupy unitárních transformací čtyř nebo šesti proměnných), grupy SO_6 (prosté grupy reálných ortogonálních transformací šesti proměnných), grupy Sp_6 (symplektické grupy unitárních transformací šesti proměnných), grupy $W_3 = SU_3^{(1)} \times SU_3^{(2)}$ a podobných jiných Lieových grup. Těmito návrhy se již podrobněji zabývat nemůžeme. Jejich plodnost ukáže teprve další rozšíření empirických poznatků. Celkem lze říci, že přes značný pokrok dosažený v posledních letech zůstává problém fenomenologického systému elementárních částic stále otevřený.

V. NOVÉ POKUSY O DYNAMICKOU TEORII ELEMENTÁRNÍCH ČÁSTIC

Historicky nejstarší formou dynamické teorie elementárních částic je „obyčejná“ teorie kvantovaných vlnových polí. Tato teorie vychází z nějakého fenomenologického systému elementárních částic a ke každému druhu částic zavádí příslušné vlnové pole (spinorové pro fermiony, tenzorové pro bosony). V nulté aproximaci dynamiky se vůbec zanedbávají interakce částic. Každé pole pak splňuje samostatné lineární vlnové rovnice (a komutační relace) a „částice“ určitého druhu se dostávají jako kvantované excitace příslušného vlnového pole.

Interakce mezi částicemi zavádějí do rovnic všech polí nelineární smíšené členy s různými konstantními koeficienty (tzv. vazbovými konstantami). Jsou-li vazbové

¹⁸⁾ Jsou už pro ně navrhována také různá jména (kvarky, esa, triony). Vzhledem k tomu, že všechny ostatní ireducibilní reprezentace lze získat rozkladem direktních součinů základních trojrozměrných reprezentací, lze všechny dosud pozorované částice (tvořící singlety, oktety, dekaplety atd.) pokládat za složené z pravých základních částic tvořících „fundamentální supertriplet“. Hmoty těchto trionů mohou být veliké (některé odhady jdou až k desetinasobku hmoty nukleonu), a proto je možné, že tyto částice budou pozorovatelné teprve při pokusech užívajících střel ještě mnohem vyšší energie, než jaké jsou dosud k dispozici.

konstanty malé ($\ll 1$), lze interakční členy pokládat za malé „poruchy“ a soustavu rovnic vzájemně svázaných polí pak lze řešit explicitě metodou postupných aproximací (poruchová metoda, rozvoj podle mocnin a součinů vazbových konstant).

Dynamická teorie tohoto typu měla pozoruhodné úspěchy při popisu jevů vyvolaných elektromagnetickými a slabými interakcemi, zvláště v tzv. kvantové elektrodynamice (teorii interakcí elektronů, pozitronů a fotonů). Všecky kvantitativní předpovědi kvantové elektrodynamiky souhlasí s experimentálními výsledky v mezích přesnosti dnešních nejpřesnějších měření, která předčí pověstnou přesnost astronomickou. Naproti tomu při popisu vlastností baryonů a mezonů i jevů vyvolaných jejich silnými interakcemi obyčejná teorie kvantovaných polí zcela selhala. Vlastně to ani není překvapující věc. Vzhledem k tomu, že vazbové konstanty silných interakcí jsou velké ($\gtrsim 1$), jsou interakční členy v rovnicích pole téhož řádu jako členy lineární, a proto samostatné kvantované excitace pouze jednoho určitého druhu pole, nezávislé na excitacích ostatních polí, nejsou možné. Nedávají také žádnou použitelnou aproximaci řešení základních rovnic, která by mohla sloužit za východisko poruchového počtu. Ostatně poruchový počet užívající rozvoju podle mocnin nebo součinů vazbových konstant $\gtrsim 1$ je vůbec pochybné ceny.

