Historie standardního modelu mikrosvěta

Jiří Hořejší, Ústav částicové a jaderné fyziky MFF UK, Praha

RANÉ OBDOBÍ FYZIKY ELEMENTÁRNÍCH ČÁSTIC

J. J. Thomson
1856 – 1940

Za počátek historie fyziky částic v dnešním slova smyslu lze považovat objev **elektronu** (Joseph J. Thomson, 1897), který podstatně změnil starou (poněkud vágní) představu o atomech jako nedělitelných stavebních kamenech hmoty. Za skutečně elementární částici se tak na přelomu 19. a 20. století začal považovat elektron a libovolný elektricky neutrální atom nebo nabitý iont bylo možno si představit jako složený systém konečného počtu záporně nabitých elektronů pohybujících se v silovém poli buzeném kladným nábojem. Velikost náboje elektronu byla přitom přirozeně nazvána elementárním nábojem. Záhy bylo také zřejmé, že elektrony nesou jen velmi malou část hmotnosti atomu, neboť např. nejjednodušší (jednoelektronový) atom – atom vodíku – je o tři řády těžší než elektron. Sám Thomson původně předpokládal, že kladný náboj je v atomu rozložen v celém jeho objemu (tj. že elektrony jsou v oblaku kladného náboje umístěny jako „rozinky v pudingu“). Tato modelová představa byla podstatně korigována zhruba o deset let později fundamentálním objevem atomového jádra (Ernest Rutherford, 1911), kdy se ukázalo, že kladný náboj je v atomu ve skutečnosti lokalizován ve velmi malé oblasti (jádře) s rozměrem zhruba o pět řádů menším než je rozměr celého atomu (pro poměr těchto veličin se tedy nabízí oblíbené srovnání poloměru Země se vzdáleností Slunce od Země). Připomeňme v této souvislosti, že poloměr atomu je typicky 10^{-10} m, zatímco poloměr jádra je zhruba 10^{-15} m. V katalogu elementárních částic své doby tak zaujal místo také **proton** (jakožto jádro atomu vodíku) – částice nesoucí kladný elementární náboj, avšak 1836 krát těžší než elektron.

Ernest Rutherford
1871 – 1937

Niels Bohr
1885 - 1962

Bouřlivý rozvoj atomistiky nakonec vedl k revoluční změně celého pojmového rámce fyziky. V letech 1924 – 1927 byla formulována kvantová teorie, která na základě řešení fundamentální Schrödingerovy rovnice přirozeně objasnila celou řadu v té době známých poloempirických zákonitostí atomové spektroskopie, umožnila vysvětlit některé další klasicky nepochopitelné efekty a kromě toho přinesla nové předpovědi, jež byly postupně experimentálně ověřovány. V neposlední řadě, kvantová mechanika jednoduše vysvětlila také velikost atomu: typický atomový rozměr řádově odpovídá Bohrovu poloměru $a = \hbar^2 / m\tilde{e}^2$, kde $\hbar$ je redukovaná Planckova konstanta, m je hmotnost elektronu a $\tilde{e}^2 = e^2/(4\pi\varepsilon_0)$, přičemž e značí elementární náboj a ε_0 je permitivita vakua[1] (veličina a nese svůj název z historických důvodů, neboť Niels Bohr uhodl tuto kombinaci fundamentálních konstant – na základě čistě rozměrových argumentů –

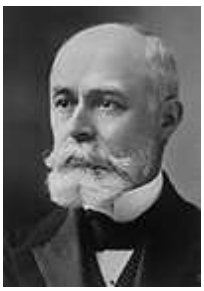
[1] Užíváme zde soustavy jednotek SI, v níž $\hbar \doteq 1{,}054\times10^{-34}$ J s, $m \doteq 9{,}109\times10^{-31}$ kg, $e \doteq 1{,}602\times10^{-19}$ C a $\varepsilon_0 \doteq 8{,}854\times10^{-12}$ F m^{-1}. V dalším textu udáváme klidové hmotnosti částic pomocí odpovídajících klidových energií na základě Einsteinova vztahu $E = mc^2$, kde c je rychlost světla, $c \doteq 2{,}997\times10^8$ m s^{-1}; vhodnou jednotkou energie je přitom elektronvolt (1 eV $\doteq 1{,}602\times10^{-19}$ J). Tak např. klidová energie elektronu činí přibližně 0,51 MeV, klidová energie protonu je asi 938,27 MeV (tj. zhruba 1 GeV) apod.

ještě před vznikem kvantově-mechanické teorie atomu). Díky svým úspěšným aplikacím v atomové a molekulární fyzice se tak kvantová teorie stala – spolu s Einsteinovou teorií relativity – jedním ze dvou základních pilířů moderní fyziky 20. století.

Než postoupíme dále, připomeňme ještě jeden dobře známý fakt, k němuž se budeme v tomto článku opakovaně vracet. Z kvantové teorie plyne, že částice v mikrosvětě se dělí do dvou hlavních skupin podle velikosti **spinu** (což je „vnitřní moment hybnosti“ – tj. moment hybnosti, který částice má, i když nevykonává žádný orbitální prostorový pohyb). Tato veličina může být jen celočíselným nebo polocelým násobkem $\hbar$ (kvantování momentu hybnosti poprvé obecně dokázali Max Born, Werner Heisenberg a Pascual Jordan v roce 1926) a částice s celočíselným, resp. polocelým spinem se nazývají **bosony**, resp. **fermiony**; názvy souvisí se jmény dalších dvou vynikajících fyziků – jedním byl Satyendra Bose a druhým Enrico Fermi[2]. Pokud jde o částice známé už v počátcích rozvoje kvantové teorie atomu, vyjasnilo se celkem brzy, že elektron i proton jsou fermiony a oba mají spin 1/2, zatímco např. jádro atomu hélia ^{4}He (tzv. částice alfa) je boson a má spin 0.

Navzdory pokroku v atomové fyzice (která se postupně etablovala jako samostatná obsáhlá disciplína) zůstávala struktura atomového jádra poměrně dlouho nejasná. Rutherford sice již okolo roku 1920 navrhl – pro vysvětlení existence různých izotopů téhož chemického prvku – že by mohl existovat **neutron** jako elektricky neutrální partner protonu, ale až do jeho přímého experimentálního objevu v roce 1932 se udržovala spíše představa jádra složeného z protonů a elektronů (jádro s hmotnostním číslem A a atomovým číslem Z bylo podle tohoto modelu složeno z A protonů a $A - Z$ elektronů). Stojí snad za zmínku, že nezávisle na pozdější přímé identifikaci neutronu byl elektron-protonový model atomového jádra vyvrácen mj. proto, že předpovídal nesprávnou hodnotu spinu jádra dusíku ^{14}N. Na základě měření rotačního spektra molekulárního iontu N_2^+ bylo totiž možno určit, že jádro ^{14}N má spin 1 (a je tedy bosonem). Pokud by však obsahovalo 14 protonů a 7 elektronů, skládalo by se z lichého celkového počtu fermionů a muselo by pak mít polocelý spin. Naproti tomu, obsahuje-li toto jádro 7 protonů a 7 neutronů (a předpokládáme-li přitom, že neutron má rovněž spin 1/2), musí být nutně bosonem. Zmíněná epizoda je z dnešního hlediska spíše historickou kuriozitou, ale dává cenné poučení o tom, že řadu fyzikálních skutečností považovaných dnes za téměř samozřejmé bylo kdysi třeba dokazovat velmi netriviálními argumenty. Neutron byl nakonec objeven jako produkt jaderné reakce, v níž při bombardování berylia ^{9}Be částicemi alfa vzniká jádro uhlíku ^{12}C a „pronikavé záření“. Tuto reakci studovali poprvé Walter Bothe a Herbert Becker a po nich Irène Curie a Frédéric Joliot, ale teprve James Chadwick v roce 1932 prokázal, že se přitom skutečně produkuje „neutrální varianta protonu“ (za svůj objev získal Nobelovu cenu v roce 1935). Moderní obraz atomu tak byl na světě.

James Chadwick
1891 – 1974



Henri Becquerel
1852 – 1908

Objev neutronu také vedl k hlubšímu pochopení jevu **beta-rozpadu**, tj. spontánní emise elektronu z atomového jádra. Tento efekt pozoroval poprvé – šťastnou náhodou – již Henri Becquerel v roce 1896 při svém systematickém studiu luminiscence. To, že „Becquerelovo záření“ jsou skutečně elektrony, odhalili o několik let později Marie a Pierre Curieovi a spolu s Becquerelem získali za objev přirozené radioaktivity Nobelovu cenu v roce 1903. V rámci moderní teorie atomového jádra se

[2] Bosony a fermiony se podstatně liší svým chováním v mnohočásticových systémech: zatímco dva identické fermiony nemohou být ve stejném kvantovém stavu ("Fermi-Diracova statistika"), identických bosonů může být ve stejném stavu libovolně mnoho ("Bose-Einsteinova statistika"). Uvedená souvislost spinu a statistiky je jedním z hlubokých obecných výsledků relativistické kvantové teorie a je skvěle potvrzena experimentálními daty.

Pierre Curie
1859 – 1906

Marie Curie
1867 – 1934

pak nabízelo jednoduché vysvětlení tohoto pozoruhodného jevu: původcem beta-radioaktivity je rozpad neutronu na proton a elektron (rozdíl mezi klidovou energií neutronu a protonu činí zhruba 1,3 MeV a je tedy dostatečně velký na to, aby takový rozpad byl kinematicky možný – jak už jsme uvedli, klidová energie elektronu je totiž jen asi 0,5 MeV). Podrobnější zkoumání beta-rozpadu však odhalilo zdánlivý paradox. Spektrum energií produkovaných elektronů je totiž spojité, což vede k flagrantnímu rozporu s představou, že se jedná o dvoučásticový rozpad (v takovém případě by elektron měl vždy jen jednu možnou energii, striktně určenou obvyklými zákony zachování). Na záchranu zákona zachování energie proto Wolfgang Pauli postuloval existenci nové částice, která při beta-rozpadu vzniká spolu s protonem a elektronem. Taková částice musí zjevně být elektricky neutrální a z jednoduchých kinematických výpočtů bylo celkem brzy jasné, že je také velmi lehká – mnohem lehčí než elektron. Enrico Fermi ji proto následně nazval **neutrino**. Neutrinová hypotéza se během třicátých let úspěšně ujala, ačkoli k první přímé detekci této záhadné částice došlo až mnohem později, v polovině padesátých let. Je třeba zdůraznit, že proces beta-rozpadu a s ním spojené neutrino nakonec sehrály klíčovou roli v rozvoji fyzikálních představ o povaze sil působících v mikrosvětě; o tomto tématu podrobně pojednáme později.

Wolfgang Pauli
1900 – 1958

Rozvoj kvantové teorie přinesl na konci dvacátých let ještě jednu pozoruhodnou předpověď, jež významně doplnila obraz světa elementárních částic. V roce 1928 formuloval Paul Dirac svou proslulou rovnici, která v sobě zahrnuje principy kvantové mechaniky i speciální teorie relativity a automaticky z ní plyne popis spinu elektronu (velmi přirozeně dává rovněž správnou hodnotu jeho vlastního magnetického momentu a objasňuje některé jemné detaily atomových spekter, které jednoduchá nerelativistická Schrödingerova rovnice nepostihuje). Diracova rovnice však zároveň vede k určitým koncepčním těžkostem, neboť připouští také řešení s libovolně velkou negativní energií. Taková řešení lze sice v některých situacích prakticky ignorovat, ale zcela zbavit se jich nelze; obecně vzato, jejich možná existence přirozeně vyvolává pochybnosti o stabilitě hmoty (Diracův elektron by se mohl „propadnout“ na libovolně hlubokou hladinu). Jako východisko z tohoto problému Dirac navrhl postulovat, že základní stav vesmíru (vakuum) odpovídá úplně zaplněnému „moři“ stavů s negativní energií. Excitace fyzikálního elektronu do nějakého stavu s kladnou energií pak ovšem také odpovídá vzniku „díry“, která má vůči původnímu vakuovému stavu kladnou energii a kladný náboj. Tato „díra v Diracově moři“ by se tedy měla efektivně projevit jako fyzikální částice se stejnou hmotností jako elektron, ale s opačným nábojem! Tak se zrodila jedna z nejslavnějších předpovědí fyziky mikrosvěta – předpověď **antičástic**. Pro antičástici elektronu se poměrně brzy ustálil název **pozitron** a v roce 1932 jej poprvé pozoroval Carl Anderson v kosmickém záření (Anderson dostal za tento objev Nobelovu cenu v roce 1936). Je nutno poznamenat, že původní Diracova argumentace – ač vedla ke správné předpovědi – byla o něco později překonána

Paul Dirac
1902 – 1984

Carl Anderson
1905 – 1991

důslednější verzí relativistické kvantové teorie. Tou je **kvantová teorie pole**, která nejen že předpověď antičástic dále zobecnila a dala jí solidnější základ, ale celkově se stala fundamentálním teoretickým nástrojem fyziky mikrosvěta.

Shrneme-li tedy stručně ranou historii fyziky částic (kterou by také bylo možno nazvat prehistorií dnešního standardního modelu), lze říci, že v polovině třicátých let 20. století se za elementární částice považovaly elektron, proton a neutron, z nichž lze vybudovat okolní svět – atomy, molekuly, atd. Fyzikové již v té době nepochybně brali vážně také neutrino, které hraje důležitou roli v některých jaderných reakcích. Kromě toho, široce respektovanou částicí byl již přinejmenším od dvacátých let rovněž **foton**, jako kvantum energie elektromagnetického záření („světelné kvantum“). Připomeňme, že tato částice hrála podstatnou roli už při objasnění zákonitostí fotoelektrického jevu (Albert Einstein, 1905) a později při popisu tzv. Comptonova jevu v rozptylu tvrdého elektromagnetického (např. rentgenovského) záření na elektronech (Arthur Compton, 1922); samotný termín foton se však začal používat až po roce 1926 (zavedl jej chemik Gilbert Lewis). Kromě toho, každá z částic měla mít svou antičástici; tak např. kromě již zmíněného pozitronu se všeobecně věřilo v existenci antiprotonu – záporně nabitého dvojníka protonu. Foton jako „úplně neutrální částice“ je sám sobě antičásticí.

Arthur Compton
1892 – 1962

Na závěr této rekapitulace je třeba ještě dodat, že během třicátých let se rovněž vytvořila představa o čtyřech typech fundamentálních sil působících mezi částicemi, nebo, obecněji řečeno, o typech jejich **interakcí**. Kromě elektromagnetických a gravitačních sil, dobře známých už z klasické fyziky, se na scéně objevila **silná jaderná interakce**, která drží pohromadě nukleony (tj. protony a neutrony) v atomových jádrech a nakonec také „slabá jaderná síla“ nebo prostě **slabá interakce**, jež způsobuje radioaktivní beta-rozpad a vůbec reakce s účastí neutrina. V kvantové teorii elektromagnetismu (kvantové elektrodynamice) formulované už na konci dvacátých let má foton – jakožto kvantum elektromagnetického silového pole – roli „prostředníka“ nebo „nositele“ interakce nabitých částic (často se užívá populární rčení, že interakce nabitých částic je způsobena „výměnou fotonu“). Analogická představa dnes platí i pro jiné typy interakcí (které jsou ovšem zprostředkovány jinými nositeli). O interakcích elementárních částic a o vývoji relevantních teoretických představ podrobně pojednáme později.

ZAČÁTEK MODERNÍ ÉRY – MION A PION

Idylický obraz mikrosvěta, v němž bychom vystačili s tak malým počtem základních částic, však neměl dlouhého trvání. V roce 1937 pozorovali Carl Anderson a Seth Neddermayer v kosmickém záření částici, které dnes říkáme **mion** a označujeme jako μ. Detekčním zařízením experimentátorů byla Wilsonova mlžná komora a měřili energetické ztráty částic při průchodu centimetrovou platinovou deskou vloženou do komory. Mion se projevil jako „pronikavá složka“ kosmického záření, jež při průchodu deskou neztrácela téměř žádnou energii. Na základě standardních představ o elektromagnetické interakci nabitých částic s atomy daného prostředí pak bylo možno vyloučit, že se jedná o elektron či proton: tak lehké částice jako elektrony či pozitrony (které se přitom ovšem také pozorovaly) ztrácí za daných okolností mnohem více energie a velmi těžký proton by při stejné hybnosti byl mnohem pomalejší a způsobil by větší ionizaci v mlžné komoře. Anderson a Neddermayer tak došli k závěru, že existuje nová částice s jednotkovým nábojem (kladným i záporným), zřetelně těžší než elektron a přitom mnohem lehčí než proton. Další experimenty určily základní parametry této částice; dnes

Charles Wilson
1869 – 1959

víme, že mion je asi 200 krát těžší než elektron (jeho klidová energie je zhruba 105 MeV) a je nestabilní, se střední dobou života řádově 10^{-6} s. Poměrně brzy (ještě před koncem čtyřicátých let) se také vyjasnilo, že mion se prakticky vždy rozpadá na elektron a dvě neutrální, velmi lehké a slabě interagující částice (neutrina). Vůbec se ale nerozpadá na elektron a foton nebo na elektron a elektron-pozitronový pár (což by z čistě kinematického hlediska byly jinak naprosto přijatelné procesy). Z toho lze např. usoudit, že mion nese nějaký další specifický náboj, který jej (kromě hmotnosti) odlišuje od elektronu a v interakcích se zachovává – pragmaticky jej lze označit jako „mionové číslo“. Jinak ale mion vypadá ve všech ohledech prostě jen jako jakási těžší replika elektronu (mimo jiné, má také spin 1/2). Ve stavbě okolního světa (tj. ve struktuře atomů atd.) ovšem evidentně nehraje žádnou roli a není tedy divu, že mnozí fyzikové upadli nad touto částicí do rozpaků. Nejlépe to asi vyjádřil Isidor Rabi (mimochodem laureát Nobelovy ceny za objev jaderné magnetické rezonance), který v této souvislosti položil často citovanou řečnickou otázku: „Kdo si to objednal?“ (Who ordered that?). Je třeba říci, že dodnes vlastně neznáme solidní odpověď na Rabiho otázku a navíc – jak uvidíme později – v současném standardním modelu mikrosvěta figuruje takových „nadbytečných“ částic hned několik.

Isidor Rabi
1898 – 1988

Vraťme se však zpět do třicátých let. V roce 1935 navrhl Hideki Yukawa teorii jaderných sil, v níž prostředníkem silné interakce mezi nukleony byla částice, kterou dnes nazýváme **pion**, resp. pí-mezon (a označujeme π). Yukawou předpověděný mezon hrál tedy v silné interakci analogickou roli jako foton v kvantové elektrodynamice. Kvantová teorie sil působících v mikrosvětě vede obecně k závěru, že dosah určité interakce je řádově roven tzv. **Comptonově vlnové délce** částice, která ji zprostředkuje. Ta je dána vztahem $\lambda = \hbar/mc$, kde m je příslušná hmotnost a $\hbar$, c jsou dobře známé univerzální konstanty (Planckova konstanta a rychlost světla). Jelikož dosah jaderných sil je řádově 10^{-15} m, lze z uvedeného vztahu odhadnout, že Yukawova částice by měla mít klidovou energii zhruba 200 MeV – v každém případě by měla být výrazně těžší než elektron a přitom asi o řád lehčí než proton (odtud právě název „mezon“). Vzhledem k tomu, že jde pouze o přibližné řádové odhady, není příliš divu, že pronikavé kosmické záření, objevené Andersonem a Neddermayerem nedlouho po formulaci mezonové teorie jaderných sil, bylo nejprve mylně ztotožňováno právě s Yukawovými částicemi. Podrobnější analýza chování pronikavých kosmických částic však ukázala, že tyto nevykazují všechny typické vlastnosti, jež se očekávaly u Yukawových mezonů. Ty by měly především silně interagovat s nukleony – např. záporně nabitý mezon zachycený v atomu by se měl rychle absorbovat v jádře, dříve než se samovolně rozpadne. Tento typ chování byl u částic Anderson-Neddermayerova typu (tj. mionů) skutečně vyloučen v případě jejich interakce s lehkými jádry.

Hideki Yukawa
1907 – 1981

Druhá světová válka na čas poněkud zbrzdila základní výzkum v této oblasti, ale už začátkem roku 1947 došlo k významnému pokroku. Donald Perkins použil k záznamu interakcí kosmického záření fotografickou emulzi a pozoroval případ, kdy dopadající záporně nabitá pomalá částice zachycená atomem emulze rozbila jeho jádro na několik fragmentů (tři z nich zanechaly pozorovatelnou stopu). Definitivní vyjasnění situace pak přinesly ještě v témž roce práce skupiny, kterou vedl Cecil Powell. Tito experimentátoři prokázali (rovněž s využitím techniky fotoemulzí), že v kosmickém záření lze identifikovat dvě různé

Cecil Powell
1903 – 1969

částice s klidovými energiemi řádově 100 MeV, přičemž jedna vzniká při rozpadu druhé z nich. Lehčí „mezon“ (objevený původně Andersonem a Neddermayerem) označili celkem logicky jako μ a těžší (což byla Yukawova částice, kterou zřejmě poprvé pozoroval Perkins) jako π. Kinematika rozpadů π-mezonu zřetelně ukazovala na to, že v koncovém stavu jsou jen dvě částice, přičemž druhý (neviditelný) rozpadový produkt je neutrální a mnohem lehčí než elektron (jak se vyjasnilo o něco později). Z toho tedy vyplynul závěr, že π se rozpadá na μ a neutrino. Tento závěr byl významně doplněn o patnáct let později, kdy se ukázalo, že toto neutrino není identické s „Pauliho neutrinem“ produkovaným v jaderném beta-rozpadu. Objev pionu a jeho hlavního rozpadového módu lze bez nadsázky označit za počátek moderní éry ve fyzice částic. Za svůj fundamentální příspěvek dostal Powell v roce 1950 Nobelovu cenu (Yukawa ji získal již rok předtím). Poznamenejme ještě, že z nejjednodušší verze teorie Yukawova typu přirozeně plynulo, že mezon π musí mít nulový spin; tato předpověď byla experimentálně potvrzena v roce 1951.

