

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Przemyslaw Zieliński

Gell-Mannův a Paisův pokus o systematisaci elementárních částic

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 2 (1957), No. 2, 179--188

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137289>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1957

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>

PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

GELL-MANNŮV A PAISŮV POKUS O SYSTEMATISACI ELEMENTÁRNÍCH ČÁSTIC¹⁾

(Ústav nukleární fyziky Polské akademie věd)

Zároveň s tím, jak se hromadí experimentální materiál, stává se stále palčivějším základní problém vybudovat teorii elementárních částic. Experiment je v této chvíli před teorií. Naše znalosti o elementárních částicích, čerpané z experimentů, rostou doslova den ze dne, nedovedeme však pochopit rozmanitost experimentálně zjištěných částic s jednotného hlediska a nedaří se nám vyložit vlastnosti jednotlivých částic z obecných principů.

Dnešní experimentální situaci znázorňuje *tab. 1*, v níž jsou uvedeny charakteristiky objevených částic; nejsou tu uvedeny částice, jejichž existence je do jisté míry nejistá. Několik charakteristických údajů, uvedených v tabulce, nevyčerpává ovšem všechny naše znalosti o elementárních částicích. Chybějí zvláště údaje o vzniku částic a dále různá data, týkající se vzájemného působení mezi elementárními částicemi. Zdá se, že vedle uvedených částic existují částice Σ^0 , Ξ^0 a hyperon Y_E s hmotou asi 3200 m_e .

Zvláštní situace se vytvořila v oblasti těžkých mesonů: přesnějším zjištěním hmot se ukázalo, že objevené různé druhy těžkých mesonů mají hmoty, které se vzájemně liší v mezích chyb o několik, nejvýše o několik desítek elektronových hmot. Je to věc velmi překvapující, uvážíme-li velký počet typů rozpadu. Vzniká otázka, zda jde o různé konkurující procesy rozpadu téže částice (částice s identickou hmotou), nebo zda existuje několik druhů částic s hmotami velmi málo se lišícími. Problém těžkých mesonů je nyní předmětem velmi intenzivního zkoumání a lze v nejbližší době očekávat vyjasnění některých důležitých otázek.

Tab. 1. bylo by třeba doplnit nedávno objeveným antiprotonem²⁾ a ponechat v ní místo pro eventuální vepsání dalších anti-částic.

Seznam elementárních částic není zřejmě ještě uzavřen a sám pojem elementární částice, ostatně málo přesný (částice, jejíž strukturu zatím neznáme?), bude muset změnit svůj význam.

Výchozím bodem klasifikace Gell-Mannovy a Paisovy byla obtíž ve snaze theoreticky pochopit problém rozpadu hyperonu. Z prvních experimentů, provedených v Brookhavenu hned po tom, jakmile byl uveden do provozu velký urychlovač, a z pozorování v kosmickém záření vyplývalo, že hyperony vznikají při interakcích částic s vysokou energií ve značném množství, s velkým účinným průřezem. Dalo by se očekávat, že vlivem analogického mechanismu budou částice, které snadno vznikají, rovněž rychle zanikat. Hyperony by se tak rozpadaly v době srovnatelné s charakteristickým nukleárním časem, který je řádu 10^{-22} sec. Avšak hyperony žijí dlouho: jejich střední doba života je řádu 10^{-10} sec. Podobně je tomu s těžkými mesony (v dalším budeme těžké mesony a hyperony nazývat „novými částicemi“). Procesy vzniku nových částic jsou tedy procesy rychlými, kdežto pochody rozpadu jsou pomalé. To působilo teorii značné potíže. Pro výklad metastability nových částic navrhl Pais [2] domněnku o společném

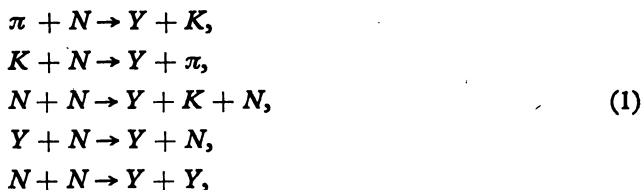
¹⁾ Psáno pro „Pokroky matematiky, fyziky a astronomie“, polský rukopis přeložil Dr Jaroslav Pernegr.