Na tomto stadiu se teorie elementárních částic dostala do krize, během níž se teoretikové rozdělili do dvou skupin, jejichž mínění o perspektivách teorie a její budoucí formě se značně rozcházejí. První skupina, jejímiž předními zástupci jsou dnes HEISENBERG a SCHWINGER, soudí, že kvantová teorie pole jakožto forma teorie elementárních částic není nikterak diskvalifikována. Pouze běžné matematické metody obyčejné (naivní) teorie kvantovaných polí jsou nepoužitelné pro případ vzájemně silně vázaných polí, kdy jsou možné (alespoň při nízkých energiích) jenom jejich kolektivní kvantované excitace. Proto také, podle názoru této skupiny fyziků, v nové kvantové teorii pole, která podá výklad systému a vlastností elementárních částic i jevů vyvolaných jejich silnými interakcemi, není zapotřebí zavádět zvláštní druh pole pro každý druh pozorovaných elementárních částic. Stačí zavést jen několik málo druhů základních polí, která mohou mít potřebný, dostatečně velký počet různých typů kolektivních kvantovaných excitací odpovídajících různým druhům pozorovaných částic. Excitace převážně jen jednoho ze základních druhů polí nemusí být buď vůbec dynamicky možné, nebo mohou mít příliš velké energie a příliš krátké doby života, aby byly pozorovatelné. Proto není ani nutné, aby základní pole měla vlastnosti odpovídající – ve smyslu obyčejné teorie kvantovaných polí – určitým pozorovaným (známým) druhům částic.

Použijeme-li „částicové terminologie“, možno tedy říci, že podle této teorie jsou pozorované elementární částice vlastně soustavami složenými z jakýchsi vzájemně silně spoutaných „základních“ částic, kterých je jen několik málo druhů a které jsou samy jednotlivě (v čistém stavu) nepozorovatelné, alespoň za dnešních experimentálních podmínek. Heisenberg i Schwinger podali konkrétní návrhy na možný výběr soustavy základních polí a rovnic pro ně platných a ukázali, že jejich myslitelné kolektivní excitace svými kvantovými čísly (spiny, izospiny, náboji a paritami) vskutku odpovídají

pozorovaným baryonům a mezonům. Zatím však nejsou k dispozici spolehlivé matematické metody, kterými by bylo možno dokázat, že uvažované kvantované excitace (resp. stavy dané soustavy základních polí) jsou vskutku dynamicky možné a mají i všechny ostatní vlastnosti pozorovaných elementárních částic. Problém matematického popisu soustav silně vázaných částic (s vazbovými energiemi srovnatelnými s vlastními hmotami částic) je velmi obtížný. To je program pro budoucnost.

Zcela jiný názor zastává druhá skupina teoretiků, již dnes v čele stojí G. F. CHEW. Podle těchto fyziků kvantová teorie pole vůbec není vhodnou formou teorie elementárních částic. Podle nich nejen pojem pole, ale i samotný pojem prostoročasového kontinua jsou pojmy jen makroskopické a jejich používání v teorii elementárních částic je nedovolenou extrapolací jejich použitelnosti. Nemá proto ani smyslu pokoušet se např. o detailní teoretický popis časového průběhu srážky dvou silně interagujících částic. Jediné co teorie může udat, je vztah mezi počátečním stavem částic před srážkou a stavem, který se vytvoří až po srážce. Tento vztah udává unitární operátor S (zvaný též S -matice), který „převádí“ libovolný daný počáteční stav v příslušný stav koncový. Maticový element S_{fi} mezi konkrétním daným počátečním stavem (i) a pozorovaným koncovým stavem (f) se nazývá amplitudou procesu ($i \rightarrow f$) a její absolutní kvadrát udává pravděpodobnosti tohoto procesu. Veškeré fyzikální zákony teorie elementárních částic mají pak být obsaženy v matematických vlastnostech matice S a jejích elementů S_{fi} . Nemůžeme se podrobněji zabývat formulací těchto matematických vlastností spočívajících v analytičnosti a v charakteru i poloze singularit maticových elementů S_{fi} uvažovaných jako funkce komplexní energie, přenosu impulsu a podobných veličin specifikujících proces ($i \rightarrow f$). Ukážeme si pouze některé zajímavé důsledky tohoto pojetí teorie elementárních částic.