Pokud jde o původní terminologii, je třeba zdůraznit, že název „μ-mezon“ (který se občas vyskytne i v některých současných textech) je dnes již zastaralý a nevhodný. Důvod spočívá v zavedené klasifikaci **hadronů** – to jsou částice, na něž kromě slabých a elektromagnetických sil působí také silná jaderná interakce. Hadrony se dělí na **baryony** (částice s polocelým spinem jako např. nukleony) a **mezony** (částice s celočíselným spinem). Označení mezon je tedy vyhrazeno pouze pro hadrony bosonového typu (pro pion je proto původní název π-mezon v pořádku), zatímco mion μ je fermion a patří do skupiny částic, které necítí silnou interakci – ty se nazývají **leptony** (sem patří také elektron a neutrino).

Werner Heisenberg
1901 – 1976

Původní Yukawova teorie předpokládala, že existují pouze elektricky nabité mezony π^- a π^+ (které tvoří pár částice-antičástice a mají stejnou hmotnost). V roce 1938 navrhl Nicholas Kemmer, že nabité piony $\pi^\pm$ by měly mít neutrálního partnera π^0. Jeho předpověď byla založena na tzv. **izospinové invarianci** silných interakcí – symetrii, která spojuje proton a neutron jako dva stavy nukleonu s odlišnými náboji (kdyby byla tato symetrie v reálném světě přesná, hmotnosti protonu a neutronu by se nelišily a podobně by tomu bylo i v případě nábojového tripletu pionů). Poznamenejme, že izospin je příkladem kvantového čísla spojeného s určitou **vnitřní symetrií** (tj. nikoli symetrií prostoročasu). Do jaderné fyziky byl zaveden Wernerem Heisenbergem v roce 1932 a postupně nalezl obecnější uplatnění i ve fyzice částic. Tento koncept dále rozvinul ještě ve třicátých letech zejména Eugene Wigner – o řadě dalších aplikací ideje vnitřní symetrie bude řeč později. Existence neutrálního pionu byla potvrzena na přelomu čtyřicátých a padesátých let v experimentech na jednom z prvních částicových urychlovačů moderního typu (v daném případě šlo o elektronový synchrotron postavený v kalifornském Berkeley). Pomocí primárního svazku elektronů zde bylo možno vytvořit svazek fotonů s energiemi až do několika stovek MeV a v produktech srážek fotonů s atomovými jádry terčíku pak byly identifikovány korelované páry fotonů (pomocí koincidencí ve dvou detektorech). Data souhlasila s předpokládanými dvoufotonovými rozpady $\pi^0 \to \gamma\gamma$ – takový proces se všeobecně očekával jako dominantní rozpadový mód neutrálního mezonu. Četnost produkce π^0 ve srážkách fotonů s nukleony byla přitom podobná hodnotě známé pro nabité piony. Z kvantové teorie plyne, že částice rozpadající se na dva fotony nemůže mít spin 1. Bylo tedy víceméně přirozené očekávat, že neutrální pion má nulový spin, což se během padesátých let skutečně experimentálně potvrdilo. Na začátku padesátých

Eugene Wigner
1902 – 1995

let byly také poměrně přesně určeny hmotnosti π-mezonů. Dnes víme, že klidové energie $\pi^{\pm}$ a π^0 jsou přibližně 140 MeV a 135 MeV. Jejich relativní diference tedy činí méně než 5% , což dobře koresponduje s (přibližnou) izospinovou symetrií (pro srovnání, klidové energie protonu a neutronu jsou zhruba 938,3 MeV a 939,6 MeV). Je však užitečné si uvědomit, že navzdory blízké příbuznosti $\pi^{\pm}$ a π^0 se jejich doby života liší o osm řádů: zatímco nabité piony mají střední dobu života přibližně 10^{-8} s, neutrální pion žije v průměru zhruba jen 10^{-16} s. Tento drastický rozdíl je ovšem způsoben odlišným charakterem interakcí, jež zde vstupují do hry; zatímco rozpad $\pi^{\pm}$ je způsoben slabou interakcí (produkuje se při něm neutrino!), v rozpadu π^0 na dva fotony je podstatná mnohem silnější elektromagnetická interakce.

Lze tedy říci, že v roce 1951 byl již bezpečně identifikován izospinový triplet (izotriplet) pionů π^-, π^0, π^+, který připomínal dávno známý dublet nukleonů. Po nějakou dobu se mohlo zdát, že piony jsou „srozumitelné“ částice, jejichž úlohou v přírodě je držet atomová jádra pohromadě (jako nositelé silné interakce nukleonů) a jedinou „nepochopitelnou“ částicí byl mion. Ukázalo se však, že objev pionu jakoby zároveň předznamenal otevření jakési záhadné „Pandořiny skříňky“: během padesátých let totiž v katalogu známých částic začalo povážlivě přibývat dalších příbuzných pionů či nukleonů (tj. nových mezonů a baryonů), přičemž jejich role ve stavbě okolního světa byla stejně obskurní jako role mionu.

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[3]. 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 Λ a Σ^+ (pro metastabilní baryony těžší než nukleony se dosud často užívá tradičního označení **hyperony**. Částice Λ i Σ^+ se prakticky vždy rozpadají na nukleon a pion. Krátce nato následoval hyperon Ξ^- (tzv. „kaskádní hyperon“), který se rozpadal na Λ a π^-.

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 Σ^+ a objeven hyperon označovaný dnes Σ^- (který ovšem není antičásticí Σ^+!). 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.

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

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 Λ a Σ 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.

Murray Gell-Mann
1929 –

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^+, Λ 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 $\pi^- p \to K^- \Sigma^+$, který byl v rámci Paisova modelu dovolen, ale podle Gell-Mannovy teorie je striktně zakázán (naproti tomu podobný proces $\pi^- p \to K^+ \Sigma^-$ 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

$$Q = T_3 + \tfrac{1}{2}(B + S) \tag{1}$$

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 π^-, π^0, π^+, $T_3 = -½$, +½ 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^-, $\overline{K}^0$, přičemž elektricky neutrální K^0 není totožný se svou antičásticí $\overline{K}^0$. Dále, baryony Σ^- a Σ^+ jsou umístěny do izotripletu, analogického tripletu π-mezonů. Jako neutrální partner $\Sigma^\pm$ by se na první pohled nabízel hyperon Λ, avšak jeho klidová energie 1115 MeV je poněkud malá (pro srovnání, klidové energie Σ^+, resp. Σ^- jsou 1189 MeV, resp. 1197 MeV). Tak byl předpovězen hyperon Σ^0, který by se měl rozpadat (elektromagnetickou interakcí) na Λ a foton. Σ^0 s očekávanými vlastnostmi byl skutečně objeven v roce 1955 (jeho klidová energie je 1192 MeV). Konečně, hyperon Ξ^- musí mít podivnost –2 (neboť se slabě rozpadá na Λ a π^-) 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 $K^- p \to K^0 \Xi^0$. (Poznamenejme, že bublinovou komoru vynalezl v roce 1952 Donald Glaser.) Klidové energie jsou 1321 MeV pro Ξ^- a 1315 MeV pro Ξ^0. Nesporný fenomenologický úspěch Gell-Mannovy teorie vedl během padesátých let k jejímu

Donald Glaser
1926 –

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} – 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

$$N = \sigma \cdot L \tag{2}$$

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

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 Γ, pak její střední doba života je $\tau = \hbar/\Gamma$; jelikož redukovaná Planckova konstanta $\hbar$ má hodnotu přibližně $6{,}6\times10^{-22}$ MeV s, znamená to, že šířka 6,6 MeV odpovídá době života 10^{-22} 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 Δ^{++}, Δ^{+}, Δ^{0}, Δ^{-}, 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

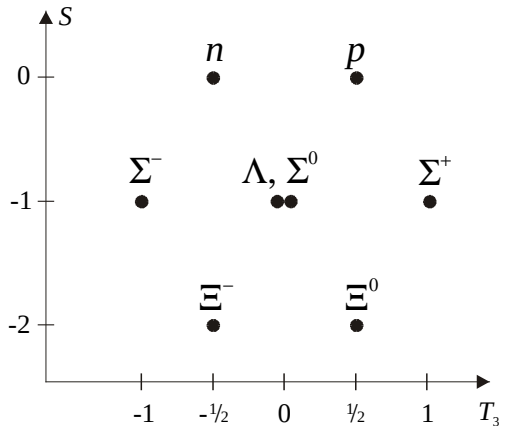
částicí. Velmi krátká doba života takové hadronové rezonance přirozeně souvisí s tím, že i její rozpad je způsoben silnou interakcí.

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 Δ, ale jinak je příbuzná hyperonům Σ (má podivnost –1 a izospin 1); dnes se proto označuje jako Σ^*, 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 ρ-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 Ξ, která se dnes označuje Ξ^*, 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 π, K, Λ, Σ atd.) a „rezonance“ (Δ, Σ^* 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 Δ (prostě proto, že podle žádného přirozeného fyzikálního kritéria nelze takovou hierarchii ve světě hadronů identifikovat).[4]

EIGHTFOLD WAY

Kolem roku 1962 bylo známo již zhruba třicet hadronů a dále jich přibývalo. Hlubší pochopení jejich systematiky tedy zřejmě vyžadovalo silnější organizační princip, než byla jednoduchá Gell-Mann – Nishijimova formule. Ve spektru hmotností pozorovaných hadronů bylo skutečně možno pozorovat určité pravidelnosti, jež přesahovaly rámec izospinových multipletů. Příkladem může být oktet p, n, Λ, Σ^-, Σ^0, Σ^+, Ξ^-, Ξ^0 (viz obr. 1), v němž rozdíly hmotností baryonů s odlišnou podivností jsou sice zřetelně větší než hmotnostní diference uvnitř izomultipletů, ale lze je stále ještě považovat za dostatečně malé, neboť činí maximálně jen asi 35% typické klido-



Obr.1 Základní oktet baryonů se spinem ½.

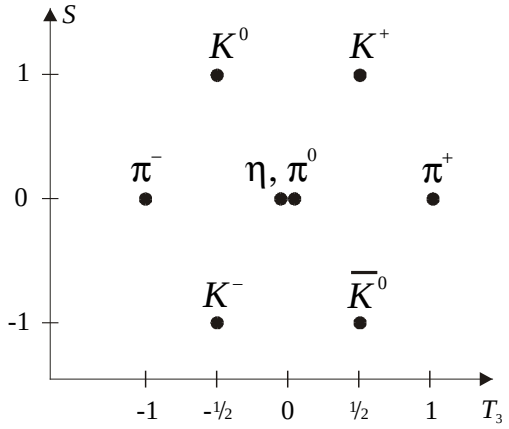
[4] Stojí snad také za zmínku, že fenomenologická „hadronová demokracie“ byla základem tzv. teorie „bootstrapu“, kterou na začátku šedesátých let navrhl Geoffrey Chew. Kvarkový model, o němž bude řeč dále, tuto teorii nakonec zcela vytlačil na okraj zájmu částicových fyziků. Zdá se však, že její idea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

vé hmotnosti baryonu. Podobná situace nastává také v případě skupiny baryonových rezonancí Δ, Σ^* a Ξ^*. Jako hlubší organizační princip hadronového světa tedy byla žádoucí nějaká (přibližná) vnitřní symetrie, která by v sobě zahrnovala izospin i podivnost. Takovou symetrii navrhli už v roce 1961 nezávisle na sobě Murray Gell-Mann a Yuval Ne'eman; formálně se označuje jako $SU(3)$ a zejména dříve se často nazývala prostě „unitární symetrie“, neboť se realizuje pomocí speciálních unitárních matic 3×3 (poznamenejme, že izospinu podobně odpovídá symetrie $SU(2)$). Diskuse přesného matematického obsahu těchto pojmů a označení vychází za rámec našeho populárního přehledu a proto od ní upouštíme; v dalším se soustředíme spíše na praktické důsledky a předpovědi Gell-Mann – Ne'emanovy teorie.

Symetrie $SU(3)$ byla zajímavá právě proto, že automaticky vedla k existenci oktetů ve spektru hadronů. Pozorované hmotnostní diference pro reálné baryony ovšem jasně ukazovaly, že tato symetrie nemůže být v přírodě úplně přesná (podobně jako není zcela přesná izospinová symetrie) a bylo tedy třeba formulovat nějaký realistický model jejího narušení. Gell-Mann a Ne'eman tak učinili pomocí specifických algebraických pravidel pro dodatečné (nesymetrické) příspěvky k silné interakci a jejich teorie přibližné unitární symetrie pak umožňovala odvodit např. některé jednoduché vztahy mezi hmotnostmi částic v multipletech. Jedním z nejznámějších příkladů je tzv. Gell-Mann – Okubova relace

$$\tfrac{1}{2}(m_N + m_\Xi) = \tfrac{1}{4}(3m_\Lambda + m_\Sigma) \tag{3}$$

která – jak se čtenář může přesvědčit – skutečně platí s přesností lepší než 1% (ve formuli (3) figurují střední hmotnosti baryonových izomultipletů; např. m_N je střední hmotnost nukleonu $(m_p + m_n)/2$ atd.). K jiné mimořádně významné předpovědi takového typu se vrátíme později. V roce 1962 byl také objeven poslední chybějící člen oktetu mezonů se spinem 0 (viz obr. 2) – elektricky neutrální částice označovaná dnes jako η. Teorie unitární symetrie tak získala další bod. Tento mezon má klidovou energii 547 MeV a podobně jako neutrální pion má poměrně krátkou dobu života, řádově 10^{-19} s (jeho rozpad způsobuje převážně elektromagnetická interakce). Má izospin 0 (tj. je to „izosinglet“) a je tedy v jistém smyslu protějškem hyperonu Λ z baryonového oktetu; jeho podivnost je ovšem rovna nule, ve shodě s Gell-Mann – Nishijimovou formulí (1). Rozdíly hmotností v mezonovém oktetu jsou evidentně daleko výraznější než je tomu v případě baryonů; fyzika mezonů je v tomto ohledu skutečně dost komplikovaná, ale i zde je možno za jistých dodatečných předpokladů odvodit formuli typu (3). Ta má tvar



Obr.2 Základní oktet mezonů se spinem 0.

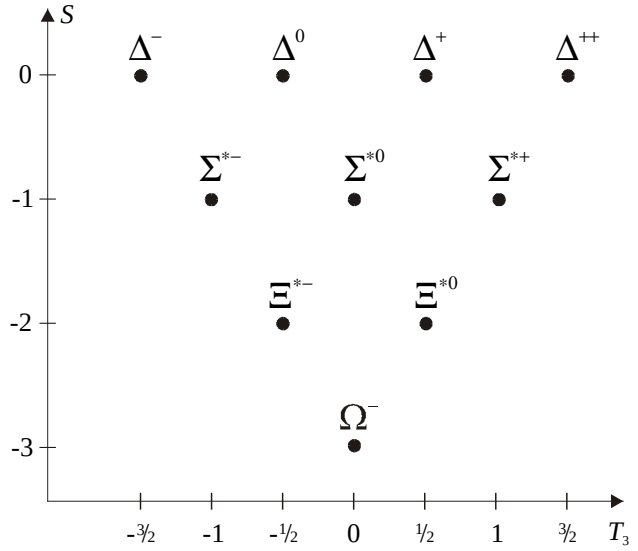
$$3m_\eta^2 = 4m_K^2 - m_\pi^2 \tag{4}$$

(čtenář se opět může přesvědčit, že skutečně platí s přesností několika procent).

Přibližná symetrie $SU(3)$ sama o sobě předpovídá kromě oktetů celou řadu dalších multipletů, např. s počtem členů 1, 3, 6, 10, 15, 24, 27, atd. Pozoruje se však pouze několik málo z nich – v každém případě, v roce 1962 byla prokázána pouze existence baryonového a mezonového oktetu a devět rezonancí typu Δ, Σ^* a Ξ^* naznačovalo příslušnost k nějakému většímu zatím neúplnému multipletu. Vzhledem k tomu, že primárním empirickým základem unitární symetrie byl baryonový oktet, Gell-Mann a Ne'eman ve své teorii od začátku předpokládali, že základním „stavebním prvkem“ hadronového spektra je právě oktet, tj. že další multiplety

se dostanou pouze kombinací oktetů. Takto lze dostat singlet, další oktet, dále dekuplet a konečně 27- plet (pro matematicky založeného čtenáře poznamenejme, že se zde jedná o rozklad tenzorového součinu dvou oktetových reprezentací *SU*(3) na ireducibilní reprezentace). Tento model byl svými autory později nazván **eightfold way**[5]. Pozorované baryonové rezonance se spinem 3/2 tedy mohly patřit buď do dekupletu nebo do 27-pletu (druhá možnost by podle teorie znamenala také existenci baryonů s kladnou podivností, pro něž ale nebyla žádná experimentální evidence).

Rozhodující podnět přinesla mezinárodní „rochesterská“ konference o fyzice vysokých energií, jež se v roce 1962 konala v Ženevě (v Evropském centru fyziky částic CERN). V poznámce z pléna, v níž reagoval na aktuální experimentální situaci, Gell-Mann vyslovil domněnku, že pozorované baryonové rezonance patří do dekupletu (viz obr.3) a okamžitě předpověděl základní vlastnosti jeho desátého člena, včetně klidové hmotnosti. Teorie přibližné symetrie *SU*(3) dává pro hmotnosti v dekupletu obzvláště jednoduchou predikci, totiž že jejich spektrum je „ekvidistantní“ v závislosti na podivnosti: rozdíl hmotností Σ^* a Δ je přibližně stejný jako rozdíl mezi Ξ^* a Σ^* a ten by měl být stejný jako rozdíl hmotností desáté částice a Ξ^*. Na základě známých rozdílů 1385 – 1232 = 153 a 1530 – 1385 = 145 (viz data uvedená v předchozí kapitole) bylo tedy možno předpovědět pro klidovou energii posledního člena dekupletu hodnotu zhruba 1680 MeV. Předpověděná částice, označená jako Ω^-, měla mít podivnost –3, izospin 0, elektrický náboj –1 a spin 3/2. Součástí Gell-Mannovy předpovědi byl také poněkud překvapivý závěr, že Ω^- by se měla rozpadat *slabou* interakcí – nejlehčí koncový stav s podivností –3, který by jinak připadal v úvahu, je totiž $\Lambda\overline{K}^0K^-$ s klidovou energií větší než 2100 MeV (je třeba respektovat zachování baryonového čísla). Znamenalo to tedy, že Ω^- by ve skutečnosti měla být „částice“ a nikoli „rezonance“ (v duchu terminologie, kterou jsme vysvětlili v předchozí kapitole). Ke stejným závěrům dospěl (na téže konferenci) nezávisle také Ne'eman.

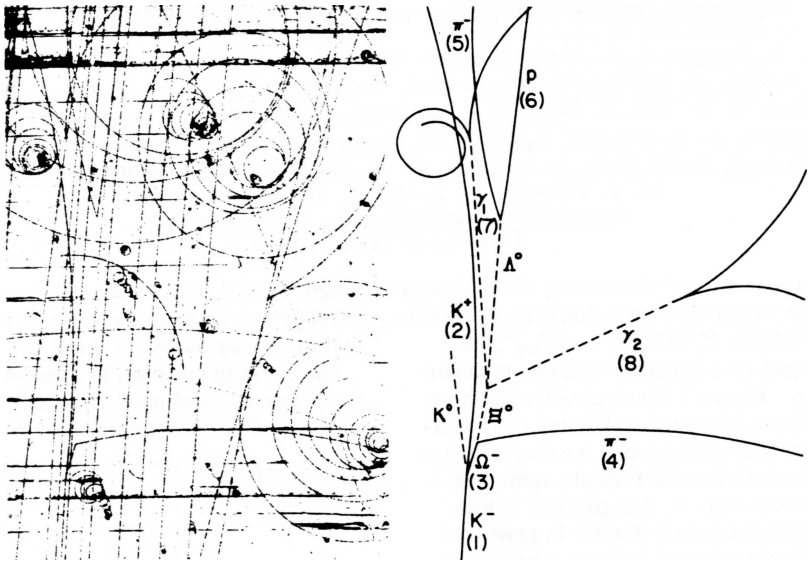


Obr.3 Dekuplet baryonů se spinem 3/2.

Po ženevské konferenci měli tedy experimentátoři výraznou motivaci pro hledání nového baryonu, který by se slabě rozpadal na systém s podivností –2. Pátrání probíhalo nezávisle v několika laboratořích, v Evropě (CERN) i v USA. Začátkem roku 1964 byla částice Ω^- s předpověděnými vlastnostmi skutečně nalezena v Brookhavenu týmem, který vedl Nicholas Samios (detekčním zařízením byla vodíková bublinová komora). Produkovala se (v jednom pozorovaném případě) ve srážkách svazku negativních kaonů s protony v procesu

$$K^-p \rightarrow \Omega^-K^+K^0$$

[5] Název parafrázuje známé označení jednoho z hlavních principů buddhismu. V českém překladu by to bylo doslova „osminásobná cesta“ nebo „osmidílná cesta“, ale žádný z těchto ekvivalentů není příliš šťastný a v domácí odborné terminologii se neujal; nejpřiléhavější by asi byl prozaický termín „oktetový model“.



Obr.4 Případ produkce a následného rozpadu baryonu Ω^- : snímek z bublinové komory a odpovídající schéma.

a koncový stav se rozpadal v sekvenci $\Omega^- \to \Xi^0 \pi^-$, $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$, $\Lambda \to p\pi^-$. Neutrální pion byl přitom detekován pomocí rozpadu na dva fotony (viz obr.4). Signatura procesu byla natolik jasná, že nebylo třeba čekat na identifikaci dalších případů takového typu – jiná interpretace než produkce Ω^- byla prakticky vyloučena. Tento výsledek byl skutečným triumfem pro teorii i pro experiment. Zpráva o objevu doslova obletěla svět a tehdejší snímek z brookhavenské bublinové komory lze dnes najít v řadě učebnic. Podle současných tabulek má Ω^- klidovou energii 1672 MeV a střední dobu života přibližně $0{,}8\times10^{-10}$ s. Je zajímavé, že ačkoli má tento baryon „čtyřhvězdičkový status“ (tj. nejvyšší možný), jeho spin se dosud nepodařilo přímo experimentálně určit. Jelikož však Ω^- jinak dokonale zapadá do dnes už všeobecně přijaté klasifikace hadronů, předpověděná hodnota 3/2 se bere jako platná mimo jakoukoli rozumnou pochybnost.