²⁾ Krátce o objevu antiprotonu viz v tomto čísle a v čísle 4, ročník I (1956). *Pozn. red.*

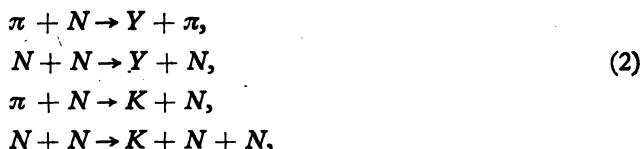
Tabulka 1.

Název částice		Symbol	Hmotnost (v hmotnostech elektronových)	Střední životní doba (v sec)	Schema rozpadu
Lehké částice	foton	γ	0		
	neutrino	ν	0		
	elektron	e^\pm	1		
	lehké mesony L	meson μ meson π	$\mu^\pm : 206,9 \pm 0,2$ $\pi^\pm : 273 \pm 0,5$ $\pi^0 : 264$	$2,1 \cdot 10^{-6}$ $2,5 \cdot 10^{-8}$ $2,5 \cdot 10^{-15}$	$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2 \nu$ $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$
Těžké mesony K		$K_{\pi 3}^\pm (\tau)$	~ 965	$K_{\pi 3}^+ : (1,0^{+0,7}_{-0,3}) \cdot 10^{-8}$	$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^-$
		$K_{\pi 2}^{+2, -2, 0} (\theta)$	~ 965	$K_{\pi 2}^+ : (1,21^{+0,11}_{-0,10}) \cdot 10^{-8}$	$\theta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$
		$K_{\mu 2}^+$	~ 965	$K_{\pi 2}^0 : (1,83^{+0,35}_{-0,25}) \cdot 10^{-10}$	$\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
		$K_{\mu 2}^\pm (K)$	~ 965	$K_{\mu 2}^+ : (1,17^{+0,08}_{-0,07}) \cdot 10^{-8}$	$K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
		$K_{\mu 3}^\pm (K)$	~ 965		$K_{\mu 3}^\pm \rightarrow \mu^\pm + 2 \text{ neutrální}$
		$K_{e 3}^\pm$	~ 965		$K_{e 3}^\pm \rightarrow e^\pm + 2 \text{ neutrální}$
Baryony	nukleony N	p n	1836,1 1836,6	stabilní 13 min	$n \rightarrow p + e^- + \nu$
	hyperony Y	Λ^0	2181 ± 1	$(3,7^{+0,6}_{-0,5}) \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
		Σ^\pm	$\Sigma^+ : 2327,4 \pm 1$	$(3,5^{+1,5}_{-1,1}) \cdot 10^{-11}$	$\Sigma^\pm \rightarrow \pi^\pm + n, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p$
		Ξ^-	2581 ± 10	$\sim 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$

vzniku nových částic, která byla krátce po tom potvrzena pokusy na kosmotronu. Podle tohoto předpokladu mohou hyperony a těžké mesony vznikat v reakcích, v nichž se zúčastní dvě nebo více částic, nikdy však jen jedna. Znamená to, že nové částice mohou vznikat v reakcích na př. těchto typů (N — nukleon, K — těžký meson, Y — hyperon):



nemohou však vznikat v reakcích typů



jichž by se tedy zúčastnily nové částice po jedné, jednotlivě (všechny vypsané reakce vyhovují experimentálně potvrzenému zákonu zachování počtu baryonů: počet baryonů se v reakci nemění, antičástice přitom počítáme se znaménkem minus, takže na př. vznik páru nukleon-antinukleon je přípustný). Všechny dosud objevené reakce se shodují s pravidlem o společném vzniku nových částic; nebyla nalezena žádná reakce s jednou novou částicí. Nebyly ovšem dosud objeveny všechny reakce, přípustné s hlediska tohoto pravidla, zejména nebyla objevena žádná reakce výměnného typu, jako je poslední reakce v (1).

Domněnka o společném vzniku částic podnítila další rozvoj pokusů o systematisaci. Především bylo v nepublikované práci Fermiho a Feynmana (srovn. [2]) použito pro výklad metastability a společného tvoření nových částic návrhu, připsat hyperonům vysoké hodnoty spinu (velmi vysoké na př. $13/2$ nebo $25/2$), ukázaly se však zásadní potíže a od této snahy bylo upuštěno.³⁾

Pokusy Paisovy byly založeny na hledání nových výběrových pravidel pro nové, neznámé ještě vlastnosti částic. Pais vybudoval teorii elementárních částic, v níž hlavní úlohu má isotopický spin ve dvou variantách. V první byl prostor („prostor ω “) isotopického spinu trojrozměrný [8]. Pro obtíže s výkladem metastability částice Ξ vybudoval Pais zlepšenou variantu teorie s čtyřrozměrným prostorem isotopického spinu [9, 2]. Paisova teorie je dobře zkonstruována a je podkladem dalších prací, avšak v základní formě ukazuje na existenci částic Λ^+ , Σ^{++} (dvojité náboje!) . . . , nenalezených experimentálně.

