

## Podivné částice

Historie objevu nových mezonů a baryonů je poněkud spletitá a omezíme se proto jen na její stručnou rekapitulaci. První novou částicí, jež v tabulkách následovala za piony byl – použijeme-li dnešní terminologie – nabitý **kaon** neboli mezon  $K^+$  (jeho klidová energie je přibližně 494 MeV). Je pozoruhodné, že tento mezon byl s největší pravděpodobností poprvé zaznamenán v kosmickém záření ještě dříve než pion (Louis Leprince-Ringuet a Michel L'héritier, 1943), ale „tabulkový“ status získal až začátkem padesátých let – tomu předcházela zejména identifikace jeho rozpadů na piony<sup>3</sup>. Studium kosmického záření během čtyřicátých a začátku padesátých let ve skutečnosti přineslo celou řadu pozorovaných případů, jež se daly interpretovat jako rozpady nových nestabilních částic. V roce 1953 byla existující data různých experimentálních skupin sumarizována a kromě již zmíněného mezonu  $K^+$  se v tabulkách objevil také neutrální kaon  $K^0$  a dále dva nové baryony, které se nyní nazývají  $\Lambda$  a  $\Sigma^+$  (pro metastabilní baryony těžší než nukleony se dosud často užívá tradičního označení **hyperony**). Částice  $\Lambda$  i  $\Sigma^+$  se prakticky vždy rozpadají na nukleon a pion. Krátce nato následoval hyperon  $\Xi^-$  (tzv. „kaskádní hyperon“), který se rozpadal na  $\Lambda$  a  $\pi^-$ .

Další podstatný pokrok přinesly experimenty na urychlovačích, které umožnily systematicky studovat procesy produkce nových částic. Koncem roku 1953 byl (na zařízení Cosmotron v americkém Brookhavenu) k bombardování jader terčíku poprvé použit svazek pionů. Tento experiment během krátké doby potvrdil dřívější výsledky známé z kosmického záření a dále je rozšířil. Byla tak např. potvrzena existence

---

<sup>3</sup> Zde mají prvenství George Rochester a Clifford Butler, jejichž pozorování z roku 1947 byla o něco později nezávisle potvrzena dalšími experimentátory.

$\Sigma^+$  a objeven hyperon označovaný dnes  $\Sigma^-$  (který ovšem není antičásticí  $\Sigma^+$ !). Obzvláště důležitá byla produkce párů nestabilních částic. Četnost těchto procesů naznačovala, že zde vchází do hry silná interakce, ale rozpady nových mezonů a baryonů byly relativně pomalé – jejich střední doby života byly delší než  $10^{-10}$  s a odpovídaly tedy spíše slabé interakci; v rozpadech přitom obvykle vznikaly nukleony a/nebo piony. To vypadalo téměř jako paradox: nové částice se produkovaly v silných interakcích a rozpadaly se na silně interagující částice, ale kdyby silná interakce způsobovala jejich rozpad, jejich střední doby života by byly alespoň o deset řádů menší než ty, které se pozorovaly.

Tuto záhadu úspěšně vyřešil Murray Gell-Mann. Podstatou jeho návrhu bylo, že pro hadrony (tj. mezony a baryony) zavedl nové *aditivní* kvantové číslo, které se zachovává v silných a elektromagnetických interakcích, ale ve slabých interakcích se může měnit. Toto nové kvantové číslo Gell-Mann nazval **podivnost** (v anglickém originálu je to „strangeness“ a značí se proto  $S$ ). „Obyčejné“ hadrony (piony a nukleony) mají podivnost nula, pro mezon  $K^+$  je  $S = +1$  a hyperony  $\Lambda$  a  $\Sigma$  mají  $S = -1$ . Antičástici se přiřadí opačná podivnost než částici, takže mezon  $K^-$  (který má stejnou hmotnost jako  $K^+$ ) nese podivnost  $-1$ . Tato pravidla pak jednoduše vysvětlovala pozorované zákonitosti produkce mezonů a baryonů a jejich rozpadů – bylo např. zřejmé, že ve srážkách obyčejných hadronů se „podivné“ částice mohou rodit jen v párech a jen v určitých kombinacích. Dále, kromě podivnosti se v silných interakcích zachovává izospin (který se ale může měnit v elektromagnetických a slabých interakcích). Gell-Mann rovněž správně uhodl, že ve slabé interakci se podivnost může měnit nejvýše o jednotku.