KVARKY A LEPTONY V ŠEDESÁTÝCH LETECH

Téměř současně s experimentálním objevem Ω^- byla teorie přibližné unitární symetrie reformulována způsobem, který dal pozorovaným mezonovým a baryonovým multipletům mnohem názornější základ než původní „eightfold way“. Gell-Mann a nezávisle na něm George Zweig postulovali, že hadrony jsou tvořeny jednoduchými kombinacemi elementárních konstituentů, které odpovídají tripletu (resp. anti-tripletu) $SU(3)$, přičemž z nějakých důvodů se tyto fundamentální objekty nepozorují jako volné částice – jsou prostě uvnitř mezonů a baryonů trvale „uvězněny“. Gell-Mann dal těmto hypotetickým konstituentům bizarní název **kvarky** (v angl. originále „quarks“ podle knihy Jamese Joyce *Finnegans Wake*, v níž se vyskytuje záhadná věta „Three quarks for Muster Mark“) a Zweig je nazval „esa“ (v angl. „aces“). Zweigova práce nakonec nebyla publikována v časopisecké podobě a jím navrhovaný název se neujal. Gell-Mann svou práci publikoval v evropském časopise Physics Letters (možná z obavy, že poněkud „vznešenější“ americký Physical Review Letters by ji mohl zamítnout) a jak dnes dobře víme, jeho kvarky, označené *u* (up), *d* (down) a *s* (strange), po nějaké době zdomácněly i v důstojných učebnicích – navzdory tomu, že tento poněkud komický název budil zpočátku pravděpodobně ještě silnější odpor než kdysi v padesátých letech termín podivnost.

V Gell-Mannově modelu jsou baryony vytvořeny ze tří kvarků a mezony z kvarku a antikvarku, přičemž každý kvark nese spin 1/2 (pak totiž dostaneme automaticky baryony se spinem 1/2 nebo 3/2 a mezony se spinem 0 nebo 1). Poněkud neobvyklé jsou hodnoty jejich elektrického náboje: pro kvark *u* je to +2/3, pro *d* a *s* shodně -1/3 (vše v jednotkách kladného elementárního náboje). Tato volba ovšem reprodukuje náboje známých hadronů, neboť např. proton má kvarkové složení *uud*, neutron *udd*, hyperon Λ *uds*, mezon K^+ *us*, atd. Kvarky *u*, *d*

tvoří izospinový dublet (odtud také pochází jejich označení) a mají nulovou podivnost, zatímco *s* je izospinový singlet a nese podivnost –1. Podivnost daného hadronu tedy jednoduše vyjadřuje počet *s*-kvarků či antikvarků v něm obsažených; speciálně, enigmatický baryon Ω^- s podivností –3 má kvarkové složení *sss*. Kvarkový model spolu s algebraickými pravidly symetrie *SU*(3) také vede k závěru, že baryony (které jsou vytvořeny kombinací tří tripletů) mohou patřit do oktetu, dekupletu nebo singletu, zatímco mezony (jakožto kombinace tripletu a anti-tripletu) se mohou vyskytovat v podobě oktetu nebo singletu. O oktetech a dekupletu už zde byla řeč a pro úplnost je tedy třeba dodat, že singlety *SU*(3), tj. „osamělé“ hadrony se rovněž pozorují: v případě mezonů je to např. částice se spinem 0 označovaná jako $\eta'(980)$ a mezi baryony lze za singlet považovat rezonanci se spinem 1/2 označovanou jako $\Lambda(1405)$.

Jak už bylo řečeno, Gell-Mann – Zweigův model prostě předpokládal, že volné kvarky se v přírodě nevyskytují – skutečně, navzdory úsilí experimentátorů nebyla nikdy pozorována částice nesoucí zlomek elementárního náboje. Sám Gell-Mann ve své původní práci charakterizoval kvarky jako „matematické částice“, takže mnozí je zpočátku chápali spíše jako určitou mnemotechnickou pomůcku pro klasifikaci baryonů a mezonů než jako reálné fyzikální objekty. V této retrospektivě lze skutečně konstatovat, že kvarky definitivně získaly status fyzikálních částic zhruba až v polovině sedmdesátých let, v souvislosti s dalším podstatným prohloubením experimentálních poznatků o vlastnostech a chování hadronů. Dynamický princip, který podle současných představ správně určuje síly působící mezi kvarky, byl definitivně formulován v roce 1973 a zmíníme se o něm později. Na tomto místě jen poznamenejme, že problému „uvěznění kvarků“ bylo v uplynulých letech věnováno mnoho úsilí a teoretické argumenty objasňující původ tohoto pozoruhodného jevu se dnes všeobecně přijímají s velkou důvěrou; zcela exaktní důkaz však nebyl dosud podán.

V každém případě, formulace kvarkového modelu znamenala od samého začátku radikální „obnovení pořádku“ v systematice subatomových částic. Baryony a mezony, jejichž počet neustále rostl, bylo možno interpretovat jako objekty složené z malého počtu jednodušších konstituentů a pojem „elementární částice“ tak v hadronovém sektoru mikrosvěta získal kvalitativně nový obsah: proton, neutron, atd. ztratily status fundamentálních částic, zatímco kvarky *u*, *d* a *s* se daly považovat za stejně elementární jako např. elektron. Původní algebraická pravidla přibližné unitární symetrie bylo přitom možno jednoduše přeložit do přirozeného jazyka kvarkového modelu (narušení symetrie odpovídá rozdílným hmotnostem kvarků *u*, *d* a *s*) a předchozí správné předpovědi teorie „eightfold way“ se automaticky reprodukovaly. Ve druhé polovině šedesátých byl kvarkový model – jako názorný základ přibližné symetrie *SU*(3) – postupně akceptován značnou částí komunity částicových fyziků a Gell-Mann získal za svůj mimořádný přínos k nové systematice hadronů a jejich interakcí Nobelovu cenu v roce 1969.

V padesátých a šedesátých letech došlo také k významnému pokroku ve fyzice leptonů, konkrétně v identifikaci a rozlišení neutrin produkovaných v různých rozpadových procesech. Začněme od neutrina (resp. antineutrina), které podle původní Pauliho hypotézy vzniká při jaderném beta-rozpadu. To bylo od poloviny třicátých let celkem běžně uznáváno jako reálná fyzikální částice (zejména proto, že přirozeně figurovalo ve fenomenologicky úspěšné Fermiho teorii slabé interakce), ale na přímé experimentální potvrzení jeho existence bylo třeba čekat poměrně dlouho. Prokázat existenci neutrina totiž znamená detekovat nějakou reakci vyvolanou jeho srážkou s jinou částicí a takové procesy jsou velmi vzácné; působí zde pouze slabá interakce a příslušné účinné průřezy mají v relevantní oblasti energií nepatrnou velikost (jsou typicky o 10 až 12 řádů menší než v případě silné interakce). Prvenství v řešení tohoto obtížného experimentálního problému dosáhli Clyde Cowan a Frederick Reines, kteří jako vydatný neutrinový zdroj použili jaderný reaktor v Savannah River (stát South Carolina, USA). Uvnitř reaktoru se

Frederick Reines
1918 – 1998

produkuje velké množství antineutrin v beta-rozpadech štěpných produktů bohatých na neutrony a Cowan a Reines byli schopni pozorovat proces srážky antineutrina s protonem, v němž se produkoval pozitron a neutron, tj. reakci

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^{+}$$

Ve finální zdokonalené verzi svého experimentu přitom koncové částice detekovali v koincidenci (při anihilaci pozitronu vznikal fotonový pár, jenž dával signál v kapalném scintilátoru a neutron se identifikoval prostřednictvím fotonu vyzářeného po jeho záchytu v kadmiu). Výsledky pozorování publikovali v roce 1958 (předběžný signál probíhající reakce měli už o dva roky dříve) a Reines získal za tento důmyslný experiment Nobelovu cenu v roce 1995 (Cowan se jejího udělení nedožil).

Neutrino se ovšem produkuje např. také v rozpadech nabitých pionů a v naprosté většině případů přitom zároveň vzniká mion (relativní četnost produkce elektronu je jen asi 0,01 %). Poznamenejme, že potlačení „elektronového módu“ je určeno poměrem m_e^2/m_μ^2 a má svůj přirozený původ v určitých charakteristických vlastnostech slabé interakce, o nichž bude řeč v 7. kapitole. Na konci padesátých let byla celkem populární hypotéza, že neutrino produkované slabou interakcí spolu s mionem je odlišné od toho, které vzniká v beta-rozpadu. Takové podezření bylo motivováno zejména identifikací dominantního rozpadu mionu (na elektron a dvě neutrina) a nápadnou absencí některých dalších – jinak zcela přijatelných – rozpadových módů: jak jsme již naznačili dříve, jedno možné schéma, které tyto empirické poznatky přirozeně vysvětlovalo, předpokládalo separátní zachování leptonového náboje elektronového a mionového typu a v důsledku toho odlišení „elektronového neutrina“ ν_e a „mionového neutrina“ ν_μ. (Aby nevzniklo nedorozumění, zdůrazněme, že leptonový náboj se v takovém schématu zachovává i v rozpadech pionu, ale výše zmíněná dominance „mionového módu“ s tímto zákonem zachování samozřejmě nijak nesouvisí.)

Experimentální test odlišnosti ν_e a ν_μ vyžaduje podrobné studium srážek neutrin, pocházejících z rozpadů pionů (nebo kaonů), s nukleony – konkrétně jde o přesnou identifikaci nabitých leptonů produkovaných v takových reakcích. Pokud počáteční neutrino skutečně nese leptonový náboj mionového typu a ten se v interakci zachovává, budou se produkovat pouze miony. Kdyby ovšem existoval jen jeden typ neutrina, vznikal by při jeho srážce s nukleonem zhruba se stejnou pravděpodobností elektron i mion (účinné průřezy těchto reakcí totiž jen slabě závisí na hmotnostech leptonů). Tento myšlenkový experiment, který nezávisle na sobě navrhli Bruno Pontecorvo a Melvin Schwartz, je koncepčně jednoduchý, ale jeho praktická realizace je značně obtížná. Problém je opět v tom, že vzhledem k malým účinným průřezům pro slabé interakce je zapotřebí nejen velký detektor, ale především dostatečně intenzívní zdroj vysokoenergetických neutrin. V daném případě jej může poskytnout protonový urychlovač, který produkuje (ve srážkách primárního svazku s terčíkem) hojné množství sekundárních pionů a kaonů a z jejich rozpadů za letu pak vznikají neutrina a antineutrina. Neutrinový svazek s patřičnými parametry umožnily vytvořit až první urychlovače nové generace (založené na principu tzv. silné fokusace), které dávaly protony s energií citelně větší než 10 GeV a byly v letech 1959 a 1960 dokončeny v CERN a v Brookhavenu.

Melvin Schwartz
1932 –

Tým z Brookhavenu, který pracoval na urychlovači AGS (Alternating Gradient Synchrotron) s primárním svazkem protonů s energií 15 GeV, oznámil první pozorování neutrinových interakcí v roce 1962. Vzhledem k jejich předpokládané nepatrné četnosti bylo velmi důležité docílit maximální redukce pozadí k hledaným případům v detektoru. Pro představu o měřítku takového experimentu snad stojí za zmínku, že součástí odstínění byla také železná stěna o tloušťce 13,5 m (materiál na její stavbu pocházel z vyřazených křižníků amerického

Leon Lederman
1922 –

Jack Steinberger
1921 –

válečného námořnictva) a jako detektor sloužila desetitunová jiskrová komora. Eliminace pozadí a výběr relevantních případů představovaly komplikovanou záležitost, ale čistým výsledkem analýzy získaných dat byl závěr, že nabité leptony produkované v neutrinových interakcích jsou prakticky pouze miony. To byl tedy přímý důkaz existence dvou různých neutrin ν_e a ν_μ . Tři členové brookhavenského týmu – Leon Lederman, Melvin Schwartz a Jack Steinberger – získali za tento fundamentální výsledek Nobelovu cenu v roce 1988. Dodejme jen, že zmíněný experiment svým významem ve skutečnosti daleko přesáhl rámec řešení původního problému identity neutrina. Otevřel totiž celý nový směr ve fyzice vysokých energií, neboť svazky mionových neutrin produkované výkonnými urychlovači se v následujících letech staly jedním z klíčových prostředků výzkumu v této oblasti a studium neutrinových interakcí mělo rozhodující význam pro další rozvoj částicové fyziky.

Shrneme-li všechny předchozí úvahy, můžeme říci, že ve druhé polovině šedesátých let se obnovil poměrně jednoduchý obraz mikrosvěta. Za elementární částice se daly považovat tři kvarky u, d, s, čtyři leptony e, ν_e , μ, ν_μ a ovšem také foton γ. Obecným rysem systému byla předpokládaná (přesněji řečeno předpověděná) existence odpovídajících antičástic. Stojí za to připomenout, že tato univerzální předpověď skutečně byla – po průkopnickém objevu pozitronu ve třicátých letech – dále brilantně potvrzena v padesátých a šedesátých letech pozorováním **antibaryonů** (o antičásticích ve spektru mezonů jsme se již zmínili dříve). Mimořádně důležitý byl v tomto ohledu objev **antiprotonu** v roce 1955 na urychlovači Bevatron v kalifornském Berkeley (Emilio Segrè a Owen Chamberlain za něj dostali Nobelovu cenu v roce 1959) a brzy po něm následovaly další. V této souvislosti je třeba poznamenat, že baryony sice nejsou z hlediska kvarkového modelu elementární částice, ale existenci antibaryonů – objektů složených ze tří antikvarků – je přirozené očekávat (totéž ovšem platí také o celých antiatomech a dalších objektech „antihmoty“).

Emilio Segrè
1905 – 1989

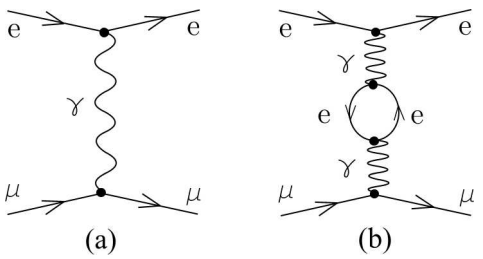
Owen Chamberlain
1920 –

Představa o spektru elementárních fermionů (kvarků a leptonů) byla tedy už v šedesátých letech koncepčně blízká současnému standardnímu modelu. Foton hrál roli „prostředníka“ elektromagnetické interakce v rámci jejího kvantového popisu, stejně jako dnes. V kvantové teorii slabých a silných interakcí elementárních částic však došlo na konci šedesátých let a během sedmdesátých let k dramatickému vývoji, který vedl především k rozšíření spektra „nositelů“ fundamentálních sil – bosonů s jednotkovým spinem, které jsou blízkými příbuznými fotonu. Poněkud nečekaně přitom přibylo i fundamentálních fermionů, z nichž některé byly předpovězeny na základě teoretických úvah. Ve zbytku tohoto přehledu popíšeme historii odhalování podstaty fundamentálních interakcí a s ní související postupné rozšíření katalogu elementárních částic až do podoby známé dnes. Uvidíme přitom, že vznik a „konsolidace“ současného standardního modelu mikrosvěta (v období od konce šedesátých let až po samotný konec 20. století) je fascinujícím příkladem souhry a vzájemného ovlivňování teorie a experimentu.

Chceme-li objasnit základní principy dnešního standardního modelu, musíme začít stručnou rekapitulací kvantové teorie elektromagnetických sil – **kvantové elektrodynamiky** – která v mnoha ohledech sloužila jako vzor při formulaci moderních teorií slabých a silných interakcí. Kvantová elektrodynamika (v dalším budeme často užívat všeobecně rozšířené anglické zkratky QED) vznikla už na přelomu dvacátých a třicátých let 20. století, brzy po kvantové mechanice, ale svou moderní podobu dostala až asi o dvacet let později. Poněkud formálně řečeno, QED je teorie kvantovaného elektromagnetického pole (jemuž odpovídají fotony), interagujícího s nabitými částicemi – např. s elektrony a pozitrony. Nabité částice se přitom také interpretují jako kvanta určitého pole; to však nemá klasickou fyzikální analogii jako pole elektromagnetické. Rovnice QED nelze řešit přesně a je třeba se uchýlit k přibližným metodám. Nejznámější takovou metodou, ostatně běžně užívanou ve všech modelech kvantové teorie, je tzv. **poruchový rozvoj**. Ten je založen na představě, že příslušná interakce je dostatečně slabá a její efekt lze přibližně započítat jako relativně malou korekci k volnému pohybu částic. Vyjádřeno matematicky to znamená, že síla interakce (chápané jako „porucha“ ve volném pohybu) je charakterizována nějakým malým parametrem a přibližné hodnoty fyzikálně zajímavých veličin – jako je třeba účinný průřez rozptylu nebo rozpadová pravděpodobnost – se vyjadřují pomocí systematického rozvoje v mocninách takového parametru. Jednotlivé členy mocninné řady lze přitom v rámci kvantové teorie pole spočítat v zásadě vždy, pomocí více či méně technicky komplikovaného algoritmu. V kvantové elektrodynamice je charakteristickým (bezrozměrným) malým parametrem tzv. konstanta jemné struktury, $\alpha = \tilde{e}^{\,2}/\hbar c$ (název má původ v atomové spektroskopii), jejíž numerická hodnota je blízká 1/137. Samotná síla elektromagnetické interakce kvantovaných polí je úměrná elementárnímu náboji e a poruchový rozvoj je proto přirozeně uspořádán v mocninách $\sqrt{\alpha}$.

Richard Feynman
1918 – 1988

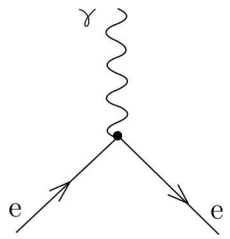
Moderní verze QED je neodmyslitelně spojena s univerzálním „obrázkovým písmem“ kvantové teorie pole – **Feynmanovými diagramy** (grafy), které, jak sám název napovídá, vynalezl jeden z nejpopulárnějších fyziků dvacátého století Richard Feynman. Tato technika spočívá v grafické reprezentaci matematických výrazů, které vznikají při výpočtech v rámci poruchového rozvoje. Přesněji řečeno – použijeme-li formálního jazyka kvantové teorie – konkrétní Feynmanův diagram pro určitý proces (např. rozptyl nebo rozpad) představuje dílčí příspěvek k “elementu *S*-matice“, který obecně dává „amplitudu pravděpodobnosti“ toho, že k uvažovanému procesu dojde (označení *S* pochází od anglického, resp. německého výrazu pro rozptyl, „scattering“, resp. „Streuung“). Kvadrát absolutní hodnoty elementu *S*-matice pak podle standardního pravidla kvantové teorie vyjadřuje pravděpodobnost daného procesu a z ní lze poměrně jednoduše dostat relevantní experimentálně měřitelnou veličinu jako je např. účinný průřez. Konkrétní Feynmanův graf vždy odpovídá určitému řádu poruchového rozvoje (tj. určité mocnině příslušného malého parametru) a úplný element *S*-matice odpovídající uvažovanému procesu je formálně součtem všech relevantních diagramů (rozumí se ve všech řádech). Sečíst všechny diagramy pro daný proces je ovšem nadlidský úkol, protože jich zpravidla přispívá nekonečně mnoho (s rostoucím řádem poruchového rozvoje přitom jejich počet dramaticky roste). Pro přibližný výpočet však naštěstí obvykle stačí omezit se na několik prvních řádů nebo dokonce jen na nejnižší z nich – technika Feynmanových diagramů se pak stává skutečně praktickým a efektivním nástrojem kvantové teorie pole.



Obr.5 Příklady Feynmanových diagramů v kvantové elektrodynamice:
(a) stromový diagram 2. řádu
(b) diagram 4. řádu s jednou uzavřenou smyčkou.

Příklady Feynmanových diagramů kvantové elektrodynamiky jsou uvedeny na obr.5. Oba odpovídají procesu pružného rozptylu elektronu a mionu (připomeňme, že termínem „pružný rozptyl“ obecně označujeme proces, kde v počátečním i koncovém stavu figurují stejné částice). Vnější linie znázorňují počáteční a koncové částice – zde tedy elektron a mion před srážkou a po srážce. Vlastní elektromagnetické interakci odpovídá vrchol (tj. uzlový bod diagramu), v němž se setkávají dvě (plné) linie nabitých částic a jedna (vlnitá) linie fotonu. V daném případě jde o foton „virtuální“, neboť zde nefiguruje jako fyzikální částice v počátečním nebo koncovém stavu. Diagram (a) má dva vrcholy a odpovídá druhému řádu poruchového rozvoje, zatímco (b) z analogického důvodu reprezentuje příspěvek čtvrtého řádu.

Hlavní půvab Feynmanových diagramů spočívá v tom, že na jedné straně formálně reprezentují určité matematické výrazy (které lze napsat na základě několika poměrně jednoduchých pravidel), ale zároveň jakoby znázorňují konkrétní mechanismus průběhu uvažovaného procesu. Např. diagram (a) na obr.5 lze slovně popsat jako vyzáření virtuálního fotonu počátečním elektronem a jeho následnou absorpci mionem. Foton přitom nese čtyřhybnost (tj. energii a hybnost), která je dána zákony zachování ve vrcholech diagramu; energie a hybnosti nabitých částic se tedy v důsledku interakce změní odpovídajícím způsobem. Tento graf také představuje nejjednodušší ilustraci často užívaného tvrzení (o němž jsme se již zmínili dříve), že v kvantové teorii je elektromagnetická interakce popsána „výměnou fotonu“. Diagram (b) znázorňuje komplikovanější „virtuální průběh“ stejného fyzikálního procesu, kdy mezi emisí a absorpcí vyměňovaného fotonu ještě dojde ke vzniku a následnému zániku elektron-pozitronového páru. Je zřejmé, že analogicky lze nakreslit dalších několik diagramů čtvrtého řádu a libovolný počet diagramů reprezentujících vyšší řády poruchového rozvoje – v zásadě jde pouze o přidávání dalších vrcholů a vnitřních linií k základnímu grafu na obr. 5(a). Při konstrukci lze ovšem užívat jen základní interakční vrchol QED, který je pro větší přehlednost reprodukován na obr.6.