Tento nedostatek nemá model Gell-Mannův [10, 2], opřený o Paisovy práce, a ne-

³⁾ Otázka je dosud otevřena. Zdá se, že nová experimentální fakta, týkající se úhlových korelací v rozpadech, ukazují na vyšší ($> 1/2$) spiny hyperonů (srov. [3]). Připisování různých hodnot spinu elementárním částicím je základem klasifikace J. Rayského [4]. Rozvíjeji se rovněž snahy, založené na „slepowání částic“, jak to začal Fermi a Yang [5] a pokračoval zejména Goldhaber [6] a Markov [7]. Podle těchto prací jsou různé částice složenými soustavami (na př. podle [5] jsou mesony π soustavami, složenými z nukleonů a antinukleonů). Existují i jiné kvalitativní pokusy o teorii elementárních částic, avšak jejich charakter se odchyľuje od předmětu tohoto článku.

závisle na něm model Nakanoův a Nishijimův [11]. Tento model je fenomenologický, dává si úkol tedy skromnější, avšak řeší jej zatím s plným úspěchem.

Vyložíme Gell-Mannův a Paisův pokus o systematisaci nejdříve ve zvláštní jednoduché formě, kterou mu dal Sachs [12], to jest ve formě jednoduchého uspořádávajícího pravidla. V další části článku se pokusíme vyložit vztah mezi některými fyzikálními pojmy, které jsou základem systematisace, a uvedeme několik úvah o snahách principialisovat systematisaci.

Postulujeme existenci nového kvantového čísla, jehož fyzikální smysl není znám. Každé částici přiřepíšeme určitou hodnotu nového kvantového čísla tak, že, jestliže částice tvoří skupinu s podobnými vlastnostmi a jen s různými náboji, pak částicím takové skupiny přiřepíšeme stejnou hodnotu nového kvantového čísla. Aby zdůraznil problematiku charakter jak nových částic, tak nového kvantového čísla, nazval Gell-Mann toto číslo „strangeness“⁴⁾. Použijeme-li označení a názvu Sachsova, nazýváme nové kvantové číslo „atributem“ („attribute“), při čemž obě čísla — Gell-Mannovo a Sachsovo — se liší jen ve znaménku. Model se vztahuje na mesony π , mesony těžké a na baryony. Sachsovými pokusy [12] rozšířit model na částice lehké — na fotony, neutrina, elektrony a na mesony μ — se nebudeme zabývat. Přiřepíšeme tedy zcela libovolně mesonům π , to jest mesonům π^+ , π^0 , π^- jediný atribut nula, nukleonům, to jest protonům a neutronům rovněž atribut nula. Předpokládejme existenci dvou druhů mesonů těžkých a přiřepíšeme jim hodnoty atributu 1 a -1 ; toto uspořádání je přechodné, neboť problém těžkých mesonů není ještě vyjasněn. Hyperonům přiřepíšeme hodnoty atributu různé od nuly, a to částicím Λ hodnotu 1, částicím Σ rovněž hodnotu 1 a částicím Ξ hodnotu 2⁵⁾.

Předpokládejme dále, že soustava částic má hodnotu atributu rovnou součtu hodnot atributů jednotlivých částic.

Napišeme nyní tato pravidla:

1. $\Delta a \neq 0$ pro procesy rychlé (silná interakce),
2. $\Delta a = \pm 1$ pro procesy pomalé (slabá interakce),
3. $|\Delta a| > 1$ pro procesy zakázané (nepozorované).

Tato pravidla klasifikují všechny reakce, ke kterým dochází mezi částicemi. Překvapuje zdánlivá velká jednoduchost modelu. Není však tak velká, jak se na první pohled zdá, uvážíme-li velký počet různých reakcí, ke kterým by mohlo mezi částicemi dojít.

Úspěšnost modelu je zřejmá z toho, že ve stále se hromadícím experimentálním materiálu není znám zatím ani jeden případ, který by byl s modelem v rozporu.