Stojí za zmínku, že ještě před Gell-Mannem formuloval alternativní model Abraham Pais, který postuloval, že mezony a baryony nesou *multiplikativní* kvantové číslo, které má hodnotu  $+1$  pro piony a nukleony a  $-1$  pro nové částice jako  $K^+$ ,  $\Lambda$



M. Gell-Mann  
1929–

atd.; předpokládal přitom, že *součin* těchto čísel pro jednotlivé hadrony se zachovává v silných interakcích (ale ve slabých interakcích obecně nikoli). Paisova teorie sice vysvětlovala všechna tehdy známá pozorování, ale vedla také k některým předpovědím, jež byly později vyvráceny. Nejzajímavější je asi případ procesu  $\pi^- p \rightarrow K^- \Sigma^+$ , který byl v rámci Paisova modelu dovolen, ale podle Gell-Mannovy teorie je striktně zakázán (naproti tomu podobný proces  $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$  je dovolen v obou schématech!). Tuto pozoruhodnou historickou kuriozitu zde uvádíme proto, aby bylo zřejmé, že dnešní standardní učebnicová teorie měla kdysi svou vědeckou – a tudíž experimentálně vyvratitelnou – alternativu. Pro úplnost ještě dodejme, že ke schématu navrženému Gell-Mannem dospěl nezávisle a prakticky současně také Kazuhiko Nishijima.

Klasifikaci mezonů i baryonů podle podivnosti a izospinu kvantitativně vystihuje slavná Gell-Mann – Nishijimova formule

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}(B + S) \quad (1)$$

kde  $Q$  značí elektrický náboj (v jednotkách kladného elementárního náboje),  $T_3$  je „třetí složka izospinu“,  $B$  je tzv. **baryonové číslo** ( $B$  má hodnotu +1 pro baryony, -1 pro antibaryony a 0 pro mezony) a  $S$  je podivnost. Jen pro ilustraci hodnot izospinu uveďme, že např.  $T_3 = -1, 0, 1$  pro triplet  $\pi^-, \pi^0, \pi^+$ ,  $T_3 = -1/2, +1/2$  pro dublet  $n, p$  apod. Teorie podivných hadronů vyjádřená formulí (1) dávala některé předpovědi, jež byly na svou dobu poněkud neobvyklé.  $K^-$  mezony tvoří dva izospinové dublety  $K^0, K^+$  a  $K^-, \bar{K}^0$ , přičemž elektricky neutrální  $K^0$  není totožný se svou antičásticí  $\bar{K}^0$ . Dále, baryony  $\Sigma^-$  a  $\Sigma^+$  jsou umístěny do izotripletu, analogického tripletu  $\pi$ -mezonů. Jako neutrální partner  $\Sigma^\pm$  by se na první pohled nabízel hyperon  $\Lambda$ , avšak jeho klidová energie 1115 MeV je poněkud malá (pro srovnání, klidové energie  $\Sigma^+$ , resp.  $\Sigma^-$  jsou 1189 MeV, resp. 1197 MeV). Tak byl předpovězen hyperon  $\Sigma^0$ , který by se měl rozpadat (elektromagnetickou interakcí) na  $\Lambda$  a foton.  $\Sigma^0$  s očekávanými vlastnostmi byl skutečně objeven v roce 1955

(jeho klidová energie je 1192 MeV). Konečně, hyperon  $\Xi^-$  musí mít podivnost  $-2$  (neboť se slabě rozpadá na  $\Lambda$  a  $\pi^-$ ) a potřebuje k sobě neutrálního partnera do izospinového dubletu. Ten byl nalezen až v roce 1959 pomocí bublinové komory a s využitím svazku mezonů  $K^-$  produkovaných na zařízení Bevatron v kalifornském Berkeley; relevantní proces byl  $K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$ . (Poznamenejme, že bublinovou komoru vynalezl v roce 1952 Donald Glaser.) Klidové energie jsou 1321 MeV pro  $\Xi^-$  a 1315 MeV pro  $\Xi^0$ . Nesporný fenomenologický úspěch Gell-Mannovy teorie vedl během padesátých let k jejímu všeobecnému uznání a byl tak definitivně akceptován i termín „podivnost“, který z počátku budil odpor komunity částicových fyziků.