Obr.6 Interakční vrchol pro Feynmanovy diagramy v QED

Jazyk Feynmanových grafů, který vznikl na konci čtyřicátých let, nepochybně významně stimuloval rozvoj moderní kvantové teorie pole a hlavně zpřístupnil tuto abstraktní a obtížnou disciplínu poměrně širokému okruhu fyziků (včetně experimentátorů). Symbolika diagramů je skutečně velmi přehledná a sugestivní, ale tím spíš je na místě varování před zjednodušujícími laickými interpretacemi. Jde zejména o výše zmíněnou charakterizaci elektromagnetické interakce jako „výměny fotonu“. Taková populární představa samozřejmě pouze reflektuje strukturu Feynmanových diagramů a není možno brát ji příliš doslova. „Vyměňovaný foton“ je obecně virtuální (tj. nikoli reálný) a jeho energie a hybnost jsou dány pouze zákony zachování ve vrcholech diagramu; spočteme-li formálně (pomocí standardního vztahu relativistické kinematiky) kvadrát jeho hmotnosti, můžeme dostat v podstatě libovolnou (třeba i zápornou) hodnotu. Striktně vzato, vnitřní linie diagramu vždy reprezentuje matematickou veličinu zvanou „propagátor“ (určitého kvantovaného pole); v diagramech na obr.5 figurují takové linie jak pro elektromagnetické, tak i elektron-pozitronové pole.

V běžné řeči se přitom obvykle mluví o propagátoru fotonu, elektronu apod. Dodejme ještě, že vnějším liniím odpovídají, zhruba řečeno, kvantově-mechanické vlnové funkce počátečních a koncových částic. V této souvislosti stojí také za zmínku, že výměna virtuálního fotonu v diagramu na obr.5(a) je v limitním „kvazistatickém“ případě matematicky ekvivalentní interakci nabitých částic prostřednictvím dobře známého Coulombova potenciálu (takovou korespondenci lze ovšem očekávat, neboť kvantová elektrodynamika by měla obsahovat předchozí jednodušší teorie jako mezní případ).

Podle výpočetní složitosti lze Feynmanovy diagramy rozdělit na dvě základní kategorie. Do první z nich patří ty, jež neobsahují uzavřené smyčky vnitřních linií (jako příklad může sloužit obr.5(a)); v technickém žargonu se nazývají „stromové diagramy“. Podle standardních pravidel lze jejich příspěvky vyjádřit čistě algebraickými operacemi, obecně řečeno násobením matic. Do druhé kategorie patří diagramy s uzavřenými smyčkami (viz např. obr.5(b)). Při výpočtu příspěvku takového grafu je zapotřebí – kromě jednoduché algebry – také integrace přes čtyřhybnost virtuální částice ve smyčce (ta může nabývat libovolné hodnoty, neboť zákony zachování ve vrcholech ji neurčují). To je ale v mnoha případech kámen úrazu, neboť i pro nejjednodušší diagramy s jednou uzavřenou smyčkou je takový integrál obvykle divergentní, tj. má formálně nekonečnou hodnotu. Typicky je to způsobeno chováním integrovaného výrazu pro velké hodnoty energií a hybností virtuálních částic ve smyčce a proto se v takovém případě mluví o “ultrafialové divergenci“ (velká hodnota energie odpovídá vysoké ekvivalentní frekvenci). Divergence ve vyšších řádech poruchového rozvoje byly odhaleny již na začátku třicátých let, tj. dávno před vznikem metody Feynmanových diagramů (jedním z prvních teoretiků, kteří na ně při výpočtech narazili, byl Robert Oppenheimer, známý spíše jako pozdější tvůrce americké nukleární bomby). Tyto technické potíže, jež se zpočátku jevily jako fatální nebezpečí pro celý koncept kvantové teorie pole, se naštěstí podařilo úspěšně vyřešit koncem čtyřicátých let, kdy byla formulována procedura známá jako **renormalizace**. Podrobnější diskuse tohoto důležitého pojmu by daleko přesáhla rámec našeho pojednání a omezíme se proto jen na několik stručných poznámek.

Při renormalizaci jde v zásadě o změnu interpretace některých parametrů vcházejících původně do výpočtu, jako je např. hmotnost a náboj elektronu (resp. mionu atd.). Tak například část příspěvku diagramu na obr. 5(b) lze chápat jako opravu k původnímu „holému“ náboji a všechny výsledky pak vyjádřit pomocí fyzikálního náboje, jehož hodnota se měří. V této souvislosti je také přirozené definovat „efektivní náboj“ závislý na hybnosti virtuálního fotonu, emitovaného při interakci odpovídající podmínkám měření. Poněkud názorněji lze takový efektivní náboj brát jako závislý na vzdálenosti, na níž se provádí jeho měření (obvyklá hodnota *e*, pro niž $\alpha = \tilde{e}^2 / \hbar c = 1/137$, odpovídá velké – tj. matematicky nekonečné – vzdálenosti). Při takovém postupu jsou tedy ultrafialově divergentní části relevantních Feynmanových grafů vyššího řádu „pohlceny“ v redefinici původních parametrů a takto „renormalizovaná“ hodnota elementu *S*-matice dává malou korekci k diagramům nejnižšího řádu, přesně v duchu obecné ideje poruchového rozvoje. Vzhledem k tomu, že takové příspěvky odpovídají – v řeči Feynmanových grafů – emisi a absorpci virtuálních částic, užívá se pro ně obecně termín „radiační korekce“.

Z technického hlediska je důležité, že v QED lze eliminace ultrafialových divergencí dosáhnout *konečným* počtem kroků (tj. renormalizací *konečného* počtu veličin) v libovolně vysokém řádu poruchového rozvoje; tento pozoruhodný fakt byl teoreticky dokázán na přelomu čtyřicátých a padesátých let. V duchu běžně přijaté terminologie se modely kvantové teorie pole s touto vlastností nazývají **renormalizovatelné** (přesněji řečeno „renormalizovatelné v rámci poruchového rozvoje“ nebo stručně „poruchově renormalizovatelné“). Striktně vzato, renormalizovatelnost sama o sobě není fundamentálním kritériem „správnosti“ dané teorie, neboť se vztahuje právě k metodě poruchového rozvoje (tj. k Feynmanovým diagramům). Pro praktické výpočty je však tento aspekt velmi důležitý a není proto divu, že se QED zejména

Sin-itiro Tomonaga
1906 – 1979

Julian Schwinger
1918 – 1994

v padesátých a šedesátých letech rychle rozvíjela a stala se „učebnicovým“ modelem teorie pole. Na rozvoji metod a aplikací kvantové elektrodynamiky se významně podílela celá řada teoretiků; mezi nejzasloužilejší se v tomto ohledu dají počítat Freeman Dyson, Richard Feynman, Julian Schwinger a Sin-itiro Tomonaga. Poslední tři získali za svůj přínos Nobelovu cenu v roce 1965.

Jednou z historicky prvních úspěšných aplikací kvantové elektrodynamiky je výpočet vlastního (spinového) magnetického momentu elektronu. Nejnižší aproximace (v níž se kvantová povaha elektromagnetického pole fakticky neuplatní) vede k výsledku, který dostal již Dirac v roce 1928, a sice $\mu_e = \mu_B = e\hbar/2m_e$; připomeňme, že μ_B je veličina v atomové fyzice tradičně nazývaná „Bohrův magneton“[6]. Ve vyšších řádech poruchového rozvoje QED se dostanou radiační korekce k této základní hodnotě, jež představují skutečný efekt dynamiky kvantovaných polí. První takovou korekci (řádu α) spočítal v roce 1947 J. Schwinger a s jejím zahrnutím lze předpověď pro magnetický moment elektronu psát jako

$$\mu_e = \mu_B(1+\frac{\alpha}{2\pi}+\ldots) \tag{5}$$

kde „ ...“ symbolizuje příspěvky vyšších řádů, počínaje mocninou α^2. Schwingerův výpočet byl vlastně reakcí na nová experimentální data, zveřejněná krátce předtím na konferenci v Shelter Island v USA. Zatímco dřívější měření až do té doby velmi dobře souhlasila (v mezích pozorovacích chyb) s Diracovou hodnotou, nové přesnější výsledky z experimentu, který provedl Isidor Rabi se svými spolupracovníky, dávaly „anomální magnetický moment“ s hodnotou o jedno promile větší. To bylo ovšem v pozoruhodné shodě se Schwingerovým výsledkem (3), který předpovídá numerickou hodnotu korekce 0.00116. Vynikající souhlas teoretických výpočtů a experimentálních dat na úrovni velmi jemných efektů tak jasně naznačil, že radiační korekce kvantové elektrodynamiky nejsou pouhým matematickým artefaktem, nýbrž že opravdu představují fyzikální realitu. Jinými slovy, úspěšná konfrontace teoretických předpovědí ve vyšších řádech poruchového rozvoje QED a přesných experimentálních dat rozptýlila určité počáteční pochybnosti o smyslu procedury renormalizace, což výrazně posílilo postavení kvantové teorie pole jako relevantní metody pro popis interakcí v mikrosvětě. Dodejme ještě, že výpočty i měření magnetického momentu elektronu se v následujících letech dále zpřesňovaly (výpočet je nyní proveden do řádu α^4) a v současné době je jeho „anomální část“ (tj. odchylka od Diracovy hodnoty) jednou z nejlépe určených fyzikálních veličin vůbec – teorie a experiment spolu souhlasí na 9 platných cifer! Podobně je tomu i v případě magnetického momentu mionu, kde je ovšem přesnost měření asi o dva řády nižší. Dalších úspěšných (tj. experimentálně potvrzených) teoretických předpovědí v rámci QED by bylo možno uvést celou řadu.

SLABÁ INTERAKCE

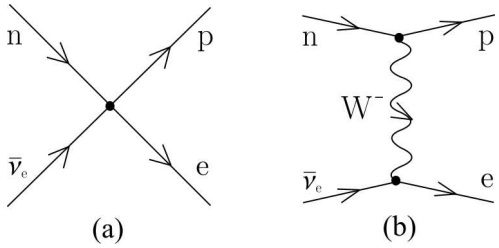
Kvantová elektrodynamika byla od samého začátku ideálním modelem pro testování idejí a technik kvantové teorie pole, neboť tvar elektromagnetické interakce byl dobře znám na zá-

[6] Dirac učinil tuto předpověď na základě své slavné relativistické kvantově-mechanické rovnice pro elektron, v níž jsou elektromagnetické síly popsány pomocí předem zadaného vnějšího pole, tj. v podstatě klasicky. Právě o tomto výsledku jsme se již letmo zmínili na konci 1. kapitoly.

kladě klasické analogie. V případě slabých a silných interakcí je ovšem situace podstatně odlišná: vzhledem ke svému velmi krátkému dosahu tyto síly nepůsobí v makroskopickém měřítku a pro jejich popis tak neexistuje žádný klasický návod. Jediným zdrojem informace o povaze těchto interakcí jsou proto reakce subatomových částic, tj. rozptylové a rozpadové procesy. V této kapitole popíšeme vývoj představ o slabé interakci, který předcházel vzniku současného standardního modelu. Přejdeme také k přirozené soustavě jednotek (obvykle užívané ve fyzice částic), v níž $\hbar = c = 1$.[7]

Enrico Fermi
1901 – 1954

Jak jsme se již zmínili v 1. kapitole, slabá interakce byla původně identifikována jako „slabá jaderná síla“ odpovědná za radioaktivní beta-rozpad některých atomových jader. První kvantitativní teorii beta-radioaktivity jakožto procesu rozpadu neutronu na proton, elektron a (anti)neutrino, $n \to p + e + \bar{\nu}_e$ formuloval v roce 1934 Enrico Fermi. Předpokládal, že interakce mezi zúčastněnými částicemi je „přímá“, tj. že není zprostředkována výměnou žádné další částice – to odpovídá představě nulového dosahu působící síly (jde přitom ovšem o modelové zjednodušení fyzikálně realistického odhadu, že slabá interakce má dosah mnohem kratší než je např. rozměr atomového jádra). Taková kontaktní interakce je formálně ekvivalentní výměně nekonečně těžké částice (připomeňme, že dosah interakce je obecně dán Comptonovou vlnovou délkou zprostředkující částice, která je nepřímo úměrná její hmotnosti). Lze si tedy také představit, že slabá interakce velmi krátkého dosahu je způsobena výměnou velmi těžké částice a že za určitých okolností bude takový model experimentálně prakticky nerozlišitelný od teorie Fermiho typu. O této alternativě se skutečně začalo uvažovat poměrně brzy, už na konci třicátých let (jako jeden z prvních s takovou myšlenkou přišel Hideki Yukawa a nezávisle na něm také Oskar Klein). Pro příslušnou hypotetickou zprostředkující částici se časem ujalo přirozené označení W (z angl. „weak“). Bylo okamžitě zřejmé, že taková částice – jakožto nositel interakce mezi čtyřmi fermiony – musí být nutně boson. Pro W se proto začalo běžně užívat termínu **intermediální boson**. Jelikož při beta-rozpadu dochází ke změně náboje nukleonu, je také zřejmé, že W musí nést jednotkový elektrický náboj (to znamená, že fakticky je třeba předpokládat existenci dvojice W^-, W^+ jako částice a antičástice). Přehlednou ilustraci obou modelů slabé interakce poskytují základní Feynmanovy diagramy pro proces rozpadu neutronu znázorněné na obr.7.



Obr.7 Feynmanovy diagramy nejnižšího řádu pro proces $n \to p + e + \bar{\nu}_e$
(a) v modelu Fermiho typu
(b) v modelu s intermediálním bosonem.
Vycházející antičástice (zde $\bar{\nu}$) se obecně znázorňuje vcházející linií.

Sílu interakce Fermiho typu charakterizuje parametr G_F (**Fermiho konstanta**), který má rozměr (energie)$^{-2}$ a numerickou hodnotu zhruba 10^{-5} GeV^{-2} (hodnota G_F je dnes ve skutečnosti známa s velkou přesností).[8] Pří-

[7] V této soustavě má hmotnost stejný rozměr jako hybnost a energie, a lze ji proto udávat v násobcích eV. Délka a čas mají stejný rozměr, a sice (energie)$^{-1}$. Převod fyzikálních veličin (např. účinných průřezů apod.) do SI lze snadno provést s využitím "konverzní konstanty" $\hbar c \doteq 197$ fm MeV, kde 1 fm (fermi) je 10^{-15} m: tak např. délka 1 GeV^{-1} v přirozené soustavě jednotek odpovídá přibližně 0.2 fm v obyčejné soustavě. Elektrický náboj je v přirozené soustavě jednotek bezrozměrný a jednoduše souvisí s elektromagnetickou vazbovou konstantou zmíněnou v předchozí kapitole. Nadále budeme užívat označení e pro veličinu $(4\pi\alpha)^{1/2}$, kde α je konstanta jemné struktury; tato konvence je dnes standardní v naprosté většině literatury o fyzice elementárních částic.

[8] Je třeba zdůraznit, že slabá interakce není jen „destruktivní“ silou zodpovědnou za rozpady subjaderných částic. Jako příklad slabého procesu, který má mimořádný význam v našem praktickém životě, je možno uvést reakci $p+p \to p+n+e^+ + \nu_e$ (s následným vznikem deuteronu z protonu a neutronu). Tento proces je totiž základem ře-

spěvek diagramu 1. řádu na obr.7(a) je tedy úměrný G_F. Obecně lze říci, že Fermiho interakce je slabá pro dostatečně malé energie částic zúčastněných v daném procesu, přesněji řečeno pro energie mnohem menší než $G_F^{-1/2} \doteq 300$ GeV (máme tím na mysli např. energii srážky dvou částic v jejich těžišťové soustavě). V této souvislosti je na místě následující poznámka: Porovnat např. sílu elektromagnetické a slabé interakce přímo na základě relativní velikosti parametrů α a G_F samozřejmě nelze, protože Fermiho konstanta není bezrozměrná. Je možné pouze srovnat stejné měřitelné veličiny (jako je účinný průřez nebo rozpadová pravděpodobnost) pro fyzikální procesy charakteristické pro tyto dvě interakce. Pak ovšem vyjde najevo, že typický elektromagnetický proces skutečně má (při dostatečně nízkých energiích) účinný průřez o několik řádů vyšší než např. typická reakce s účastí neutrina. Právě v tomto smyslu je tedy slabá interakce „slabá“.

Síla interakce v modelu s intermediálním bosonem W je charakterizována bezrozměrným parametrem g (obvykle nazývaným „vazbová konstanta slabé interakce“ nebo prostě „slabá vazbová konstanta“) a příspěvek diagramu 2. řádu na obr.7(b) je tedy úměrný g^2. Je zřejmé, že boson W hraje ve slabé interakci analogickou roli jako foton v kvantové elektrodynamice a g^2 je přirozeným protějškem elektromagnetické konstanty jemné struktury α. S využitím standardních Feynmanových pravidel se dá snadno ukázat, že v limitě nízkých energií (kdy hybnost virtuálního W lze zanedbat proti jeho klidové hmotnosti) jsou příspěvky diagramů na obr.7(a) a (b) prakticky stejné, pokud platí vztah

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} \tag{6}$$

Ten mimo jiné také ukazuje, že potlačení slabých procesů proti elektromagnetickým v oblasti nízkých energií lze přirozeně vysvětlit velkou hmotností intermediálního bosonu W (předpokládáme-li zároveň, že g se výrazně neliší od $e = (4\pi\alpha)^{1/2}$).

Moderní éra částicové fyziky přinesla podstatně hlubší chápání významu slabé interakce. Jakmile se totiž na scéně objevil mion, pion a posléze také podivné mezony a baryony (o nichž byla řeč ve 2. a 3. kapitole), začalo být zřejmé, že původní „slabá jaderná síla“ je ve skutečnosti jen jedním z projevů *univerzální* interakce, zodpovědné za většinu rozpadů nestabilních subatomových částic. Přívlastek „univerzální“ v tomto kontextu znamená, že síla takové interakce je v podstatě určena jediným základním parametrem – Fermiho konstantou G_F (v tomto ohledu je tedy slabá interakce podobná elektrodynamice, jejímž rozhodujícím parametrem je vazbová konstanta e).

Toto poněkud obecné tvrzení je nyní třeba upřesnit. Ve vývoji představ o univerzální slabé interakci Fermiho typu hrál mimořádně důležitou roli rozpad mionu. Jak jsme se již zmínili dříve, v tomto procesu vzniká elektron a dvě neutrina a jako takový byl v podstatě správně popsán již okolo roku 1949. Ukázalo se, že střední doba života mionu odpovídá zhruba stejné efektivní Fermiho konstantě jako doba života neutronu[9] a toto zjištění se stalo faktickým základem konceptu univerzality slabých interakcí. Během padesátých let se navíc také vyjasnilo, že i rozpad pionu (na mion a neutrino) lze celkem úspěšně parametrizovat pomocí takové univerzální Fermiho konstanty. Pokud jde o podivné mezony a baryony, situace byla poněkud složitější, ačkoli i zde bylo od samého začátku víceméně zřejmé, že jejich doby života typicky odpovídají slabé interakci. Poměrně brzy byla odhalena některá empirická výběrová pravidla pro slabé rozpady hadronů – podle základního z nich (o němž jsme se letmo zmínili již ve 3.

---

těžce termojaderných reakcí, jež jsou zdrojem energie produkované ve Slunci (z tohoto důvodu je také Slunce vydatným zdrojem neutrin – každou sekundu jich čtverečním metrem zemského povrchu proletí desítky miliard). Na velikosti Fermiho konstanty G_F tedy podstatně závisí teplota Slunce a tudíž např. i povaha klimatu na Zemi.

[9] Neutron přitom ovšem žije mnohem déle než mion, z čistě kinematických důvodů. Diskuse takových detailů by však přesáhla rámec tohoto populárního přehledu.

kapitole) se podivnost může měnit nejvýše o jednotku. Začátkem šedesátých let však vyšel najevo další důležitý detail: ukázalo se totiž, že procesy se změnou podivnosti jsou ve skutečnosti mírně (nicméně zřetelně) potlačené proti těm, v nichž se podivnost nemění. Toto potlačení bylo přitom možno charakterizovat efektivní Fermiho konstantou zhruba o řád menší než je hodnota odpovídající rozpadu mionu. Na první pohled tak byla poněkud zpochybněna základní myšlenka teorie univerzální slabé interakce, tím spíš, že velmi přesná měření beta-rozpadu neutronu posléze také vedla k hodnotě Fermiho konstanty nepatrně odlišné od té, která odpovídala rozpadu mionu.

Koncept univerzality zachránil Nicola Cabibbo, který si v roce 1963 všiml jedné pozoruhodné souvislosti mezi známými slabými procesy. Označíme-li totiž jako G_F Fermiho konstantu určenou z rozpadu mionu, pak pro hadronové procesy beze změny podivnosti (tj. speciálně pro beta-rozpad) má „efektivní“ Fermiho konstanta hodnotu $G_F \cos\theta_C$, zatímco v případě přechodů se změnou podivnosti vychází $G_F \sin\theta_C$; experimentálním datům přitom odpovídá Cabibbův úhel θ_C s hodnotou přibližně 13° (sin13° ≐ 0.22). V rámci kvarkového modelu, který o rok později publikoval M. Gell-Mann, lze „Cabibbovu univerzalitu“ elegantně popsat jako směšování (mixing) kvarků *d* a *s*: do slabé interakce vchází spolu s kvarkem *u* kombinace $d \cos\theta_C + s \sin\theta_C$ a základním interakčním parametrem je G_F . Pro úplnost ještě uveďme, že souvislost mezi „univerzální Fermiho konstantou“ G_F a střední dobou života mionu τ_μ je dána (až na malé korekce) vztahem

$$\tau_\mu^{-1} = \frac{G_F^2\, m_\mu^5}{192\,\pi^3} \tag{7}$$

Univerzální teorii slabých interakcí leptonů a kvarků lze samozřejmě ekvivalentně formulovat pomocí intermediálního bosonu *W* – základními parametry pak jsou bezrozměrná vazbová konstanta *g* a hmotnost m_W, jež splňují vztah (6). Jak už bylo řečeno, takový model je koncepčně blízký kvantové elektrodynamice, neboť *W* hraje ve Feynmanových diagramech slabých procesů podobnou roli jako foton v procesech elektromagnetických. Použijeme-li obvyklého formálního jazyka, lze říci, že pole odpovídající částicím *W* interaguje se **slabým fermionovým proudem** (jehož části jsou v diagramu na obr. 7(b) reprezentovány dvojicemi nukleonů a leptonů), podobně jako elektromagnetické pole interaguje s proudem elektromagnetickým. V technickém žargonu částicové fyziky se slabý proud vázaný na *W* nazývá „nabitý“, neboť odpovídá dvojici fermionů s odlišným nábojem (v duchu této terminologie je tedy elektromagnetický proud „neutrální“!).