Podívejme se na př., jak se model osvědčil v případě experimentálně potvrzené reakce rozpadu



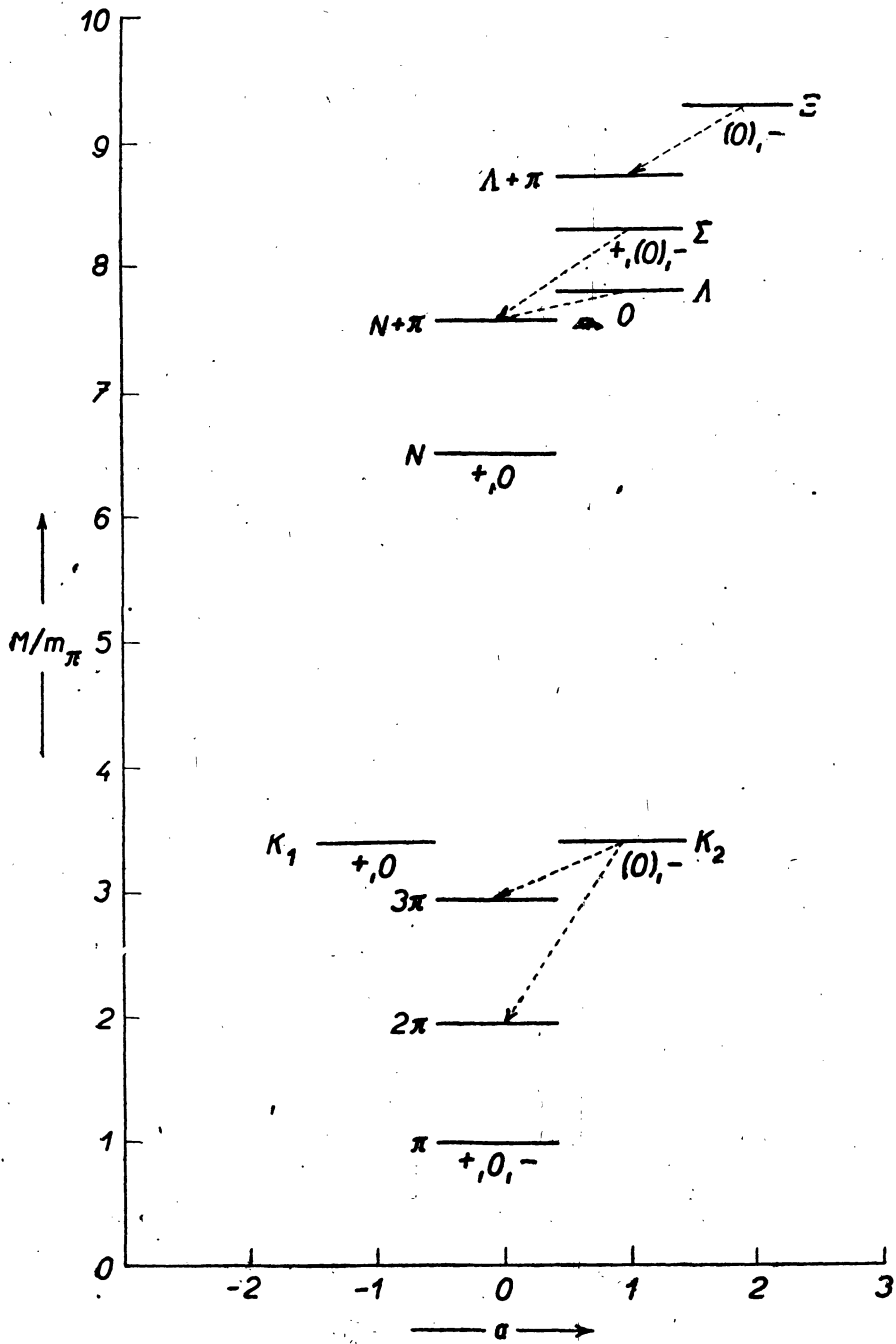
Na levé straně má atribut hodnotu 1, na pravé straně $0 + 0$, tedy $\Delta a = -1$; podle pravidla 2 musí být reakce pomalá, dostáváme souhlas s experimentem. Analogickými důkazy se můžeme přesvědčit, že dostaneme rovněž metastabilitu ostatních nových částic.