Podivné částice, o nichž byla zatím řeč, však zdaleka nejsou jedinými novými mezony a baryony, jež se objevily na scéně během padesátých a začátku šedesátých let.

V experimentech na urychlovačích totiž postupně přibývalo také tzv. **rezonancí**, které se vyznačují extrémně krátkou dobou života – typicky  $10^{-22}$  až  $10^{-23}$  s. Pro bližší osvětlení podstaty těchto hadronových stavů je třeba nejprve připomenout jeden velmi důležitý pojem, který budeme nadále často užívat i v jiných souvislostech. Jedná se o **účinný průřez** reakce vyvolané srážkou dvou částic (může přitom jít jak o pružný rozptyl, tak o produkci dalších částic). Tato veličina představuje vhodně normovanou pravděpodobnost uvažovaného fyzikálního procesu (tj. pravděpodobnost toho, že za daných podmínek dojde k určité reakci) a je tedy zároveň určitou mírou intenzity (síly) příslušné interakce. Jak sám název napovídá, účinný průřez má rozměr plochy a udává se tedy v násobcích  $m^2$ ; v jaderné a částicové fyzice se obvykle užívá jednotka barn (angl. stodola!), což je  $10^{-28} m^2$ . Kvantová teorie dává matematické metody pro výpočet účinných průřezů různých procesů v rámci modelů interakcí částic v mikrosvětě; na druhé straně, pro jejich experimentální měření je podstatný vztah



D. Glaser  
1926–2013

$$N = \sigma \cdot L \quad (2)$$

v němž  $N$  je zaznamenaný počet případů uvažované reakce za jednotku času,  $\sigma$  je účinný průřez a  $L$  je tzv. **luminosita**, která závisí na hustotě toku dopadajících částic a na vlastnostech terčíku; udává se obvykle v  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Účinný průřez konkrétní reakce vždy závisí na celkové energii částic před srážkou a měření této závislosti přináší podstatnou informaci o charakteru interakce. Z kvantové teorie je známo, že pokud při určité energii srážky může vzniknout nějaká částice (s odpovídající klidovou hmotností), která se rozpadá na pozorovaný koncový stav, pak v této oblasti se účinný průřez daného procesu výrazně zvýší: pozoruje se „rezonanční pík“, jehož šířka je nepřímo úměrná době života takové částice v mezistavu. Přesně řečeno, označíme-li šířku rezonance jako  $\Gamma$ , pak její střední doba života je  $\tau = \hbar/\Gamma$ ; jelikož redukovaná Planckova konstanta  $\hbar$  má hodnotu přibližně  $6,6 \times 10^{-22} \text{ MeV s}$ , znamená to, že šířka 6,6 MeV odpovídá době života  $10^{-22} \text{ s}$ . Rezonanční chování účinných průřezů bylo známo z fyziky atomového jádra přinejmenším od čtyřicátých let a kanonický tvar této energetické závislosti je spojen se jmény Gregory Breita a Eugene Wignera.

První rezonance ve fyzice elementárních částic byla objevena v roce 1952 skupinou experimentátorů, kteří pracovali pod vedením E. Fermiho na cyklotronu v Chicagu. Vyšetřovali srážky nabitých pionů s protony (tj. s vodíkovým terčem), v nichž se opět produkovaly páry pion – nukleon. Pozorovali nápadný růst účinného průřezu pro určitou hodnotu kinetické energie dopadajících částic a data se dala interpretovat jako první polovina Breit-Wignerovy rezonanční křivky. Vzhledem k tomu, že toto chování se projevovalo jak ve srážkách  $\pi^- p$  tak  $\pi^+ p$ , bylo možno usoudit, že pozorovaná rezonance má izospin  $3/2$  a úhlové rozdělení produktů reakce naznačovalo, že její spin je rovněž  $3/2$ . Trvalo několik dalších let, než se situace úplně vyjasnila, ale kolem poloviny padesátých let už byla baryonová rezonance  $\Delta(1232)$ , jak se