Zatímco už v počátcích kvantové teorie bylo dobře známo, že foton má jednotkový spin, možná hodnota spinu *W* jakožto hypotetického prostředníka slabé interakce představovala ve třicátých a čtyřicátých letech zcela otevřený problém. Bez nadsázky lze říci, že nalezení definitivní odpovědi na tuto klíčovou otázku trvalo téměř 25 let. Abychom předešli nedorozumění, je třeba zdůraznit, že experimentální určení hodnoty spinu intermediálního bosonu *W*, které máme na mysli, bylo *nepřímé*, tj. nevyžadovalo jeho přímou detekci. Řešení tohoto problému lze totiž převést na identifikaci některých základních algebraických vlastností slabých nabitých proudů (jež ovšem figurují i v kontaktní interakci Fermiho typu). Ty je skutečně možno testovat experimentálně i při relativně nízkých energiích a z charakteru proudů pak lze okamžitě usoudit, jaké jsou algebraické vlastnosti pole popisujícího částice *W* – konkrétně, zda se jedná o skalár, vektor či tenzor (vůči Lorentzovým transformacím speciální teorie relativity). Skalárnímu poli přitom odpovídá spin 0, vektorovému spin 1 a tenzorovému spin 2. Analýza řady obtížných experimentů (v kombinaci s pozoruhodnou intuicí teoretiků) nakonec vedla k závěru, že pokud boson *W* existuje, musí mít spin 1, tzn. odpovídá vektorovému poli; od té doby se také začal běžně užívat termín **intermediální vektorový boson**.

Tento výsledek byl samozřejmě „nejlepší z možných“, protože podstatně prohloubil analogii mezi slabou a elektromagnetickou interakcí. Samotná cesta k němu však nebyla ani zdaleka přímočará a proto je snad na místě její stručná rekapitulace. Jak už bylo řečeno, všechno začalo v polovině třicátých let Fermiho teorií slabé jaderné síly. Z dnešního hlediska je pozoruhodné, že obsahovala vektorové proudy a byla tedy fakticky ekvivalentní určitému modelu intermediálního bosonu s jednotkovým spinem (při formulaci své teorie Fermi zřejmě použil analogii s elektromagnetickým proudem). V první polovině padesátých let naopak převládl názor (podpořený zejména některými tehdejšími výsledky měření úhlových korelací elektronu a antineutrina v beta-rozpadu), že ve slabé interakci jsou relevantní skalární a tenzorové členy (což by odpovídalo intermediálním bosonům se spinem 0 a 2). Situace se však změnila po fundamentálním objevu **nezachování parity**. Ten měl pro částicovou fyziku skutečně zcela mimořádný význam a proto se u něj na chvíli zastavíme.

Nezachování parity v daném kontextu znamená narušení symetrie rovnic popisujících slabou interakci vůči inverzi prostorových souřadnic (tj. narušení „zrcadlové symetrie“). Až do poloviny padesátých let se všeobecně předpokládalo, že taková symetrie na úrovni základních přírodních zákonů platí a např. v případě elektromagnetické interakce to bylo prokázáno i experimentálně. V roce 1956 Chen Ning Yang a Tsung-Dao Lee publikovali práci, v níž ukázali, že zrcadlová symetrie slabých interakcí do té doby fakticky nebyla experimentálně ověřena. Předpokládali proto, že narušení parity je obecně možné a navrhli několik zásadních experimentálních testů. Přímou motivací pro ně tehdy byl jeden zdánlivý paradox v pozorovaných rozpadech podivných kaonů (podle dnešní terminologie šlo o mezon K^+) a možnost narušení parity představovala jeho radikální řešení. První experimenty testující zrcadlovou symetrii slabých interakcí se týkaly jaderného beta-rozpadu a sekvence rozpadů pionu a mionu. Rozběhly se ještě na podzim roku 1956 a výsledky tří zcela nezávislých týmů byly publikovány v lednu 1957. Všechny zcela přesvědčivě prokázaly, že parita se nezachovává; navíc, ukázalo se, že narušení parity je „maximální“ v tom smyslu, že symetrická i nesymetrická část slabé interakce jsou stejně silné. Teoretici Lee a Yang dostali za svou koncepční průkopnickou práci Nobelovu cenu hned v roce 1957.

Chen Ning Yang
1922 –

Tsung-Dao Lee
1926 –

Pro vysvětlení pozorovaného maximálního narušení parity navrhli R. Feynman a M. Gell-Mann (a nezávisle na nich R. Marshak a E. Sudarshan) jednoduchou a elegantní teorii, která zároveň vedla ke striktní předpovědi algebraické struktury slabé interakce. Podle ní měly mít slabé nabité proudy vektorový charakter; přesněji řečeno, byly vyjádřeny jako rozdíl vektoru a pseudovektoru. Tato předpověď byla ovšem v naprostém rozporu s tehdy převládající „módou“, která (jak jsme se zmínili výše) preferovala spíše skalární a tenzorovou formu slabé interakce. Feynman a Gell-Mann přesto trvali na svém, neboť z hlediska teoretické intuice byl jejich model velmi atraktivní a navíc, celou řadu experimentálních dat reprodukoval správně. Ve své práci (publikované 1. 1. 1958) dokonce napsali, že předchozí experimentální výsledky pro úhlové korelace v beta-rozpadu, jež nesouhlasily s jejich teorií, musí být špatně. Nakonec se ukázalo, že tento poněkud arogantní postoj teoretiků (v duchu hesla „nesouhlasí-li data s teorií, tím hůře pro data“) byl oprávněný, neboť všechny další experimenty Feynman – Gell-Mannovu teorii potvrdily. Zvláštní zmínku si zaslouží dva z nich, realizované ještě v roce 1957 v rámci „druhé vlny“ testů nezachování parity. V jednom z těchto experimentů se měřil rozdíl počtu pravotočivých a levotočivých elektronů produkovaných v jaderném beta-rozpadu, tj. veličina nazývaná „stupeň polarizace“. (*Poznámka*: „Pravotočivost“, resp. „levo-

točivost“, kterou máme na mysli, odpovídá kladné, resp. záporné **helicitě**; ta je definována jako projekce spinu na směr pohybu.) Měření prokázala, že při vyšších energiích – v oblasti relativistických rychlostí – jsou elektrony prakticky vždy *levotočivé* (tj. jejich polarizace je úplná), což přesně odpovídá maximálnímu narušení parity. V druhém (dodnes zcela unikátním) experimentu byla nepřímo změřena helicita neutrina v procesu inverzního beta-rozpadu $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ a ukázalo se, že neutrino je vždy levotočivé. Tyto dva výsledky fakticky stačí na to, aby potvrdily Feynman – Gell-Mannovu teorii (alespoň v sektoru leptonů elektronového typu) a zcela vyvrátily alternativu skalární a tenzorové formy interakce, neboť ta předpovídá nesouhlasné helicity elektronu a neutrina.

Dá se tedy říci, že v roce 1958 definitivně zvítězila „vektorová“ varianta teorie slabé interakce; jinými slovy, od té doby se dalo považovat za hotovou věc, že pokud existuje intermediální boson *W*, musí nutně mít spin 1. Brzy se také objevil další výrazný experimentální argument ve prospěch vektorového charakteru slabé interakce, a sice potlačení elektronového módu v rozpadech nabitého π-mezonu. Jak jsme se už zmínili dříve, pion se prakticky vždy rozpadá na mion a neutrino, zatímco četnost analogického elektronového módu je asi desettisíckrát menší. To je ve velmi dobrém souhlasu s teorií slabé interakce *vektorového* typu, neboť libovolný takový model automaticky dává potlačující faktor m_e^2/m_μ^2, jenž tvoří podstatnou část pozorovaného efektu. Na druhé straně, ve všech modelech skalárního (resp. pseudoskalárního) typu by elektronový mód byl zhruba pětkrát četnější než mionový! Měření relativní četnosti elektronového módu rozpadu nabitého pionu tedy rovněž představuje dramatický test možné hodnoty spinu bosonu *W*. Nakonec ještě poznámka k terminologii: Jak už bylo řečeno, proudy figurující ve Feynman – Gell-Mannově teorii jsou rozdílem vektoru a pseudovektoru. Pro pseudovektor se ve fyzikální literatuře obvykle užívá termínu „axiální vektor“, a tak se pro tento model časem vžilo označení *V–A* (čte se *V* minus *A*). Tento technický termín budeme v dalším textu pro stručnost také občas užívat.

Na přelomu padesátých a šedesátých let se tak ustálila teorie slabých interakcí, která měla dvě důležité vlastnosti společné s elektrodynamikou – *univerzalitu* a *vektorový charakter*. Jak jsme se již zmínili dříve, tuto teorii v roce 1963 významně doplnil N. Cabibbo a o rok později bylo možno vyjádřit slabé proudy pomocí kvarkových polí. V rámci kvarkového modelu pak lze např. beta-rozpad neutronu interpretovat jako elementární proces $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ a podobně tomu je i s ostatními slabými reakcemi. V roce 1964 však nečekaně přišel ještě jeden fundamentální objev, který později výrazně ovlivnil vývoj moderní teorie elektroslabých interakcí a jeho důsledky jsou dodnes předmětem intenzivního experimentálního i teoretického výzkumu. Jedná se o jev, který se často populárně nazývá „asymetrie mezi hmotou a antihmotou“, v technické řeči částicové fyziky pak „narušení *CP* symetrie“ (někdy též „nezachování kombinované parity“). Podrobnější popis tohoto pozoruhodného efektu by poněkud přesáhl rámec našeho pojednání a omezíme se proto jen na několik stručných poznámek.

Jak už víme, Feynman – Gell-Mannova teorie popisuje maximální asymetrii vůči zrcadlovému obrácení prostorových souřadnic (to se označuje jako *P*). Z matematické struktury proudů typu *V–A* dále plyne, že je maximálně narušena i symetrie vůči záměně částic za antičástice (označovaná jako *C*). Symetrie vůči kombinaci *CP* však v této teorii zůstává zachována a na konci padesátých let bylo již dobře známo, že ji lze experimentálně testovat v rozpadech neutrálních *K*-mezonů. První signál nezachování kombinované parity byl zaznamenán v roce 1964 v Brookhavenu, v podobě rozpadu tzv. dlouhožijícího neutrálního kaonu K^0_L na dva piony (bez dalšího komentáře jen poznamenejme, že v případě přesné *CP* symetrie by byl dovolen pouze mnohem četnější „normální“ rozpad K^0_L na tři piony). Na rozdíl od (maximálního) narušení parity se jednalo o velmi jemný efekt na úrovni jednoho promile; v dalších experimentech však byl opakovaně potvrzen a upřesněn, takže byl záhy všeobecně akceptován jako prokázaný empirický fakt – jako nový záhadný projev fundamentálních interakcí.

Narušení *CP* symetrie má ještě jeden pozoruhodný aspekt. Je dobře známo, že v libovolném relativistickém modelu kvantové teorie pole se musí zachovávat kombinace *CP* a obrácení času *T* – to je obsah slavného „ *CPT* teorému“, který formuloval a dokázal *W*. Pauli v roce 1957. Pokud se tedy při popisu fundamentálních interakcí spolehneme na kvantovou teorii pole a experimentální data přitom ukazují narušení *CP*, lze to také interpretovat jako nepřímý důkaz narušení symetrie vůči *T*. Odhalení (numericky nepatrného) efektu nezachování kombinované parity v rozpadech neutrálních kaonů tak znamenalo konec představy o symetrii vůči inverzi času jako samozřejmém atributu základních přírodních zákonů. Dva protagonisté brookhavenského experimentu z roku 1964, James Cronin a Val Fitch, získali za objev narušení *CP* symetrie Nobelovu cenu v roce 1980.

Val Fitch
1923 –

James Cronin
1931 –

Teorie slabých interakcí, užívaná v šedesátých letech, uspokojivě popisovala celou řadu tehdy známých procesů při relativně nízkých energiích. Ve srovnání s kvantovou elektrodynamikou však měla jednu zřetelnou technickou vadu: nebyla totiž renormalizovatelná. V modelu Fermiho typu souvisí nerenormalizovatelnost poruchového rozvoje celkem jednoduše s tím, že relevantní interakční parametr – Fermiho konstanta G_F – má rozměr negativní mocniny energie (připomeňme, že se udává v GeV^{-2}). V případě teorie s intermediálním bosonem *W* je vazbová konstanta *g* bezrozměrná a chování ultrafialových divergencí je zde skutečně o něco lepší než v modelu Fermiho typu; poruchový rozvoj však přesto není renormalizovatelný. Problém je poměrně delikátní a podstatné přitom je, že *W* má nenulovou hmotnost a zároveň nese elektrický náboj (např. fotonu lze v rámci QED přidat nenulovou hmotnost a renormalizovatelnost se tím nepokazí). V následující kapitole popíšeme, jak se tyto technické problémy vyřešily v rámci jednotné teorie slabých a elektromagnetických interakcí.

ELEKTROSLABÉ SJEDNOCENÍ

Nápadná podobnost kvantové elektrodynamiky a modelu slabé interakce s intermediálním vektorovým bosonem byla na přelomu padesátých a šedesátých let přirozeným důvodem pro úvahy o možném sjednocení slabých a elektromagnetických sil. Mimořádně příznivou okolností přitom bylo, že tehdy již také existoval velmi atraktivní teoretický rámec pro realizaci takového programu. Byla jím teorie neabelovských kalibračních polí, založená na obecném principu **lokální vnitřní symetrie**, kterou v roce 1954 formulovali Chen Ning Yang a Robert Mills. K tomu je třeba nejprve říci pár slov na vysvětlenou.

Jednoduchý a dávno známý příklad takové symetrie dává elektrodynamika, jejíž rovnice jsou invariantní při současných změnách elektromagnetického potenciálu a fáze pole odpovídajícího nabitým částicím. Parametr transformace (tj. příslušná změna fáze) závisí na prostoročasových souřadnicích a v tomto smyslu jde tedy o lokální symetrii. Z historických důvodů se taková symetrie nazývá „kalibrační“ (nebo také „cejchovací“, angl. „gauge symmetry“), ale etymologií tohoto názvu se zde nebudeme zabývat. Z čistě matematického hlediska odpovídají změny fáze abelovským (tj. komutativním) unitárním transformacím a příslušná (jednoparametrická) grupa se označuje jako $U(1)$. Yang a Mills ve své fundamentální práci zobecnili koncept kalibrační symetrie na případ, kdy příslušné transformace polí jsou matematicky vyjádřeny nekomutujícími maticemi, tj. tvoří neabelovskou grupu (nejjednodušším příkladem je izospinová symetrie reprezentovaná grupou $SU(2)$). Ukázali, že vyjdeme-li ze systému neinteragujících částic, resp. „polí matérie“, s určitou globální symetrií (tj. takovou, jejíž parametry

jsou konstantní v prostoročase) a požadujeme její rozšíření na lokální kalibrační symetrii, pak musíme zavést interakci s multipletem vektorových polí (jimž ovšem odpovídají částice se spinem 1). Velikost multipletu je dána počtem parametrů uvažované symetrie; např. v případě lokální izospinové $SU(2)$ je zapotřebí trojice vektorových polí (obecněji, pro lokální $SU(n)$ jich je $n^2 - 1$).

Yang-Millsova vektorová pole se z pochopitelných důvodů obecně nazývají **neabelovská kalibrační pole**. Jejich důležitou vlastností (kterou se podstatně liší od elektromagnetického pole) je, že kromě interakce s poli matérie mají také specifickou „samointerakci“, tj. působí sama na sebe; jinými slovy, příslušné pohybové rovnice jsou nelineární (na rozdíl od Maxwellových rovnic). Je také třeba zdůraznit, že lokální symetrie – ať už abelovská nebo neabelovská – obecně vyžaduje, aby příslušná kalibrační pole byla *nehmotná*. Matematická forma interakce „kalibračních bosonů“ (tj. částic odpovídajícím Yang-Millsovým polím) je striktně určena algebraickými vlastnostmi dané symetrie, což značně omezuje libovůli při konstrukci fyzikálních modelů. Musí tak např. platit celá řada vztahů mezi různými vazbovými konstantami a to samozřejmě zvyšuje prediktivní sílu takových teorií. Modely založené na principu lokální kalibrační symetrie se obvykle nazývají prostě „kalibrační teorie“ (angl. „gauge theories“). Yang a Mills měli původně na mysli možné aplikace své metody na teorii silné interakce nukleonů, ale první pokusy v tomto směru nebyly příliš úspěšné. Ve fyzice silných interakcí se idea neabelovské kalibrační symetrie definitivně prosadila až mnohem později, na začátku sedmdesátých let, kdy vznikla kvantová chromodynamika – teorie sil, jež vážou kvarky uvnitř hadronů. O této části současného standardního modelu pojednáme v poslední kapitole; nyní se však vraťme k problému sjednocení slabých a elektromagnetických interakcí.

Z toho, co bylo zatím řečeno, je celkem pochopitelné, že jako základ jednotného popisu těchto dvou sil se nabízela představa Yang-Millsova tripletu γ, W^-, W^+ tvořeného neutrálním fotonem a nabitými intermediálními bosony slabých interakcí. Záhy však bylo také zřejmé, že formulace realistického modelu není úplně přímočará záležitost, neboť je přitom třeba překlenout některé zřetelné odlišnosti v charakteru slabé a elektromagnetické interakce. Podstatné rozdíly mezi oběma silami jsou v zásadě dva. Především, elektromagnetická interakce má dlouhý dosah (daný chováním Coulombova potenciálu), zatímco slabá interakce má dosah velmi krátký (menší než je např. rozměr atomového jádra). Jak už jsme viděli dříve, tento rozdíl je dán hmotnostmi nositelů obou sil – zatímco foton je nehmotný, boson W musí být poměrně těžký; kalibrační symetrie však přitom vyžaduje multiplet nehmotných vektorových polí. Za druhé, elektromagnetická interakce zachovává paritu, ale slabá interakce ji narušuje maximálně (neboť ji cítí jen levotočivé elementární fermiony).

Mohlo by se zdát, že první problém lze překonat „triviálně“ – prostým přidáním potřebného hmotnostního členu pro W do rovnic uvažovaného modelu Yang-Millsova typu. To je ale ve skutečnosti kámen úrazu z hlediska technických vlastností teorie slabých i elektromagnetických interakcí. Přítomnost hmotnostního členu (který narušuje kalibrační symetrii) má totiž drastické důsledky pro chování Feynmanových diagramů. Z uzavřených smyček vznikají ultrafialové divergence, které nelze odstranit obvyklou procedurou renormalizace a pokud bychom se chtěli omezit jen na jednoduché stromové grafy, jejich příspěvky zase nepřijatelným způsobem rostou nade všechny meze v limitě vysokých energií (tyto dva typy chování Feynmanových grafů spolu ve skutečnosti úzce souvisí). Problém hmotnosti kalibračních bosonů je skutečně fundamentální a vrátíme se k němu později.

Sheldon Glashow
1932 –

Pokud jde o zachování versus nezachování parity v elektromagnetických a slabých interakcích, realistickou kalibrační teorii (která se stala základem moderního standardního modelu) jako první formuloval Sheldon Glashow v roce 1961 (první krok v tomto směru fakticky

učinil jeho učitel J. Schwinger v roce 1957). Glashow si uvědomil, že chceme-li dostat v rámci Yang-Millsovy teorie slabý nabitý proud typu *V-A* a zároveň čistě vektorový elektromagnetický proud, nevystačíme se základním tripletem γ, $W^{\pm}$ (pokud přitom nechceme uvažovat o nových exotických fermionech typu „těžkého elektronu“ apod.). To znamená, že je pak třeba vyjít ze *čtveřice* kalibračních polí (příslušná symetrie je tedy $SU(2)\times U(1)$ neboli $U(2)$), kterým nakonec odpovídají fyzikální bosony γ, $W^{\pm}$ a Z^0. Elektricky neutrální intermediální boson Z^0je jakýmsi "spojovacím můstkem" mezi elektromagnetickou a slabou interakcí a je vázán na (slabý) **neutrální proud**. Parametry charakterizující sílu interakce Z^0 (tj. relevantní vazbové konstanty) jsou netriviálními funkcemi e a g a v tomto smyslu Z^0 realizuje „sjednocení“ obou fundamentálních sil; kromě toho, interakce slabých neutrálních proudů obecně narušuje paritu. Vektorový boson Z^0 musí mít nenulovou klidovou hmotnost, neboť jinak by se v mikrosvětě musely pozorovat projevy další síly dlouhého dosahu (kromě elektromagnetické). Spojení elektromagnetické a slabé interakce v jednotném rámci kalibrační teorie s lokální symetrií $SU(2)\times U(1)$ se z pochopitelných důvodů často nazývá **elektroslabé sjednocení**.[10] Nejzajímavější předpovědí Glashowovy teorie byla samozřejmě existence slabých neutrálních proudů vázaných na Z^0. Takové interakce původní Feynman – Gell-Mannova teorie vůbec nepředpokládala, neboť pro ně tehdy nebyla žádná empirická motivace. Model elektroslabého sjednocení neutrální proudy nezbytně potřeboval, ovšem z ryze teoretických důvodů. Ani v šedesátých letech se však pro ně nenašel žádný experimentální důkaz a to byl zřejmě jeden z důvodů, proč Glashowova elegantní teorie brzy po svém vzniku víceméně upadla v zapomnění. Kromě toho, jak už jsme naznačili, zůstával zde nedořešený teoretický problém hmotnostních členů pro $W^{\pm}$ a Z^0, které byly k rovnicím s lokální symetrií $SU(2)\times U(1)$ přidány „ad hoc“ a výsledný model nebyl renormalizovatelný.