Model zakazuje tvoření nových částic jednotlivě: v reakcích typu (2) je hodnota atributu na jedné straně rovna nule, na druhé straně je různá od nuly, takže reakce nemůže být rychlá. Zároveň však společné tvoření nových částic je přípustné. Známe na př. reakce



⁴⁾ Anglicky; znamená doslova podivnost, zvláštnost, cizota. *Pozn. red.*

⁵⁾ Alternativní uspořádání hodnoty atributu, rovněž shodné s experimentem, liší se přesunutím hodnoty pro baryony o -1 (srov. [17]).

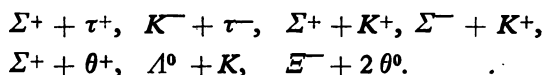


Tabulka 2.

kde meson θ^0 náleží do skupiny⁵ K_1 ; potom na levé straně máme hodnotu atributu $0 + 0$, na pravé straně $1 - 1$, $\Delta a = 0$, reakce je tedy rychlá. Připomeňme, že mezi reakcemi (1) byl uveden ve shodě s domněnkou o společném tvoření částic typ reakce experimentálně nepotvrzený:



Nukleony mají jistě hodnoty atributu rovné nule a hyperony hodnoty různé od nuly, takže Δa je větší než 1 a podle pravidla 3 je tedy proces zakázán. Dalšími příklady společného tvoření nových částic, nalezené zatím ve srážkách mesonů π s nukleony nebo nukleonů s nukleony (nazveme je „srážkami nulovými“) je vznik částic:



Všechny tyto reakce jsou ve shodě s modelem.

Reakce rozpadu a tvoření částic jsou s hlediska modelu Gell-Mannova a Paisova uvedeny v *tab. 2. a 3.*, přejatých z práce Sachsovy. *Tab. 2* představuje známé rozpady částic. Na ose úseček je vynešena hodnota atributu, na ose pořadnic hmota částic v jednotkách hmoty mesonu π . Jsou vyznačeny náboje částic. U částic, jejichž existence se jen předpokládá, je náboj vyznačen v závorkách. Čárkované čáry, spojující sousední sloupce ($|\Delta a| = 1$), naznačují procesy rozpadů. *Tab. 3* je rozšířením *tab. 2* především na jiné reakce, zejména na procesy tvoření částic. Svislé čáry vyznačují vždy procesy rychlé ($\Delta a = 0$); se šipkou dolů rozpady, se šipkou vzhůru tvoření částic. Čárkované čáry označují pomalé procesy, o nichž se později zmíníme. Tabulky představují velmi přehlednou klasifikaci reakcí.⁶⁾

Vedle příkladů shody s existujícím experimentálním materiálem je třeba uvést příklady, kdy lze z modelu dokonce předpovídat. Především z něho plyne, že by měla existovat částice Σ^0 , při čemž by rozpad měl nastat podle schématu

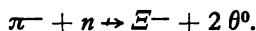


Existují pozorování [13] a [14], která se zdají potvrzovat existenci takové částice. Předpokládá se rovněž existence částice Ξ^0 s rozpadem