Na první pohled se zdá, že teorie S -matice nemůže být soběstačná a že předpokládá nějaký předem daný systém elementárních částic. Pokud totiž nevíme, jaké částice vůbec existují, nemůžeme definovat počáteční a koncové stavy, a tedy obecně ani maticové elementy S_{fi} . Fyzikové pracující v S -maticové teorii elementárních částic se však pokoušejí dokázat, že teorie S -matice ve skutečnosti je soběstačná a může sama generovat potřebný systém elementárních částic.

Předvedeme si postup úvahy na jednoduchém příkladě tzv. bootstrapového (šněrovadlového) mechanismu. Předpokládejme, že existuje jeden druh částic, třeba s vlastnostmi (tj. vnitřními kvantovými čísly) pionu. Uvažujeme-li nyní proces $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ a sestrojíme podle příslušných matematických pravidel amplitudu rozptylu, zjistíme, že účinný průřez $\sigma_{\pi\pi}(E')$ má při jisté energii E' rezonanci, kterou lze „náznorně interpretovat“ tak, že existuje ještě jiný druh částic s vlastnostmi mezonu ρ a že proces rozptylu „probíhá“ vlastně podle schématu $\pi\pi \rightarrow \rho \rightarrow \pi\pi$. Uvažujeme-li dále podobným způsobem proces $\pi\rho \rightarrow \pi\rho$, zjistíme, že účinný průřez rozptylu $\sigma_{\pi\rho}(E')$ má „rezonance“, z nichž jedna odpovídá mezonu π a druhá svědčí o existenci další částice s vlastnostmi mezonu ω .¹⁹⁾

¹⁹⁾ Tyto „rezonance“ π a ω leží pod prahem procesu $\pi\rho \rightarrow \pi\rho$ (neboť jak hmota m_π , tak m_ω je menší než součet hmot částic π a ρ), ale to není principiální závada.

Nakonec pak proces $\pi\omega \rightarrow \pi\omega$ má také „rezonanci“, odpovídající svými vlastnostmi opět mezonu ϱ . Vidíme tedy jednak, že předpokládaná existence mezonů π vede k existenci mezonů ϱ a ω a že tyto tři částice π , ϱ , ω se ve své existenci a vlastnostech vzájemně podmiňují, jednak zjišťujeme, že žádnou z nich nelze pokládat za „elementárnější“, než jsou ty druhé.

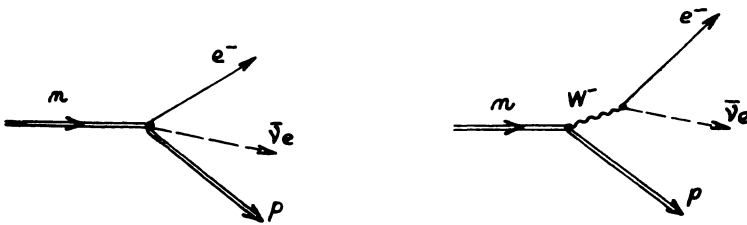
Podobným bootstrapem se podařilo „vytvořit“ a spojit i jiné multiplety částic (např. π , N , N^*), ba podařilo se dokázat, že „šněrovadlový mechanismus“ funguje i mezi celými supermultiplety. Je naděje, že se tím způsobem podaří odvodit a předpovědět celý existující systém silně interagujících částic se všemi jeho symetriemi.

To je ovšem zatím perspektiva budoucnosti. Pesimisté interpretují „šněrovadlový mechanismus“ jako snahu zvednout se do výšky taháním za vlastní tkaničky u bot, ale je faktem, že na celém světě a také u nás, zvláště v Bratislavě, se na bootstrapovém formalismu horlivě pracuje a dosavadní úspěchy jsou pozoruhodné a povzbuzující.

Z uvedené úvahy lze činit několik zajímavých závěrů. Především ten, že žádná ze silně interagujících částic není schopna samostatné existence a že různé druhy částic se vzájemně ve své existenci a vlastnostech podmiňují. A každou z těch částic lze pokládat za složenou (třebas i různými způsoby) z těch ostatních. Dokonce může částice obsahovat jako svou „součást“ i částici stejnou jako je sama. Mezi silně interagujícími částicemi tedy neexistují „aristokraté“, tj. částice, které by bylo možno pokládat za základní nebo „elementárnější“ než ostatní.