Kalibrační teorie fundamentálních interakcí dostaly nový impuls v roce 1964, kdy Peter Higgs přišel na to, že hmotnostní členy vektorových bosonů lze v kalibračních teoriích získat rovněž prostřednictvím důmyslně volených interakcí *skalárních* polí (tj. částic s nulovým spinem); zhruba ve stejné době byl tento „Higgsův mechanismus“ objeven nezávisle několika dalšími teoretiky. Na základě jednoduchých intuitivních argumentů se přitom dalo očekávat, že ultrafialové divergence Feynmanových diagramů v modelu s Higgsovým mechanismem by se měly chovat v zásadě stejně jako v původní lokálně symetrické teorii (která je ovšem renormalizovatelná stejně jako např. stará dobrá kvantová elektrodynamika). Higgsův trik byl původně odhalen spíše jako určitý teoretický artefakt, bez přímé motivace problémy „praktické“ částicové fyziky. Záhy však bylo zřejmé, že skutečně otevírá cestu ke konstrukci renormalizovatelných modelů slabých interakcí, resp. elektroslabého sjednocení.

Jako první si tuto možnost zřejmě uvědomil Steven Weinberg, který v roce 1967 použil Higgsův mechanismus ke generování hmotností intermediálních vektorových bosonů W a Z v rámci Glashowova modelu s lokální symetrií $SU(2)\times U(1)$. Pokud jde o elementární fermiony, Weinberg uvažoval pouze leptony a aplikoval Higgsův trik i na elektron (event. mion); neutrino zůstalo nehmotné v souladu s dobovými představami (jednoduchá modifikace původní Weinbergovy teorie však umožňuje „zhmotnit“ i všechna neutrina). Mimořádně pozoruhodný výsledek Weinbergova modelu představují formule pro hmotnosti W a Z

Steven Weinberg
1933 –

[10]Je však třeba mít na paměti, že v takovém modelu figurují dvě nezávislé vazbové konstanty e a g, zatímco v ideální jednotné teorii by bylo žádoucí mít pouze jeden takový univerzální parametr. Z tohoto důvodu někteří autoři pojem „sjednocení“ v souvislosti s teorií elektroslabých interakcí neužívají a vyhrazují jej pro tzv. „velké sjednocení“ (angl. „grand unification“) elektromagnetických, slabých a silných interakcí. Dodejme ještě, že termín „elektroslabá interakce“ vznikl na konci sedmdesátých let.

$$m_W = \left(\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sin\theta_W}, \quad m_Z = \left(\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sin\theta_W \cos\theta_W}, \tag{8}$$

kde $\alpha = e^2/(4\pi)$ je elektromagnetická konstanta jemné struktury, G_F je Fermiho konstanta a $\sin\theta_W = e/g$, přičemž g jako obvykle značí slabou vazbovou konstantu (teorie předpovídá relaci $e < g$, ale poměr e/g může jinak nabývat libovolné hodnoty mezi 0 a 1). Parametr θ_W se obvykle nazývá „Weinbergův úhel“, resp. „slabý směšovací úhel“ (angl. „weak mixing angle“) a podstatné je, že jej lze nezávisle měřit i při relativně nízkých energiích v interakcích slabých neutrálních proudů. Jinými slovy, hodnotu θ_W lze v zásadě určit experimentálně i bez přímého měření hmotnosti W a formule (8) pak představují skutečnou *předpověď* pro m_W a m_Z. K efektům neutrálních proudů se vrátíme za chvíli; zde ještě poznamenejme, že i bez znalosti hodnoty θ_W dávají formule (8) zajímavé omezení pro hmotnosti W a Z. Skutečně, veličina $(\pi\alpha/G_F\sqrt{2})^{1/2}$ má numerickou hodnotu zhruba 37 GeV a pro libovolnou hodnotu θ_W je $\sin\theta_W < 1$, což dává dolní mez $m_W > 37$ GeV. Dále, $\sin\theta_W \cos\theta_W \leq ½$, takže podobně musí být $m_Z \geq 74$ GeV. Jinak je zřejmé, že obecně $m_Z > m_W$, neboť podle (8) platí

$$m_W = m_Z \cos\theta_W \tag{9}$$

K tomu, co už bylo řečeno, je třeba dodat ještě jeden podstatný fakt. Aplikace Higgsova triku přinesla rozšíření Glashowova modelu o jeden elektricky neutrální boson se spinem 0, pro který se přirozeně ustálil název **Higgsův boson** a označení H. (Higgsův mechanismus je ovšem možno realizovat i pomocí bohatších multipletů skalárních polí – schéma, jež zvolil Weinberg, je „minimální model“, pokud jde o výsledné spektrum fyzikálních částic s nulovým spinem.) Na rozdíl od případu intermediálních bosonů, Weinbergova teorie nepředpověděla konkrétní hodnotu hmotnosti Higgsova bosonu. Dala však celou řadu charakteristických vztahů mezi interakčními konstantami a hmotnostmi částic – formule (8) představují jen jeden prominentní příklad.

Abdus Salam
1926 – 1996

Nezávisle na Weinbergovi a prakticky současně formuloval stejný model elektroslabého sjednocení také Abdus Salam (jeho práce však byla publikována až v roce 1968). Weinbergův článek v časopise Physical Review Letters (nazvaný poměrně skromně *A model of leptons*) však obsahuje více konkrétních detailů a v podstatě odpovídá dnešní „učebnicové“ podobě standardního modelu. Přestože Glashow-Weinberg-Salamova (GWS) teorie vedla k řadě zajímavých předpovědí a v technickém smyslu byla velmi nadějným kandidátem na renormalizovatelný jednotný model slabých a elektromagnetických sil, byla v době svého vzniku přijata dosti chladně. Důvodů bylo hned několik.

Především, ve druhé polovině šedesátých let se stále více prosazoval odmítavý postoj ke kvantové teorii pole vůbec, zejména k poruchové metodě Feynmanových diagramů. To se nám dnes může zdát téměř neuvěřitelné, ale tehdy byl určitý pocit frustrace skutečně oprávněný; koncepční problémy vznikaly zejména ve fyzice silných interakcí, kde se nedařilo formulovat dostatečně úspěšný model na základě kvantové teorie pole a hledaly se proto jiné cesty. GWS model sice popisoval elektromagnetické a slabé interakce, ale pro svou vnitřní konzistenci nezbytně potřeboval nové částice $W^{\pm}$, Z^0 a H, po jejichž fyzikálních efektech nebylo v tehdejších experimentálních datech ani stopy. Navíc, od samého začátku bylo zřejmé, že přímočará aplikace lokální symetrie $SU(2)\times U(1)$ na popis interakcí Gell-Mannových kvarků u, d a s s vektorovými bosony vede ke katastrofálnímu rozporu se známými empirickými poznatky o slabých rozpadech podivných mezonů (k tomuto fundamentálnímu problému se ještě vrátíme). Konečně, navzdory očekávání se

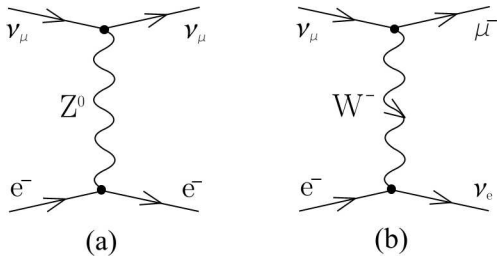
obecný důkaz renormalizovatelnosti GWS modelu z počátku nedařil a ztroskotal na něm i sám Weinberg.

Nezájem fyzikální komunity o GWS teorii na konci šedesátých let celkem dobře vystihuje fakt, že první čtyři roky po publikaci Weinbergovy práce na ni nebyly v literatuře žádné citace. Průlom nastal až v roce 1971, kdy Gerardus 't Hooft a Martinus Veltman z holandského Utrechtu dokázali renormalizovatelnost obecné třídy Yang-Millsových teorií s Higgsovým mechanismem (jejímž speciálním reprezentantem byl rovněž GWS model) a k tomuto cíli vyvinuli také zcela nové metody kvantové teorie pole. To byl sice úspěch spíše matematické povahy, ale vyvolal novou vlnu zájmu o moderní techniky Feynmanových diagramů a v souvislosti s tím také o kalibrační teorie vůbec. Rozhodující fyzikální argument ve prospěch GWS modelu však přišel v roce 1973, kdy byly poprvé pozorovány efekty slabých neutrálních proudů. U tohoto významného momentu se nyní krátce zastavíme.

Martinus Veltman
1931 –

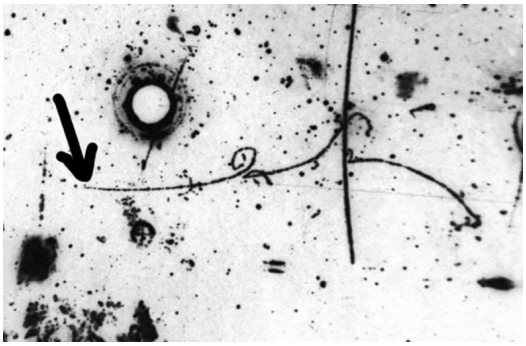
Gerardus ‘t Hooft
1946 –

Nejjednodušším příkladem procesu, v němž se uplatňuje interakce neutrálních proudů (zprostředkovaná výměnou Z^0) je pružný rozptyl mionového neutrina na elektronu, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$. V GWS modelu je v nejnižším přiblížení popsán Feynmanovým diagramem znázorněným na obr.8 (a). Podle staré Feynman – Gell-Mannovy teorie, která zahrnovala pouze nabité proudy, by takový proces mohl probíhat až na úrovni diagramů s uzavřenými smyčkami (tj. ve vyšších řádech poruchového rozvoje) a byl by silně potlačen; v nejnižším řádu bychom dostali pouze reakci s výměnou náboje $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$ (viz obr.8 (b)).



Obr.8 Feynmanovy diagramy pro interakce neutrálních a nabitých proudů.
(a) proces $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$
(b) proces $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$.

Ačkoli mají čistě leptonové reakce s účastí neutrin velmi malé účinné průřezy, jsou „čistší“ (jak z teoretického tak experimentálního hlediska) než interakce s nukleony. Slabé neutrální proudy tak byly nakonec objeveny ve zmíněném roce 1973 právě na základě procesu $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$, detekovaného v bublinové komoře Gargamelle v CERN (viz obr.9). Brzy nato byly pozorovány také odpovídající reakce ν_μ s nukleony (takové, v nichž nevzniká mion) jak v CERN, tak ve Fermiho národní laboratoři (FNAL) v USA.



Obr. 9 První pozorovaný případ interakce neutrálních proudů v Gargamelle. Dráha rozptýleného elektronu začíná u hrotu šipky a jde zleva doprava. Elektricky neutrální neutrino samozřejmě není v komoře vidět.

Objev neutrálních proudů byl skutečně mimořádně důležitý, neboť výrazně podpořil myšlenku elektroslabého sjednocení na základě lokální vnitřní symetrie a byl tak jednou z příčin zásadního obratu v orientaci částicové fyziky v sedmdesátých letech – kalibrační teorie se v té době natrvalo staly hlavním proudem tohoto oboru. Experimentální data o interakcích neut-

rálních proudů se postupně zpřesňovala a tak bylo možno určit také hodnotu Weinbergova úhlu θ_W. Řada nezávislých experimentů vedla ve druhé polovině sedmdesátých let k výsledku $\sin^2\theta_W \doteq 0.23$, který s velkou přesností platí i v současné době. Formule (8) pak dávají numerickou předpověď pro hmotnosti intermediálních vektorových bosonů $m_W \doteq 77.7$ GeV a $m_Z \doteq 88.8$ GeV. K těmto hodnotám je ovšem třeba přidat ještě kvantové radiační korekce odpovídající renormalizaci základních parametrů. Tyto korekce byly spočteny v roce 1980 nezávisle několika teoretiky (jedním z nich byl M. Veltman); jsou poměrně velké a mění předpověď na $m_W \doteq 80$ GeV a $m_Z \doteq 91$ GeV.

PŮVABNÝ KVARK

Zbývá však ještě říci, jak byl vyřešen nesmiřitelný konflikt GWS teorie a Gell-Mannova modelu tří kvarků. Nejprve stručně objasníme podstatu problému. Od samého vzniku GWS modelu bylo zřejmé, že přímočará aplikace principu lokální symetrie $SU(2)\times U(1)$ na popis slabých a elektromagnetických sil působících mezi kvarky *u*, *d* a *s* vždy vede k přímé interakci kvarků *d*, *s* a neutrálního vektorového bosonu *Z*. Jinými slovy, při spojení Gell-Mannova kvarkového modelu a kalibrační symetrie elektroslabého sjednocení vzniká slabý neutrální proud, v jehož interakcích se mění podivnost. Takový závěr je skutečně nevyhnutelný, pokud chceme dostat elektromagnetický proud se standardními vlastnostmi a slabé nabité proudy, jež vystihují Cabibbův mixing zmíněný v 7. kapitole. Interakce *dsZ* přitom vychází srovnatelně silná jako empiricky dobře známá interakce nabitých proudů typu *usW*. To má ovšem závažné důsledky pro fenomenologii slabých hadronových procesů, neboť rozpad $K^- \to \pi^- e^+ e^-$ (v němž se mění kvark *s* na *d*) by pak měl být zhruba stejně četný jako $K^- \to \pi^0 e^- \bar{\nu}$ (v němž se mění *s* na *u*). Nic takového se však ve skutečnosti nepozoruje. Experimentální data ukazují, že rozpad $K^- \to \pi^- e^+ e^-$ je velmi vzácný – přibližně dvěstětisíckrát méně častý než $K^- \to \pi^0 e^- \bar{\nu}$ (jehož relativní četnost je zhruba 5%). Ve světě vystavěném ze tří kvarků není z tohoto fatálního problému žádné východisko a mnozí fyzikové proto ve své době GWS teorii prostě odmítali, resp. považovali ji pouze za akademický příklad renormalizovatelného modelu kvantové teorie pole.

V roce 1970 přišli s elegantním řešením Sheldon Glashow, John Iliopoulos a Luciano Maiani (GIM). Navrhli model se *čtyřmi* kvarky, z něhož bylo téměř okamžitě patrné, že je kompatibilní s lokální symetrií elektroslabých interakcí. Vtip je v tom, že čtyři kvarky lze uspořádat do dvou dubletů a v důsledku jednoduchých algebraických manipulací pak vzniknou dva příspěvky k interakci typu *dsZ*, které se vzájemně vyruší. V modelu GIM se předpokládalo, že čtvrtý kvark nese náboj +2/3 a nové kvantové číslo, jež se v silných interakcích zachovává (podobně jako podivnost), zatímco ve slabých interakcích nabitých proudů se může měnit o jednotku. Pro tuto charakteristiku se ustálil název **půvab** (angl. „charm“) a „půvabný kvark“ se proto začal označovat jako *c*. Dodatečnou estetickou předností GIM modelu byla symetrie spektra elementárních fermionů – čtyři kvarky *u*, *d*, *s*, *c* odpovídaly čtyřem tehdy známým leptonům e, ν_e, μ, ν_μ. V rámci GWS elektroslabé teorie obohacené o takto rozšířený kvarkový sektor pak bylo také možno provést podrobný výpočet relativní četnosti procesu $K^- \to \pi^- e^+ e^-$, který se při absenci neutrálních proudů se změnou podivnosti může realizovat jen jako efekt vyššího řádu. Srovnání výsledku s výše zmíněnými experimentálními daty ukázalo, že *c*-kvark by mohl být relativně těžký (ve srovnání s *u*, *d* a *s*); jeho klidová hmotnost byla odhadnuta zhruba na 1,5 GeV. V raných sedmdesátých letech to ovšem bylo pouze teoretické schéma a mnohým se zdála záchrana GWS teorie pomocí nové hypotetické částice nepřijatelná (je třeba přiznat, že tato teorie obsahovala – na vkus své doby – hypotetických částic celkem dost).

Situace se naštěstí dramaticky změnila na podzim roku 1974, kdy byly objeveny nové hadrony, jež se daly přirozeně interpretovat jako vázané stavy kvarku *c* a jeho antikvarku $\bar{c}$.

Nejprve velmi stručně k objevu samotnému. Zmíněné částice byly pozorovány prakticky současně ve dvou nezávislých (a zcela odlišných) experimentech provedených v USA. V jednom z nich, realizovaném v laboratoři SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), se studovaly srážky vstřícných svazků elektronů a pozitronů. Tým vedený Burtonem Richterem zde při energii 3.1 GeV objevil rezonanci se šířkou několika desítek keV (podle současných dat 87 keV), což je hodnota překvapivě malá na tak těžký objekt (připomeňme, že typické šířky hadronových rezonancí známých v té době byly od několika MeV do stovek MeV). Richterova skupina označila tuto částici jako ψ. Ve druhém experimentu, uskutečněném v Brookhavenu pod vedením Samuela Tinga, se sledovala produkce elektron-pozitronových párů ve srážkách protonů s beryliovým terčíkem (poznamenejme, že vznik leptonového páru v hadronových srážkách se obecně nazývá Drell-Yanův proces). Tingova skupina rovněž identifikovala rezonanci při invariantní hmotnosti páru e^+e^- rovné 3.1 GeV a označila ji jako J. Obě skupiny se vzájemně informovaly o svých výsledcích v pondělí 11. 11. 1974 a bylo zřejmé, že pozorují totéž. Richter a Ting vzápětí vydali společné oznámení o objevu mezonu, který se až do dneška označuje J/ψ a články obou týmů pak byly publikovány ve stejném čísle časopisu Physical Review Letters. Fakticky už před experimentálním odhalením J/ψ byly známy výsledky teoretické analýzy spektra vázaných stavů systému $c\bar{c}$, kterou provedli Thomas Appelquist a David Politzer. Jejich výpočet předpovídal řadu energetických hladin s malou rozpadovou šířkou, analogických hladinám pozitronia (tj. vázaného stavu elektronu a pozitronu). Klidová hmotnost pozorovaného J/ψ přitom byla pozoruhodně blízká dvojnásobku odhadované hmotnosti c-kvarku, o níž jsme se zmínili výše. Richterova skupina proto pokračovala v systematickém hledání dalších úzkých rezonancí, tj. excitovaných stavů „charmonia“ předpověděných teoretiky (anihilace e^+e^- je z experimentálního hlediska mnohem čistší než srážky hadronů; Tingova skupina nemohla kvůli nedostatečnému energetickému rozlišení excitované stavy charmonia pozorovat). Deset dní po prvním objevu byla skutečně nalezena další rezonance (tentokrát při energii zhruba 3.7 GeV) a byla označena jako ψ' (podle dnešních dat má šířku 277 keV). Je celkem pochopitelné, že přirozená interpretace částic J/ψ a ψ' jako vázaných stavů $c\bar{c}$ pak brzy zcela převládla a tak byl také akceptován čtvrtý kvark – ze zbožného přání zastánců kalibračních teorií se stala fyzikální realita.

Burton Richter
1931 –

Samuel Ting
1936 –

Objev hadronů se „skrytým půvabem“ (angl. „hidden charm“) ve své době natolik výrazně ovlivnil myšlení a orientaci částicových fyziků, že se tato událost často nazývá „listopadová revoluce“. Kromě výrazné (byť nepřímé) podpory GWS teorie šlo také o samotný koncept kvarkového modelu hadronů. Můžeme říci, že teprve po úspěšné identifikaci J/ψ a ψ' jako základního a prvního excitovaného stavu charmonia získaly kvarky (nejen c, ale i původní u, d a s) v myšlení fyziků definitivně status skutečných fyzikálních objektů. V této souvislosti bylo podstatné, že díky značné klidové hmotnosti kvarku c je možno vázané stavy $c\bar{c}$ popsat celkem spolehlivě pomocí metod nerelativistické kvantové mechaniky známých z atomové a jaderné fyziky. Vnitřní struktura mezonu J/ψ je tak vystižena obzvláště názorně a to jaksi dodatečně zvyšuje důvěryhodnost kvarkového modelu vůbec. **Jinými slovy, úspěšné teoretické objasnění excitačního spektra charmonia lze považovat za jeden z nepřímých, ale velmi silných důkazů reálné existence kvarků.** Při popisu struktury hadronů ovšem musíme – na rozdíl od teorie atomů nebo jader – pracovat s představou „věznících sil“, jimž odpovídá potenciální energie rostoucí se vzdáleností (prostě proto, že volné kvarky nebyly nikdy pozorovány).

Dalším nevyhnutelným krokem pak byla identifikace hadronů s "odhaleným půvabem" (poněkud volně z angl. „overt charm"). Zatímco v J/ψ je půvab skryt v podobě jeho uvězněných konstituentů $c, \bar{c}$ (hodnoty tohoto kvantového čísla pro c a $\bar{c}$ jsou opačné a vzájemně se vyruší), v rámci kvarkového modelu lze očekávat také bohaté spektrum hadronů obsahujících např. jeden kvark c a lehké kvarky u, d nebo s (v případě baryonů je však možno očekávat i stavy obsahující dva nebo tři c-kvarky). První půvabné hadrony byly pozorovány ve SLAC v roce 1976. Jednalo se o mezony označované jako D^+ a D^0, jež mají kvarkové složení $c\bar{d}$, resp. $c\bar{u}$. V dnešní době je známa celá řada mezonů a baryonů nesoucích půvab a jejich spektroskopie je stále předmětem experimentálního výzkumu (baryony obsahující více než jeden c-kvark však zatím pozorovány nebyly). Nakonec dodejme, že v roce 1976 získali Richter a Ting za objev čtvrtého kvarku Nobelovu cenu.