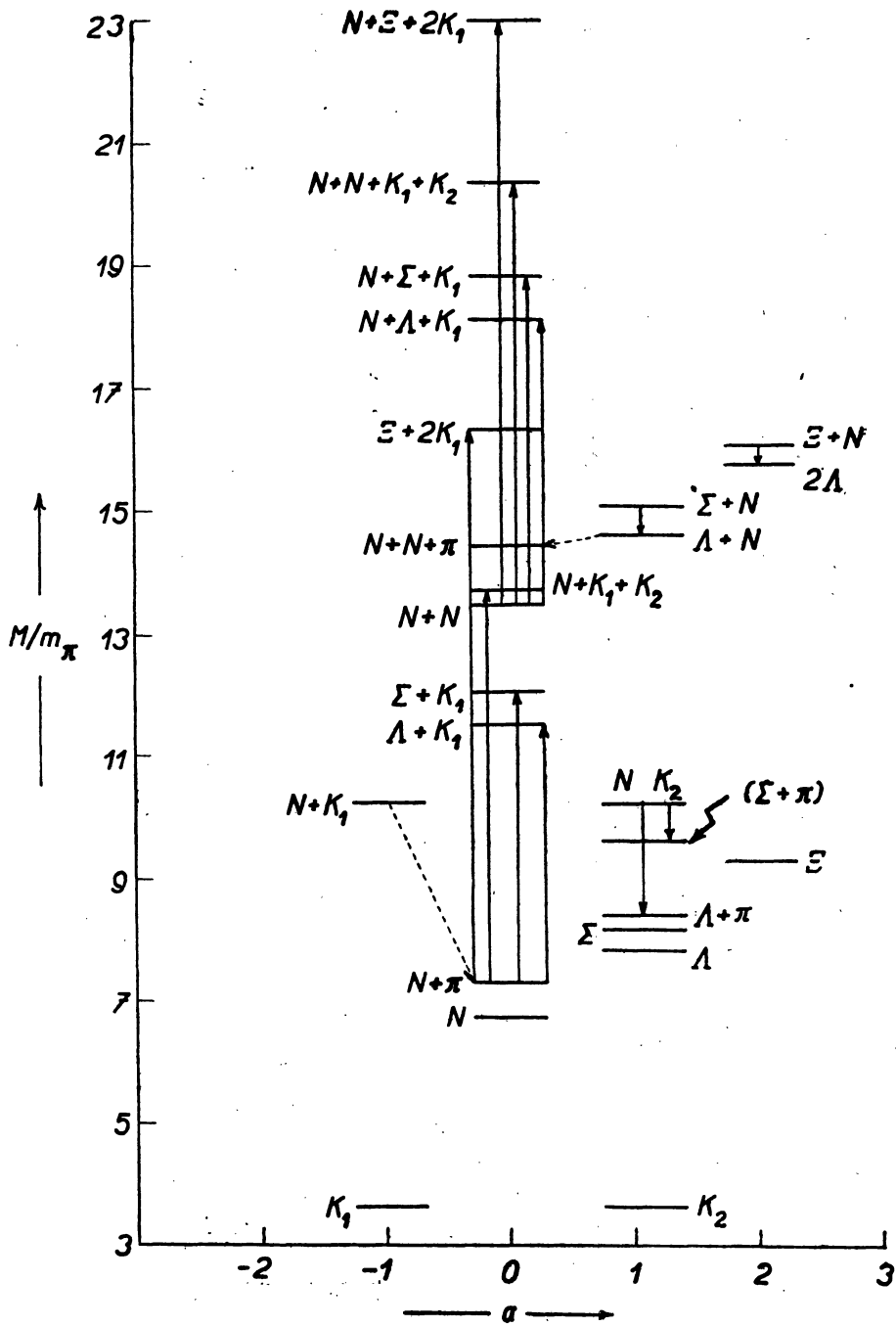
V dané chvíli nemáme pozorování, které by svědčilo o její existenci. Nebylo by ovšem nikterak snadné takovou částici objevit.

Z modelu plyne rovněž existence určitých reakcí. Vidíme, že hyperon Ξ by mohl vzniknout v nulové interakci jen za té podmínky, že hodnota jeho atributu $+2$ by byla kompenzována hodnotami zápornými a že by potom musely vzniknout — omezíme-li se na známé částice — rovněž dva těžké mezony ze skupiny K_1 . Je zajímavé, že nedávno [15] byl zjištěn ve Wilsonově komoře případ, který svědčí ve prospěch reakce uvedeného typu, totiž reakce



Důležitým zkušebním kamenem pro systematisaci Gell-Mannovu a Paisovu je existence

⁵⁾ Lze se odvážit srovnání celkové situace v oblasti elementárních částic s Ritzovým obdobím v oblasti stavby atomů. Řečeno žertem, připomínají *tabulky 2 a 3* svou podobou skutečné Grotrianova schémata atomových spekter.



Tabulka 3.

nestabilních fragmentů jádra, objevených M. Danyszem a J. Pniewským [16]. V hyperfragmentech je vázána částice Λ^0 . Nebyla zatím potvrzena s větší průkazností možnost vazby jiných částic, ačkoli jsou známy ojedinělé anomální případy, připouštějící takovou interpretaci. Hyperfragменты se obvykle rozpadají v čase, který není mnohem kratší, než je doba rozpadu hyperonu Λ^0 volného. Oba pozorované druhy rozpadů, mesonový



nebo nemesonový



se shodují s Gell-Mannovým a Paisovým schématem (změna atributu o $\Delta a = -1$).