dnes označuje, bezpečně identifikována. Má klidovou energii 1232 MeV a šířku přibližně 120 MeV, což znamená, že její střední doba života je zhruba  $10^{-23}$  s. Představuje čtveřici stavů  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$ ,  $\Delta^-$ , lišících se nábojem – jinak řečeno, je to izospinový kvartet (připomeňme, že pro izospin velikosti  $T$  má příslušný multiplet  $2T + 1$  členů). Podivnost  $\Delta(1232)$  je ovšem rovna nule, neboť vzniká silnou interakcí pionu a protonu a neprodukuje se přitom v páru s jinou částicí. Velmi krátká doba života takové hadronové rezonance přirozeně souvisí s tím, že i její rozpad je způsoben silnou interakcí.

Na začátku šedesátých let pak byla objevena celá řada dalších hadronových stavů tohoto typu. Hned v roce 1960 byla pozorována rezonance ve srážkách mezonu  $K^-$  s protonem, která má sice spin  $3/2$  stejně jako  $\Delta$ , ale jinak je příbuzná hyperonům  $\Sigma$  (má podivnost  $-1$  a izospin  $1$ ); dnes se proto označuje jako  $\Sigma^*$ , nebo přesněji  $\Sigma(1385)$  (číslo v závorce u symbolu rezonance vždy udává klidovou energii v MeV). Brzo potom následovaly objevy prvních mezonových rezonancí; mezi nimi je velmi důležitý  $\rho$ -mezon se spinem  $1$ , plným označením  $\rho(770)$ , který je blízkým příbuzným pionu (má nulovou podivnost a izospin  $1$ ). V roce 1962 pak byla nalezena baryonová rezonance příbuzná hyperonu  $\Xi$ , která se dnes označuje  $\Xi^*$ , resp.  $\Xi(1530)$  (spin  $3/2$ , izospin  $1/2$  a podivnost  $-2$ ). Kromě toho byla také objevena celá řada rezonancí, které mají izospin  $1/2$  a vypadají jako excitované stavy nukleonů (k dnešnímu dni je jich známo více než tucet a nejlehčí z nich v tabulkách figuruje pod označením  $N(1440)$ ). Skupiny takových excitovaných stavů jsou dnes identifikovány prakticky pro každý základní mezon či baryon a celkový počet známých rezonancí tak v současnosti dosahuje několika stovek.

Zde je na místě terminologická poznámka. Pro větší přehlednost jsme v naší diskusi hadronů zatím rozlišovali „částice“ (jako  $\pi$ ,  $K$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  atd.) a „rezonance“ ( $\Delta$ ,  $\Sigma^*$  atd.). Je třeba zdůraznit, že takové dělení je ve skutečnosti poněkud umělé, ačkoli se v literatuře poměrně často užívá. Rozdíl mezi hadrony prvního a druhého typu je totiž pouze v tom,

že „částice“ se rozpadá relativně pomalu (pod vlivem slabé nebo elektromagnetické interakce), zatímco „rezonance“ žije velmi krátce – její rozpad je způsoben silnou interakcí. Prakticky to znamená, že částice může při dostatečně velké rychlosti zanechat stopu pozorovatelné délky např. v bublinové komoře (připomeňme, že světlo urazí za  $10^{-10}$  s vzdálenost 3 cm), zatímco pro rezonance je tento způsob detekce vyloučen. Fyzikální povaha všech hadronů je však v podstatě stejná: jsou to subjaderné objekty, jež cítí silnou interakci a není přitom důvod se domnívat, že např. nukleon je „elementárnější“ než rezonance  $\Delta$  (prostě proto, že podle žádného přirozeného fyzikálního kritéria nelze takovou hierarchii ve světě hadronů identifikovat).<sup>4</sup>

---

<sup>4</sup> Stojí snad také za zmínku, že fenomenologická „hadronová demokracie“ byla základem tzv. teorie „bootstrapu“, kterou na začátku šedesátých let navrhl Geoffrey Chew. Kvarkový model, o němž bude řeč dále, tuto teorii nakonec zcela vytlačil na okraj zájmu částicových fyziků. Zdá se však, že její idea čas od času oslovuje některé filosofy přírodních věd.