Zatím se bootstrapový formalismus nepodařilo rozšířit na leptony a na foton, tj. na částice, které interagují pouze elektromagneticky a slabě a neúčastní se silných interakcí. Zákony elektromagnetických interakcí lze sice formulovat i v rámci teorie S-matic, ale dosud se nepodařilo odvodit vlastnosti elektronu a fotonu z vlastností jiných částic. To bude úkolem další etapy rozvoje této teorie.

Pro teorii slabých interakcí, která se obvykle prezentuje ve formě obyčejné teorie kvantovaných polí, chybí dosud spolehlivé empirické základy. Dodnes není např. známo, jsou-li jejich podstatou direktní (kontaktní) čtyřfermionové interakce (obr. 2a), nebo jsou-li slabé interakce „zprostředkovány“ nějakými nestabilními těžkými „intermediárními“ bosony W (obr. 2b). To souvisí s tím, že experimentální zkoumání slabých interakcí v oboru vysokých energií je zvláště obtížné a nepřivedlo dosud k jasným a jednoznačným závěrům.



Obr. 2. Možná schémata rozpadu neutronu.

Nakonec nutno se zmínit o jednom zcela otevřeném problému *S*-maticové teorie elementárních částic. Tato teorie tím, že uznává a uvažuje jen asymptotické stavy (počáteční, tj. realizovaný před procesem, a koncový, tj. pozorovaný až po procesu), což jsou stavy určené jistými konstantními dynamickými veličinami (např. hybnostmi částic), se zbavila pojmu prostoročasového kontinua a speciálně spojitě plynoucího „mikroskopického“ času. Vzhledem k tomu, že pojmy prostoru a času jsou ve fyzice nezbytné alespoň v jistém omezeném rozsahu (např. popisu makroskopických fyzikálních jevů), stojí teorie před problémem zavést tyto pojmy jako sekundární, odvozené pojmy s omezenou použitelností. Podaří-li se to, budeme mít novou fyzikální teorii prostoru a času a to se patrně odrazí i v novém pojetí teorie relativity a teorie gravitace i kosmologie. Nakonec pravděpodobně ve fyzice zbudou jen problémy biofyzikální.

Literatura

- [1] MATTS ROOS: Tables of Elementary Particles and Resonant States. *Rev. Mod. Phys.* 35 (April 1963), 314; *Physics Letters* 8 (Jan. 1964), 1.
- [2] MARSHAK R. E., SUDARSHAN E. C. G.: *Introduction to Elementary Particle Physics*. Ruský překlad, Moskva 1962.
- [3] *Proc. Roy. Soc. A*, Vol. 278, No 1374 (7. April 1964).
- [4] CHEW G. F., GELL-MANN M., ROSENFELD A. H.: Strongly interacting particles. *Scientific American* (Feb. 1964).

FYZIKA VYSOKÝCH TLAKŮ A JEJÍ PERSPEKTIVY*

JINDŘICH BAČKOVSKÝ, Praha

Budu referovat o oboru fyziky, ve kterém nastal v posledních letech prudký rozvoj v důsledku úspěšných technických aplikací velkého hospodářského významu. Základ k tomuto oboru položil svými experimenty americký fyzik, laureát Nobelovy ceny Percy BRIDGMAN. Jeho snahou bylo jednak konstrukcí speciálních aparatur dosáhnout co nejvyšších tlaků, jednak změřit vlastnosti co největšího počtu látek za těchto tlaků. Nejjednoduššími prostředky jsou za těchto podmínek přístupná měření elektrické vodivosti a objemových změn. Interpretacemi naměřených výsledků z hlediska atomové teorie se nezabýval.

V souvislosti s tím bych rád připomněl, že Bridgmanovy práce v třicátých letech ovlivnily také pracovní program tehdy vznikajícího Fyzikálního výzkumu Škodových závodů. Z Paschenova zákona totiž vyplývá, že při vysokých tlacích v plynech by se mělo dosáhnout velmi vysokých gradientů elektrického napětí. Protože byl ve Škodových závodech tehdy zájem o vypínače pro velmi vysoká napětí, byla snaha využít

* Z části uveřejněno v čas. *Made in 64*, č. 3, str. 11.