Na druhé straně model umožňuje předpovědět existenci nových druhů hyperfragmentů. Čárkované čáry v tab. 3 ukazují vlastně možné typy hyperfragmentů a jejich rozpady. Bylo by možno na př. očekávat, že v jádru může být vázán těžký meson ze skupiny K_1 . Byly pozorovány ojedinělé případy, které by bylo možno eventuálně takto interpretovat. Věc čeká na vysvětlení. Naopak hyperon Ξ^- nemůže existovat v jádru dlouho, protože by se rozpadl v rychlém procesu ($\Delta a = 0$)



podobně, jako je tomu s částicí Σ , která by se rozpadla rychle v procesech



Je třeba ovšem připomenout určitou výjimku. V reakci (15) vyměňuje Σ^- náboj s nukleonem. Kdyby částice Σ^- mohla vytvořit soustavu vázanou s jedním nebo se dvěma neutrony, pak by „neměla s čím si vyměnit náboj“, protože by nebyl k dispozici proton, a mohl by tedy existovat v podstatě hyperfragment tohoto typu. Zatím není experimentálních důkazů pro tento případ.

Tabulka 4.

Druh částic	Isotopický spin T	Složka isotopického spinu T_3	Vztah mezi nábojem Q a složkou isotopického spinu T_3	Atribut a'	Atribut a	Strangeness S
$\pi^+, \pi^0, \pi^- \dots$	1	1, 0, -1	$Q = T_3$	0	0	0
$p, n \dots$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$Q = T_3 + \frac{2}{1}$	-1	0	0
$K_1^+, K_1^0 \dots$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$Q = T_3 + \frac{1}{2}$	-1	-1	1
$K_2^0, K_2^- \dots$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$Q = T_3 - \frac{1}{2}$	1	1	-1
$\Lambda^0 \dots$	0	0	$Q = T_3$	0	1	-1
$\Sigma^+, (\Sigma^0), \Sigma^- \dots$	1	1, 0, -1	$Q = T_3$	0	1	-1
$(\Xi^0), \Xi^- \dots$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$Q = T_3 - \frac{1}{2}$	1	2	-2

Sachs navrhuje tato pravidla: fermiony mají isotopický spin poloviční, jestliže a je sudé, celočíselný pak, když a je liché; bosony obráceně. Je to pravidlo analogické pravidlu, které vyslovil Pais („odd-even rule“), při čemž parita ω Paisova souvisí s hodnotou atributu takto: $\omega = (-1)^a$.

Uvedené příklady použití modelu zdaleka nejsou vyčerpávající a naznačují jen některé problémy.

Dotkneme se nyní otázky vztahu modelu k isotopickému spinu.

Peaslee navrhl [17], že by snad bylo lze rozšířit na nové částice pravidlo nezávislosti sil na náboji.⁷⁾ Tuto vlastnost vyjadřuje zvláště jednoduše formulace isotopického spinu jako invarianci vzhledem k otočení v isotopickém prostoru, při čemž se to týká jen silných interakcí. Elementární částice tu vystupují ve skupinách částic s přibližně stejnými hmotami a s různým nábojem. Takové skupiny nazýváme nábojovými multiplety. Skupina částic má určitou vlastní hodnotu isotopického spinu T , a každá z jednotlivých částic uvnitř skupiny odpovídá jiné vlastní hodnotě projekce isotopického spinu do význačného směru T_3 . Na př. nukleon je nábojovým dubletem, má tedy isotopický spin $T_3 = \pm \frac{1}{2}$ s vlastními hodnotami $T = \frac{1}{2}$, příslušejícími protonu a neutronu. Meson π je tripletem (π^+ , π^0 , π^-) s isotopickým spinem $T = 1$ o vlastních hodnotách $T_3 = +1, 0, -1$ atd. Vlastní hodnoty T a T_3 jsou uvedeny v tab. 4. Vidíme z ní, že náboj Q souvisí s T_3 pro některé druhy částic způsobem nesymetrickým, že máme „multiplety s přesunutým elektrickým těžištěm“. Jestliže chceme pochopit souvislost Q a T_3 pro všechny druhy částic jednotně, musíme zavést jisté celé číslo charakteristické pro každý druh částic, a pak můžeme napsat pro všechny částice

$$Q = T_3 - \frac{a'}{2}. \quad (16)$$

Ukazuje se, že a' je vlastně hodnotou atributu; přesněji, v námi přijatém tvaru souvisí hodnota atributu a pro systém částic s Q a T_3 vzorcem

$$Q = T_3 + \frac{N}{2} - \frac{a}{2}, \quad (17)$$

kde N je počet baryonů v soustavě, to znamená

$$a = a' + N. \quad (18)$$

V terminologii Gell-Mannově nabývá vzorec (17) tvaru

$$Q = T_3 + \frac{N}{2} + \frac{S}{2}, \quad (19)$$

kde S je hodnotou „strangeness“.