TRIUMF STANDARDNÍHO MODELU ELEKTROSLABÝCH INTERAKCÍ

Objev neutrálních proudů a experimentální potvrzení existence c-kvarku znamenaly skutečný průlom v chápání fundamentálních sil v mikrosvětě. GWS teorie, která ještě na začátku sedmdesátých let sloužila spíše jako „existenční důkaz" pro čistě teoretickou konstrukci renormalizovatelného modelu slabých interakcí, se po roce 1974 stala definitivně paradigmatem, tj. „standardním modelem" fyziky elektroslabých sil. Je ovšem nepochybné, že i matematický důkaz renormalizovatelnosti teorie provedený 't Hooftem a Veltmanem výrazně přispěl k její popularitě, ale rozhodující nakonec byla úspěšná konfrontace teoretických předpovědí s experimentálními daty. Během druhé poloviny sedmdesátých let byla podrobněji testována struktura neutrálních proudů, jak s využitím svazků mionových neutrin, tak pomocí nabitých leptonů. V této souvislosti lze za mimořádně významný považovat experiment s nepružným rozptylem polarizovaných elektronů na nukleonech (přesněji řečeno na deuteriu) realizovaný v roce 1978 ve SLAC týmem, který vedl Charles Prescott. Tento experiment prokázal, že interakce elektronového neutrálního proudu narušuje paritu (nikoli ovšem maximálním způsobem jako v případě interakcí neutrin) a zároveň poskytl poměrně přesnou hodnotu Weinbergova úhlu, tj. parametru $\sin^2\theta_W$ (což, jak už bylo řečeno, umožnilo teoreticky předpovědět hmoty vektorových bosonů W a Z). Celkovou situaci na konci sedmdesátých let – alespoň pokud jde o neutrální proudy – lze shrnout konstatováním, že až na některé drobné mráčky na horizontu (jako byla např. kontroverzní otázka narušení parity v atomové fyzice, vyřešená později) všechna známá data potvrzovala standardní model. Vše tedy nasvědčovalo tomu, že z GWS modelu – „ošklivého kachňátka" narozeného v šedesátých letech – se vyvinula realistická a prediktivní teorie. Její první úspěšné období bylo korunováno Nobelovou cenou, kterou Glashow, Salam a Weinberg získali společně v roce 1979.

Neutrální proudy a čtvrtý kvark ovšem představovaly, striktně vzato, pouze nepřímé důkazy správnosti GWS teorie. Naprosto zásadní však byla otázka existence intermediálních bosonů W a Z (z tohoto hlediska se mohlo zdát udělení Nobelovy ceny již v roce 1979 jako poněkud odvážný krok). Z předpovědi jejich hmotností, $m_W \doteq 80$ GeV, $m_Z \doteq 91$ GeV, bylo na konci sedmdesátých let zřejmé, že žádné z tehdy existujících experimentálních zařízení není schopno tyto částice produkovat. Proto vznikl v CERN projekt collideru $Sp\bar{p}S$ (Super $p\bar{p}$ Synchrotron) pro studium srážek vstřícných svazků protonů a antiprotonů při celkové energii (v těžišťovém systému) 540 GeV; jeho plánované parametry měly garantovat objev W a Z v každém případě (eventuelně vyvrácení GWS teorie). Hlavním organizátorem tohoto grandiózního projektu byl Carlo Rubbia (podstatná byla samozřejmě podpora tehdejších ředitelů CERN, jimiž byli Leon Van Hove a John Adams).

Carlo Rubbia
1934 –

Obecně řečeno, kruhový **collider** (rozumný jednoslovný český ekvivalent tohoto termínu asi neexistuje) je zařízení, v němž vedle sebe v opačných směrech cirkulují dva svazky částic (zde protonů a antiprotonů) a přitom kontrolovaným způsobem dochází k jejich srážkám. Základ systému $Sp\bar{p}S$ tvořil tehdy již existující urychlovač SPS (Super Proton Synchrotron), v němž protony a antiprotony získávaly konečnou srážkovou energii. Důležitou součástí zařízení byl také akumulační prstenec, v němž se hromadily antiprotony (vyrobené srážkami primárního protonového svazku s pevným terčem) tak, aby před finálním urychlením měl jejich svazek intenzitu srovnatelnou se svazkem protonů. Celý komplex byl tedy vlastně koncipován jako „továrna na antiprotony“, kterých bylo třeba vyrobit a uchovat ve stabilním svazku ohromné množství, předtím než dojde ke srážce s protony. Již dříve existovaly collidery se svazky elektronů a pozitronů (právě na jednom takovém zařízení objevila skupina B. Richtera částici J/ψ), ale příprava svazku antiprotonů požadované intenzity představovala značný technický problém.

Simon van der Meer
1925 –

S řešením přišel Simon van der Meer, který vynalezl techniku nazývanou „stochastické chlazení“ (angl. „stochastic cooling“). Pomocí tohoto postupu (kterým se reguluje neuspořádaný pohyb vyrobených „syrových“ antiprotonů) se podařilo připravit antiprotonový svazek s potřebnými parametry a první srážky $p\bar{p}$ v SPS byly registrovány v létě 1981. V prosinci 1982 už byla statistika pozorovaných případů srážek natolik vysoká, že mezi nimi bylo možno identifikovat signál produkce bosonů $W^{\pm}$, a sice na základě jejich rozpadů na nabitý lepton a příslušné neutrino. (Je známo, že tehdejší ředitel CERN Herwig Schopper neoficiálně informoval o těchto předběžných datech britskou ministerskou předsedkyni Margaret Thatcherovou, která se o možný objev *W* živě zajímala.) Oficiální oznámení bylo vydáno v lednu 1983 a o něco později byl detekován také neutrální vektorový boson *Z*, pomocí rozpadů na pár e^+e^- nebo $\mu^+\mu^-$. Hmotnosti pozorovaných *W* a *Z* přitom dobře souhlasily s předpovědí standardního modelu (je samozřejmé, že experimentátoři nehledali rozpadové produkty *W* a *Z* „naslepo“, nýbrž právě v kinematické oblasti odpovídající očekávaným hodnotám m_W a m_Z).[11] Potvrzení existence intermediálních bosonů elektroslabých interakcí s hmotnostmi předpověděnými teorií bylo skutečným triumfem GWS standardního modelu; tato ohromující souhra abstraktní teorie a obtížného experimentu se dá považovat za jeden z největších výkonů fyziky dvacátého století a moderní přírodovědy vůbec. Za svůj příspěvek k objevu *W* a *Z* získali Rubbia a van der Meer Nobelovu cenu v roce 1984.

Martin Perl
1927 –

Vraťme se však ještě na chvíli zpět do sedmdesátých let. Brzy po „listopadové revoluci“ spojené s objevem *c*-kvarku došlo poněkud překvapivě k odhalení dalších elementárních fermionů. V roce 1975 pozoroval Martin Perl se svým týmem ve SLAC případy srážek e^-e^+, v nichž se produkoval elektron a kladně nabitý mion (resp. pozitron a záporně nabitý mion) a nevznikaly přitom žádné dodatečné hadrony či fotony. Perl tyto případy interpretoval jako párovou produkci nového leptonu τ, tj. reakci $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, následovanou leptonovými rozpady typu $\tau \to e\nu\bar{\nu}$ a $\tau \to \mu\nu\bar{\nu}$. Už z prvních měření bylo zřejmé, že τ je poměrně těžká částice, s klidovou hmotností mezi 1,6 a 2,0 GeV (takže označení lepton vlastně není v tomto případě etymologicky zcela ade-

[11] Zde je na místě ještě tato poznámka: Ačkoli jsou *W* a *Z* blízkými příbuznými fotonu, mají jen velmi krátkou dobu života, řádově 10^{-25} s. Důvod ovšem spočívá právě v jejich velkých hmotnostech, které kinematicky dovolují celou řadu leptonových i hadronových rozpadů; interakce zodpovědná za tyto rozpady je přitom prakticky stejně silná jako interakce elektromagnetická.

kvátní); podle současných dat je m_τ = 1,777 GeV. Od samého začátku se také považovalo za víceméně hotovou věc, že v rozpadech τ vzniká asociované neutrino ν_τ – bylo totiž zřejmé, že „chybějící energii“ v leptonových rozpadech τ odnáší alespoň dvě neutrina a všeobecně se důvěřovalo zachování leptonového náboje. Poznamenejme však, že k přímé detekci ν_τ došlo až o 25 let později, v létě 2000. Perlův objev těžkého leptonu τ byl ve své době téměř stejně dramatický jako objev J/ψ, ale neměl tak výrazný ohlas, jelikož k rozhodující „změně paradigmatu“ v částicové fyzice už došlo rok předtím. Odměna v podobě Nobelovy ceny také přišla až mnohem později – Perl ji získal v roce 1995.

Na konci roku 1975 už tedy zdánlivě opět existovala „asymetrie“ mezi leptony a kvarky. Jelikož důvody pro rovnost počtu leptonů a kvarků jsou hlubší než jen estetické (zmíníme se o nich za chvíli), byla zde zřejmá motivace pro hledání dalšího kvarku, v experimentech analogických těm, které dříve odhalily částici J/ψ. V polovině roku 1977 tak byl objeven pátý kvark, označený jako b (z angl. „bottom“ nebo „beauty“). K objevu došlo ve FNAL (Fermilab) v USA při studiu produkce leptonových párů v hadronových srážkách. Tým vedený Leonem Ledermanem hledal rezonance ve spektru párů $\mu^+\mu^-$ produkovaných při srážkách protonů s energií 400 GeV s atomovými jádry. Při detailní analýze dat experimentátoři odhalili dva rezonanční píky při invariantních hmotnostech přibližně 9,5 GeV a 10 GeV a označili je Υ a Υ'. Brzy bylo zřejmé, že se zde prostě opakuje historie J/ψ a ψ' – pozorované rezonance bylo možno interpretovat jako vázané stavy nového kvarku b a antikvarku $\bar{b}$ (šlo tedy o „bottomonium“); rozdíl je pouze v tom, že kvark b má hmotnost zhruba 4,5 GeV a náboj –1/3. Za objev pátého kvarku Nobelova cena udělena nebyla; připomeňme, že Lederman ji získal v roce 1988 spolu se dvěma dalšími badateli za identifikaci mionového neutrina.

V roce 1977 bylo tedy známo 6 leptonů a 5 kvarků. Pro jednotlivé kvarkové typy u, d, s, c, b se ustálilo označení „vůně“, resp. „aroma“ (angl. „flavour“) a někdy se tento poetický termín užívá i v případě leptonů. Od poloviny šedesátých let už bylo také dobře známo, že kromě vůně nesou kvarky další vnitřní kvantové číslo nazývané „barva“ – každý typ kvarku existuje ve třech jinak identických „barevných kopiích“. O dynamickém významu barvy (která byla do kvarkového modelu zavedena už v roce 1965) stručně pojednáme v následující kapitole. Elementární fermiony se také přirozeně dělí do skupin nazývaných „generace“: čtveřice (ν_e, e, u, d) tvoří 1. generaci, (ν_μ , μ, c, s) je 2. generace a ν_τ, τ, b patří do 3. generace.

Jak už jsme naznačili, existuje hlubší důvod pro symetrii spektra elementárních fermionů, tj. pro rovnost počtu kvarků a leptonů. Tímto důvodem je vnitřní konzistence poruchového rozvoje GWS teorie elektroslabých interakcí (a, striktně vzato, i renormalizovatelnost Feynmanových diagramů ve vyšších řádech poruchového rozvoje). Jde přitom o delikátní efekt specifických diagramů (obsahujících trojúhelníkové uzavřené smyčky fermionových linií), nazývaný „kvantová anomálie“ nebo konkrétněji „ABJ anomálie“ (podle Stephena Adlera, Johna Bella a Romana Jackiwa). Anomálie znamená obecně narušení klasické symetrie na kvantové úrovni a v případě kalibračního modelu GWS typu může její přítomnost ohrozit vnitřní konzistenci teorie v rámci poruchového rozvoje. Podrobnější diskuse tohoto hlubokého konceptu kvantové teorie pole vychází daleko za rámec našeho populárního přehledu; je však zajímavé alespoň uvést, k jakému omezení pro elementární fermiony vede podmínka absence efektů ABJ anomálie ve standardním modelu elektroslabých interakcí. Aplikace této podmínky fakticky znamená, že příspěvek „nebezpečných“ leptonových smyček se kompenzuje příspěvkem kvarkových smyček, což vede k pozoruhodnému vztahu

$$\sum_f Q_f = 0 \tag{10}$$

kde Q_f je náboj fermionu f (v jednotkách náboje pozitronu) a sčítá se přes všechny elementární fermiony, tj. kvarky a leptony. Rovnost (10) je skutečně splněna pro první dvě generace

(pro každou zvlášť), pokud kvarky započítáme i s jejich barvami. Např. pro první generaci máme

$$0 + (-1) + 3 \times \left[\frac{2}{3} + \left(-\frac{1}{3} \right) \right] = 0 \tag{11}$$

a ovšem zcela analogicky je takový vztah splněn pro druhou generaci kvarků a leptonů. Trojice ν_τ, τ, b v tomto kontextu evidentně představuje neúplnou třetí generaci, neboť pro splnění vztahu (10) v ní chybí kvark s nábojem + 2/3. Po roce 1977 se tedy prostě předpokládalo, že takový kvark existuje a pod označením *t* (top) figuroval ve schématu standardního modelu jako hypotetická, leč s důvěrou očekávaná částice. Na jeho experimentální detekci však bylo třeba čekat poměrně dlouho, až do poloviny devadesátých let (k historii objevu *t*-kvarku se ještě krátce vrátíme později).

Na konci sedmdesátých let ve skutečnosti existoval ještě jeden důvod pro doplnění třetí generace fermionů top-kvarkem. Po objevu částic Υ, Υ' a dalších excitovaných stavů „bottomonia“ $b\bar{b}$ byly pozorovány také mezony a baryony složené z jednoho kvarku *b* a lehčích kvarků (např. *B*-mezony $B^-(b\bar{u})$, $B^0(b\bar{d})$ apod.). Ukázalo se, že ve slabých interakcích se chovají podobně jako podivné částice: rozpady, v nichž by se kvark *b* měnil např. na *s* (a pár nabitých leptonů) se nepozorují, nebo jsou velmi silně potlačené. Jinými slovy, **prakticky se nepozorují slabé přechody se změnou vůně a beze změny náboje**. Kdyby však existovalo pouze 5 kvarků, byly by neutrální proudy se změnou vůně v rámci GWS elektroslabé teorie nevyhnutelné (tj. vznikaly by interakce typu *bsZ* nebo *bdZ*) podobně jako tomu bylo dříve v případě Gell-Mannova modelu tří kvarků. Dá se tedy říci, že na konci sedmdesátých let se opakovala stejná situace jako v době vzniku GWS modelu: lichý počet kvarků byl nekompatibilní s kalibrační symetrií $SU(2)\times U(1)$ a top-kvark *t* jako partner *b* byl prakticky nezbytný pro odvrácení konfliktu elektroslabé teorie s fenomenologií hadronových rozpadů.

Je pozoruhodné, že model šesti kvarků byl původně navržen – jako čistě teoretická konstrukce – už v roce 1973. Tehdy si totiž Makoto Kobayashi a Toshihide Maskawa jako první uvědomili, že chceme-li v rámci teorie elektroslabého sjednocení přirozeně popsat také narušení *CP* symetrie (viz konec 7. kapitoly), nestačí uvažovat schéma GIM se čtyřmi kvarky, ale je nezbytné přidat třetí generaci, tj. dublet (*b*, *t*). Důvod je víceméně technický a úzce souvisí se zobecněním popisu Cabibbova směšování kvarků *d* a *s*, o němž byla řeč v 7. kapitole. V zásadě jde o toto: V případě „dvougeneračního“ modelu GIM lze takový mixing vždy popsat pomocí reálných koeficientů, které charakterizují relativní sílu interakcí nabitých kvarkových proudů (pro různé dvojice kvarků s náboji lišícími se o jednotku). Souhrnně je možno zapsat je ve tvaru matice

$$U_{CGIM} = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} \\ U_{cd} & U_{cs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \tag{12}$$

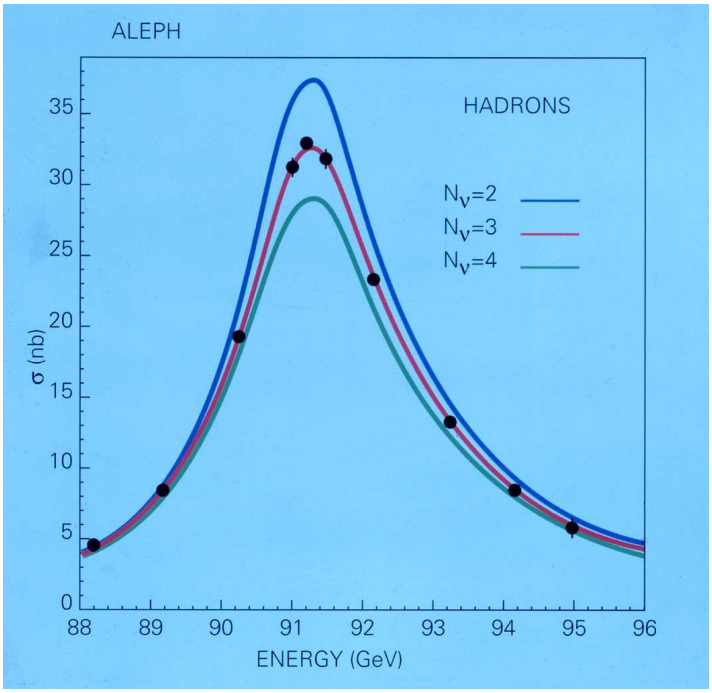
kde θ_C je Cabibbův úhel. To znamená, že i vazbové konstanty pro slabé interakce typu *udW*, *usW*, *cdW* a *csW* jsou všechny *reálné* a z algebraických vlastností nabitých proudů pak plyne, že symetrie *CP* je v takovém případě *přesná*. Pro tři generace je směšování kvarků vyjádřeno pomocí unitární Cabibbo-Kobayashi-Maskawovy (CKM) matice

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{13}$$

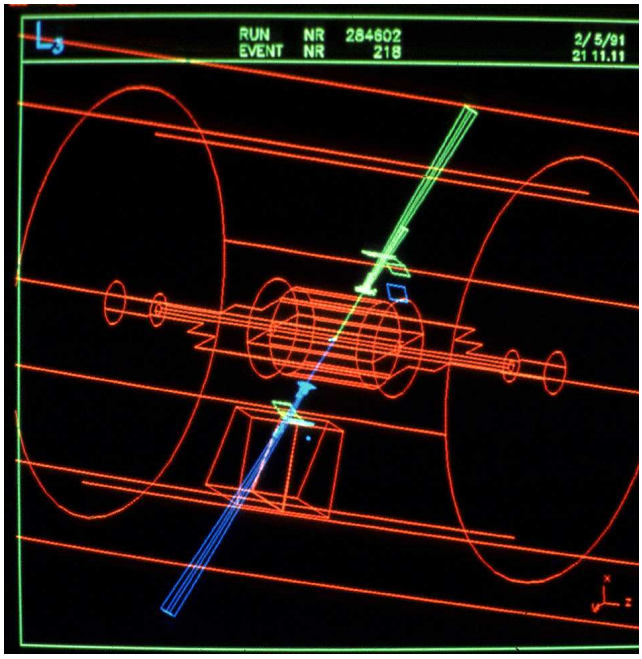
jejíž elementy jsou obecně *komplexní* (lze je parametrizovat pomocí tří úhlů Cabibbova typu a jedné fáze) a to může vést k *narušení CP* symetrie v rovnicích popisujících interakce slabých proudů a vektorových bosonů.

Je zřejmé, že v roce 1973 představoval model šesti kvarků dost odvážnou extrapolaci, uvážíme-li, že v té době ještě nebyl experimentálně prokázán ani čtvrtý kvark *c*, tj. nebyla ještě úplná ani druhá generace elementárních fermionů. Práce Kobayashiho a Maskawy proto několik let ležela víceméně bez povšimnutí, ale zájem o ni pochopitelně dramaticky vzrostl po objevu *b*-kvarku (stojí za zmínku, že v letech 1980 – 2000 byla jednou z nejvíce citovaných prací v částicové fyzice vůbec). Přesné určení elementů CKM matice patří k hlavním aktuálním cílům experimentální částicové fyziky, neboť představuje jeden ze zásadních testů správnosti standardního modelu elektroslabých interakcí. Jinými slovy, je důležité vědět, zda všechny efekty narušení *CP* symetrie lze úspěšně popsat pomocí „Kobayashi-Maskawova mechanismu“ (tj. prostřednictvím imaginární části matice (13)) nebo zda v tomto kontextu hraje nějakou roli fyzika přesahující rámec standardního modelu. V současné době se proto dále detailně vyšetřují jednak rozpady *K*-mezonů známé už ze šedesátých let a kromě toho se hledají také vzácné procesy s relativní četností 10^{-9} a menší. Obzvláště žhavým tématem je však identifikace efektů narušení *CP* symetrie v rozpadech *B*-mezonů; „ostře sledovaným“ procesem je zejména $B^0 \to J/\psi + K^0$ (na kvarkové úrovni mu odpovídá přechod $b \to c\bar{c}s$).

Vraťme se nyní k období, jež následovalo po objevu intermediálních vektorových bosonů *W* a *Z*. Zjevný úspěch GWS standardního modelu výrazně motivoval přípravu dalších experimentů, v nichž by bylo možno testovat teorii elektroslabých interakcí přesněji, na úrovni efektů korekcí vyššího řádu, tj. radiačních korekcí vznikajících z Feynmanových grafů s uzavřenými smyčkami – podobně, jako tomu bylo kdysi v případě kvantové elektrodynamiky. K tomuto účelu byly v osmdesátých letech navrženy a zkonstruovány dva výkonné urychlovače, koncipované jako „továrny na Z^0“, v nichž se mělo docílit hojné (rezonanční) produkce neutrálních intermediálních bosonů ve srážkách vstřícných svazků elektronů a pozitronů (jinak řečeno, celková energie svazků byla nastavena na hodnotu 91 GeV odpovídající klidové hmotnosti *Z*). Jeden z nich, známý pod zkratkou SLC (Stanford Linear Collider), byl postaven v USA a druhý, kruhový collider LEP (Large Electron Positron Ring), byl vybudován v CERN. Svými rozměry je LEP dosud největší urychlovač na světě – obvod jeho podzemního tunelu, v němž je umístěn hlavní prstenec collideru, je 27 km. Pro ilustraci četnosti produkce *Z* uveďme, že nominální luminosita vstřícných svazků LEP (rovná řádově 10^{32} cm^{-2} s^{-1}) odpovídá produkci jednoho *Z* každé dvě sekundy.