Nyní lze uvažovat interakce s hlediska isotopického spinu a přesvědčit se, že silné interakce zachovávají Q , T , T_3 , interakce elektromagnetické pak Q a T_3 , kdežto slabé interakce zachovávají jen náboj Q . Problémy, které s tím souvisí, se nebudeme zde zabývat.

⁷⁾ Je třeba připomenout, že jedním z argumentů ve prospěch této zásady vzhledem k částicím Λ^0 a nukleonům jsou údaje, týkající se hyperfragmentů (zejména přibližná rovnost vazbové energie částice Λ^0 v hyperfragmentech ${}^4\text{He}^{\Lambda}$, ${}^4\text{H}^{\Lambda}$ [18, 19].

Chtěl bych ještě připomenout pokusy o principialisaci modelu, to jest pokusy o odvození fenomenologických arbitrálních souvislostí z obecných principů. Je tu třeba především uvést práce B. d'Espagnata a J. Prentkiho [20]. Autoři konstruují Lagrangian pro silné interakce přirozeným způsobem vzhledem k otočení a zrcadlení v isotopickém prostoru. Odtud častávají zákony zachování a získávají přitom zákon zachování nového kvantového čísla U . Číslo U umožňuje určit náboj, jestliže postulujeme náboj pro N a Λ^0 . Potom číslo U splňuje úlohu atributu ($U = -a$).

V práci Utiyamově [21] se získává vedle zákonů zachování, postulovaných Gell-Mannem a Paisem, ještě další výběrové pravidlo, které souvisí s vnitřní paritou částic. Další rozbor významu nových pojmů je samozřejmě nutný; v této chvíli zatím fyzikální obsah pokusu Gell-Mannova a Paisova není zcela objasněn.

Literatura

- [1] A. Pais, Phys. Rev., 86, 663 (1952).
- [2] M. Gell-Mann, A. Pais, Proc. of the 1954 Glasgow Conf. on Nuclear and Meson. Physics, str. 342.
- [3] W. D. Walker, W. D. Shephard, Angular Correlations in Associated Production (reprint).
- [4] J. Rayski, N. Cim., sv. 10, 1729 (1953), sv. 2, 255 (1955), sv. 3, 126 (1956), Acta Phys. Pol., sv. 14, 107 (1955), Bull. Ac. Pol. Sc., sv. 3, 255 (1955).
- [5] E. Fermi, C. N. Yang, Phys. Rev., sv. 76, 1739 (1953).
- [6] M. Goldhaber, Phys. Rev., sv. 92, 1279 (1953), sv. 101, 444 (1953).
- [7] M. Markov, DAN, sv. 101, 54, 449 (1955).
- [8] A. Pais, Physica, sv. 19, 869 (1953), Prog. Th. Phys., sv. 10, 457 (1953).
- [9] A. Pais, Proc. Math. Ac. Sc., sv. 40, 484, 835 (1954).
- [10] M. Gell-Mann, Phys. Rev., sv. 92, 833 (1953).
- [11] T. Nakano, K. Nishijima, Prog. Th. Phys., sv. 10, 581 (1953).
- [12] R. C. Sachs, Phys. Rev., sv. 99, 1573 (1955).
- [13] W. D. Walker, Phys. Rev., sv. 98, 1407 (1955).
- [14] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, Phys. Rev., sv. 98, 121 (1955).
- [15] J. D. Sorrels, R. B. Leighton, C. D. Anderson, Phys. Rev., sv. 100, 1457 (1955).
- [16] M. Danysz, J. Pniewski, Bull. Ac. Pol. Sc., sv. 1, 42 (1953), Phil. Mag., sv. 44, 348 (1953).
- [17] D. C. Peaslee, Phys. Rev., sv. 86, 127 (1952).
- [18] R. H. Dalitz, Phys. Rev., sv. 99, 1475 (1955).
- [19] J. T. Jones Jr, J. K. Knipp, N. Cim., sv. 2, 857 (1955).
- [20] B. d'Espagnat, J. Prentki, Phys. Rev., sv. 99, 328 (1955), Nucl. Phys., sv. 1, 3 (1955).
- [21] R. Utiyama, Phys. Rev., sv. 100, 248 (1955).