Obr. 10 Neutrální intermediální vektorový boson *Z* jako rezonance v účinném průřezu produkce hadronů ve srážkách $e^- e^+$ Šířka rezonance závisí na počtu lehkých neutrin, na jejichž páry se Z může rozpadat. Hodnota šířky Z změřená na LEP dává s velkou přesností $N_\nu = 3$.

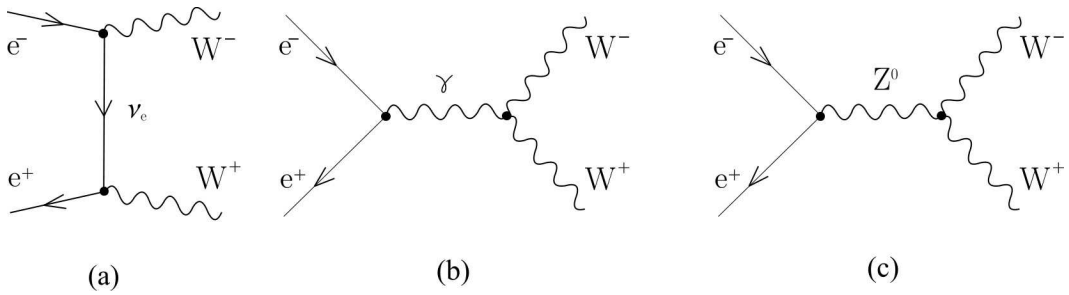


Obr.11 Počítačová rekonstrukce rozpadu Z na pár e^+e^-, pozorovaného v detektoru L3 na LEP.

Experimenty na těchto nových zařízeních byly zahájeny na přelomu osmdesátých a devadesátých let a do konce 20. století přinesly výsledky, které potvrdily platnost standardního modelu elektroslabých interakcí s přesností řádově jednoho promile. Jedním z „vedlejších produktů“ přesných měření charakteristik elektroslabých procesů byl mj. také odhad hmotnosti top-kvarku provedený ještě před jeho přímou experimentální detekcí. Vtip je v tom, že radiační korekce k měřeným veličinám závisí na hmotnostech virtuálních částic v uzavřených smyčkách Feynmanových diagramů a konfrontace výpočtů s dostatečně přesnými experimentálními daty pak umožňuje provést zmíněný odhad, tj. např. „předpovědět“ hmotnost t-kvarku. V první polovině devadesátých let už bylo zřejmé, že pokud t-kvark existuje, musí být velmi těžký, dokonce těžší než W a Z – jeho klidová hmotnost byla odhadnuta na hodnotu m_t = (169 ± 24) GeV. Top-kvark byl poprvé pozorován v laboratoři FNAL v USA (na urychlovači Tevatron, ve srážkách protonů s antiprotony při energii 1,8 TeV) v roce 1994 a jeho objev byl definitivně potvrzen o rok později. Podle současných experimentálních dat má t-kvark hmotnost přibližně (174±5) GeV a je tedy nejtěžší elementární částicí vůbec (je zhruba stejně těžký jako atom wolframu!). Střední doba jeho života je velmi krátká, řádově 10^{-25} s. Úspěšný odhad m_t na základě výpočtů radiačních korekcí v rámci teorie elektroslabých interakcí byl zřejmě také bezprostředním popudem pro udělení Nobelovy ceny za rok 1999 G. 't Hooftovi a M. Veltmanovi, jejichž průkopnické práce týkající se renormalizovatelnosti kalibračních teorií měly pro výpočty výše zmíněného typu rozhodující význam (podle oficiálního odůvodnění získali tito dva Holanďané nejprestižnější vědeckou cenu za „objasnění kvantové struktury elektroslabých interakcí“).

Na podzim roku 1995 byla zvýšena energie vstřícných svazků elektronů a pozitronů na LEP na hodnotu, která umožňovala produkovat páry nabitých vektorových bosonů $W^\pm$ (klidová hmotnost W odpovídá 80 GeV, takže k produkci páru $W^+ W^-$ je zapotřebí celkové energie srážky větší než 160 GeV). Začala tak nová fáze experimentů, nazývaná obvykle LEP II. Energie svazků se do roku 2000 postupně zvyšovala až na 206 GeV a bylo tak mimo jiné možno změřit poměrně detailně závislost účinného průřezu reakce $e^- e^+ \to W^- W^+$ na energii srážky. Na obr. 12 jsou znázorněny relevantní Feynmanovy diagramy pro tento proces v rámci GWS standardního modelu (není zde uveden graf s výměnou Higgsova bosonu, který v tomto případě dává zanedbatelný příspěvek).

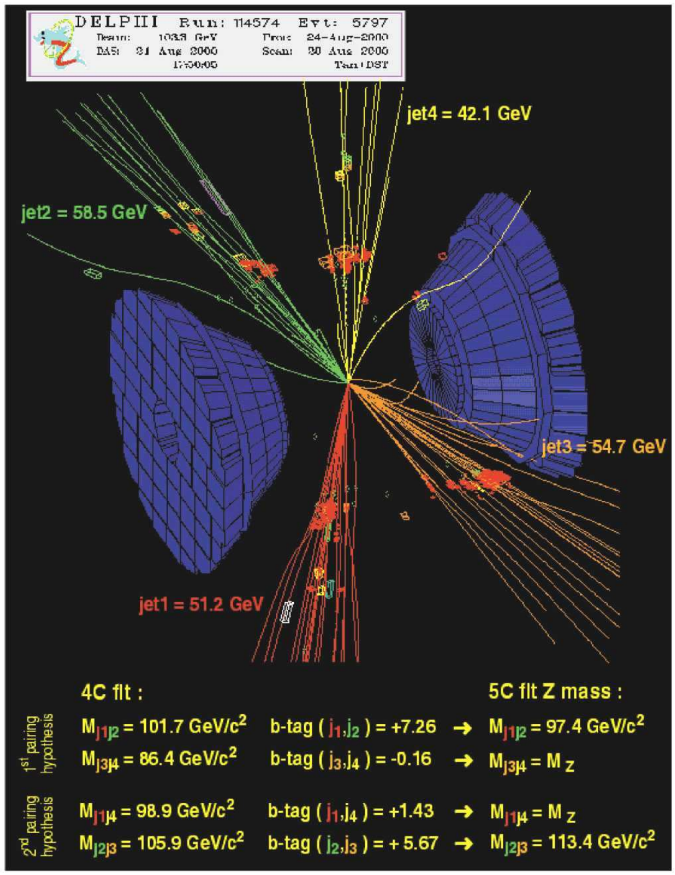
Výsledky měření potvrdily s velkou přesností předpověď standardního modelu; zejména byla nade vši pochybnost prokázána přítomnost interakce vektorových bosonů typu WWZ, která je charakteristická pro teorie s neabelovskou kalibrační symetrií. Bez příspěvku diagramu (c) by totiž účinný průřez uvažovaného procesu rychle rostl s rostoucí energií (to je chování odpovídající nerenormalizovatelné teorii), data však jasně ukazují mnohem mírnější průběh této závislosti.



Obr.12 Feynmanovy diagramy reprezentující jednotlivé příspěvky k procesu $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+$ ve standardním modelu: (a) slabá interakce nabitých proudů (b) elektromagnetická interakce (c) výměna Z^0 a charakteristická elektroslabá Yang-Millsova interakce *WWZ*

Jediným „chybějícím článkem“ standardního modelu tak zůstává Higgsův boson *H*, o němž byla řeč v 8. kapitole. Jak už jsme konstatovali dříve, GWS teorie bohužel nedává žádnou konkrétní předpověď pro jeho hmotnost, což znamená, že současné i budoucí experimenty musí systematicky prohledat poměrně širokou oblast dostupných energií. Jsou ovšem určitá obecná omezení plynoucí z teorie, takže dříve či později se fundamentální otázka existence či neexistence Higgsova bosonu rozhodne s definitivní platností. Lze např. říci, že jeho hmotnost je omezena shora hodnotou řádově rovnou 1 TeV (tj. 1000 GeV), neboť *H* by pak přestal být dobře definovanou částicí – jeho rozpadová šířka by byla přibližně rovna jeho klidové energii. V takovém případě by také některé interakce Higgsova bosonu byly mnohem silnější než např. typické elektroslabé interakce vektorových bosonů. Standardní model by tak ztratil svou vnitřní konzistenci v rámci poruchového rozvoje (tj. metoda Feynmanových diagramů by byla prakticky nepoužitelná) a jednoduchý „Higgsův trik“, pomocí něhož se v GWS teorii generují hmotnosti *W* a *Z*, by bylo třeba nahradit jiným mechanismem narušení elektroslabé symetrie. Hodnotu m_H lze také odhadnout na základě analýzy radiačních korekcí k měřitelným charakteristikám elektroslabých procesů, podobně jako tomu bylo v případě *t*-kvarku. Tyto korekce však závisí na m_H mnohem slaběji než na m_t a příslušný odhad hmotnosti Higgsova bosonu proto není příliš přesný. Lze však říci, že současná data z přesných testů standardního modelu silně preferují hodnotu m_H menší než 200 GeV. Na druhé straně, negativní výsledky přímého hledání *H* na LEP II dávají pro hmotnost Higgsova bosonu dolní mez, která je nyní zhruba 113 GeV.

V této souvislosti stojí za zmínku, že v létě roku 2000 – těsně před definitivním uzavřením experimentů LEP II – byl pozorován signál, který naznačoval produkci a následný rozpad Higgsova bosonu s hmotností asi 115 GeV. Dominantním mechanismem eventuelní produkce *H* na LEP II je proces $e^-e^+ \rightarrow ZH$ a při energii srážky rovné 206 GeV může spolu se *Z* vzniknout *H* s hmotností maximálně 115 GeV. Takový Higgsův boson se podle standardního modelu rozpadá nejčastěji na pár těžkých fermionů – za daných okolností by převládající rozpadový mód byl $H \rightarrow b\bar{b}$ a druhý nejčastější (zhruba desetkrát méně pravděpodobný) je $H \rightarrow \tau^-\tau^+$. Ve zmíněném signálu z LEP II experimentátoři pozorovali právě případy produkce párů $b\bar{b}$, jež odpovídaly rozpadu částice s hmotností přibližně 115 GeV (viz obr.13). Situace, v níž byla analyzována data, byla kuriózní zejména tím, že k odhalení zajímavých případů došlo prakticky na poslední chvíli – definitivní uzavření experimentů na LEP II bylo původně plánováno na konec září 2000. Navíc, ze čtyř nezávislých experimentálních skupin (jež pracovaly se čtyřmi různými detektory) pouze dvě viděly příslušný signál. Provoz LEP II byl prodloužen o měsíc a celé zařízení bylo nakonec uzavřeno na začátku listopadu 2000. U mnohých fyziků to jistě muselo vyvolat „tantalovské“ pocity, ale v konečném rozhodnutí vedení CERN nakonec zřejmě převážila snaha nenarušit výrazněji harmonogram prací spojených s přípravou experimentů na novém urychlovači, známém pod zkratkou LHC (Large Hadron Collider). Toto zařízení má pracovat se vstřícnými svazky protonů s celkovou energií



Obr.13 Případ pozorovaný v detektoru DELPHI (zde rekonstruovaný na obrazovce počítače) na LEP II, který by mohl odpovídat společné produkci Higgsova bosonu a vektorového bosonu Z^0 a jejich následnému rozpadu na kvark–antikvarkové páry. Konečnými produkty reakce jsou úzké „jety“ („trysky“) hadronů vznikající z kvarků a antikvarků.

až 14 TeV, jež budou urychlovány v původním prstenci LEP. Výsledky plánovaných experimentů na LHC by měly dát definitivní odpověď na otázky spojené s možnou existencí Higgsova bosonu. Podle projektu má být LHC spuštěn v roce 2006 a s určitou dávkou optimismu tak lze říci, že problém Higgsovy částice by mohl být vyřešen okolo roku 2010. Pokud je však *H* skutečně tak lehký, jak naznačila zmíněná „last-minute“ data z LEP II, šanci na jeho objevení mají také experimentátoři na collideru Tevatron ve FNAL v USA, který od března 2001 pracuje se vstřícnými svazky protonů a antiprotonů s celkovou energií zvýšenou na 2 TeV a plánuje se zde také zvýšení luminosity. K objevu lehkého Higgsova bosonu na Tevatronu by přitom mohlo dojít už do roku 2006, takže situace v experimentální částicové fyzice bude v tomto období zřejmě celkem napínavá.

Jak jsme viděli, GWS model elektroslabého sjednocení zaznamenal – po poněkud rozpačitých začátcích v šedesátých letech – ohromující úspěch hned v několika směrech. Jelikož však o vlastnostech předpokládaného Higgsova sektoru víme dosud jen velmi málo (resp. téměř nic), nelze současnou teorii elektroslabých interakcí ani zdaleka považovat za uzavřenou kapitolu moderní částicové fyziky. Proto je v našem přehledu věnován největší prostor právě této části standardního modelu mikrosvěta – je totiž zřejmé, že další vývoj představ o fundamentálních silách mezi elementárními částicemi bude do značné míry záviset na řešení dnešních otevřených problémů fyziky elektroslabých interakcí.

Na druhé straně, základy moderní teorie silných interakcí – kvantové chromodynamiky – se dnes považují za dobře známé a ověřené a v budoucnosti zde lze těžko očekávat nějaké překvapení na fundamentální úrovni. Přesto je fyzika silných interakcí stále předmětem intenzivního výzkumu, zejména proto, že teorie skýtá mnoho možností aplikací v oblasti relativně nízkých energií a dává tak předpovědi ověřitelné při mnohem nižších nákladech, než je tomu např. v případě hledání Higgsova bosonu. V následující kapitole tedy pro úplnost shrneme vývoj představ o silných interakcích, který vedl ke vzniku kvantové chromodynamiky; časově jde prakticky o stejné období, kdy se na fyzikální scéně etabloval GWS model elektroslabých interakcí.

SILNÁ INTERAKCE

Jakmile se od poloviny šedesátých let začal postupně prosazovat kvarkový model hadronů, bylo zřejmé, že stará Yukawova teorie jaderných sil založená na představě výměny pionů ne-

může obstát jako realistický popis silné interakce na fundamentální úrovni. Trvalo však několik let, než byla vytvořena adekvátní teorie mezikvarkových sil. Problém spočíval v tom, že z počátku nebylo příliš jasné, co je vlastně relevantní „náboj“ hadronových konstituentů, který způsobuje, že existují baryony a mezony jako vázané stavy tří kvarků, resp. kvarku a antikvarku. Začátkem sedmdesátých let se vyjasnilo, že rozhodující dynamickou roli hraje kvantové číslo nazývané **barva** (o kterém jsme se již zmínili v předchozí kapitole), jež bylo do kvarkového modelu původně zavedeno kvůli uspokojivému popisu baryonů složených z identických kvarků. K tomu je třeba nejprve uvést pár slov na vysvětlenou.

Kvarky jsou fermiony se spinem1/2 a musí tedy splňovat **Pauliho vylučovací princip** – to znamená, že dva identické kvarky nemohou být ve stejném kvantovém stavu (tento princip je ve skutečnosti důsledkem obecnějšího pravidla, podle něhož kvantově-mechanická vlnová funkce systému identických fermionů musí být *antisymetrická* při jejich permutacích). Charakteristiky některých známých baryonů složených ze stejných kvarků (jako je např. Δ^{++} nebo Ω^{-}) však ukazují na to, že jejich vlnové funkce (v základním stavu) jsou symetrické jak vůči prostorovým, tak i spinovým proměnným. V rámci původního Gell-Mann – Zweigova modelu to představovalo paradox – zdálo se, že kvarky nelze považovat za standardní fermiony, navzdory polocelé hodnotě jejich spinu. Tento problém lze odstranit, předpokládáme-li, že každý kvark existuje ve třech různých „barvách“: v matematické řeči, kvark s určitou vůní představuje ve skutečnosti triplet vůči další (v tomto případě přesné) symetrii $SU(3)$. Základní stav výše zmíněných baryonů je pak antisymetrický právě vůči barvě a potenciální spor se základními principy kvantové teorie je tak odvrácen.

Ideu, že každý typ kvarku se může vyskytovat ve třech různých stavech charakterizovaných dodatečným kvantovým číslem, formulovali v roce 1965 Moo-Young Han a Yoichiro Nambu (jako „model tří tripletů“, neboť tehdy byly známy pouze vůně *u*, *d* a *s*).[12] Název „barva“ navrhl pro toto kvantové číslo o několik let později Gell-Mann (je ostatně také autorem termínu „vůně“), který původní Han-Nambuovo schéma transformoval do podoby užívané dnes. (Na vysvětlenou je třeba říci, že v Han-Nambuově modelu mají kvarky určitého typu s různými barvami také odlišné elektrické náboje, zatímco podle Gell-Manna existují trojice kvarků se stejným nábojem a s různými barvami.). Představa barevných kvarků se navíc hodila i pro objasnění některých dalších otevřených otázek částicové teorie své doby, jako byl např. problém rozpadu neutrálního pionu na dva fotony.

Pro popis interakcí kvarků se z počátku užíval model podobný kvantové elektrodynamice, v němž místo fotonu figuroval „gluon“, částice se spinem 1, která byla podle tehdejších představ barevným singletem, tj. nenesla žádnou barvu. Z dobové literatury je však také zřejmé, že už ve druhé polovině šedesátých a na začátku sedmdesátých let někteří teoretici (jako první zřejmě Y. Nambu) uvažovali o multipletu barevných gluonů – tj. o schématu, které v podstatě odpovídá současným představám. Rozhodující zlom však nastal až v roce 1973, v souvislosti s objevem tzv. **asymptotické volnosti** neabelovských kalibračních teorií; právě v tomto roce nakonec vznikla **kvantová chromodynamika** (**QCD**) jakožto polní teorie silných interakcí založená na principu lokální symetrie „barevné“ $SU(3)$. V takové teorii je pak nositelem interakce **oktet barevných gluonů** – ty odpovídají osmi Yang-Millsovým polím ($8 = 3^2-1$) a podle známých obecných pravidel interagují také samy se sebou (existují samointerakce tří a čtyř gluonů). K obsahu a významu konceptu asymptotické volnosti se vrátíme za chvíli, ale nejprve snad stojí za to uvést několik poznámek historického charakteru.

Je skutečně poněkud obtížné přesně a objektivně označit práci, v níž byla kvantová chromodynamika poprvé formulována. Asymptotickou volnost odhalili David Gross, Frank Wilczek a nezávisle na nich David Politzer a své výsledky publikovali ve stejném čísle časopisu Physical Review Letters zhruba v polovině roku 1973. Ačkoli jejich výpočty měly dosti obec-

[12] Pro úplnost poznamenejme, že modelu tří barev byl ekvivalentní koncept „parastatistiky“ kvarků, navržený O. W. Greenbergem v roce 1964.

nou platnost, měli evidentně na mysli i možné aplikace v realistické teorii silných interakcí. Na druhé straně, za vlastní tvůrce QCD se v literatuře často označují Harald Fritzsch, Murray Gell-Mann a Heinrich Leutwyler, a sice na základě jejich společného článku publikovaného koncem roku 1973 v časopise Physics Letters. Tato práce však byla zaslána k publikaci až několik měsíců po otištění zásadních článků Grosse, Wilczeka a Politzera. Existují i odkazy na jednu z dřívějších prací Fritzsche a Gell-Manna (obsaženou ve sborníku mezinárodní konference o fyzice vysokých energií konané v Chicagu roku 1972), ale při jejím studiu pozorný čtenář snadno zjistí, že ta je v daném kontextu poněkud zavádějící. Spíše se tedy zdá, že začátkem sedmdesátých let základní myšlenka QCD jaksi „visela ve vzduchu“, ale rozhodující impuls k její definitivní formulaci dodaly teprve fundamentální práce o asymptotické volnosti neabelovských kalibračních teorií. Z těchto poznámek je snad také dostatečně zřejmé, že geneze QCD byla značně spletitá; v každém případě, samotný název „kvantová chromodynamika“ prosadil M. Gell-Mann (odpovídá řeckému výrazu „chromos“ pro barvu) a od stejného autora pochází i termín „gluon“ (z angl. „glue“ – lepidlo).

Jaký je tedy obsah a význam pojmu „asymptotická volnost“ v kontextu silných interakcí? Asymptotická volnost (angl. „asymptotic freedom“) kvantové chromodynamiky znamená, zhruba řečeno, že interakce mezi kvarky (resp. samointerakce gluonů) vymizí na malých vzdálenostech. Provedeme-li přímočarou (monotónní) extrapolaci na velké vzdálenosti, lze očekávat, že v této oblasti silná interakce poroste. Oprávněnost takové extrapolace ovšem není nikterak zřejmá, neboť Gross, Wilczek a Politzer získali své výsledky na základě výpočtů Feynmanových diagramů, tj. v rámci poruchového rozvoje. Poruchové metody jsou spolehlivé jen v případě, že interakce je dostatečně slabá (tzn. příslušná vazbová konstanta je malá) – v daném případě tomu tak je pro malé vzdálenosti interagujících částic. Oblast velkých vzdáleností je třeba vyšetřit „neporuchovými“ metodami (jež jsou pro tyto účely rovněž rozpracovány) a výsledky jejich aplikace skutečně ukazují, že s rostoucí vzdáleností roste energie interakce barevných objektů přibližně lineárně (což odpovídá konstantní síle na velkých vzdálenostech). Interakce barevných nábojů v rámci QCD se tedy chová zcela opačně než elektromagnetické síly! Růst energie interakce kvarků a gluonů se vzdáleností znamená, že k rozbití libovolného hadronu na jeho volné konstituenty (např. k roztržení kvark-antikvarkového páru tvořícího mezon) je zapotřebí nekonečně velké energie; jinými slovy, podle teorie QCD jsou objekty nesoucí barevný náboj v (bezbarvých) hadronech trvale „uvězněny“ (českému „uvěznění“ odpovídá anglický termín „confinement“). To ovšem přesně odpovídá pozorované skutečnosti – při srážkách hadronů vždy vznikají zase jen hadrony (případně také leptonové páry), ale nikdy ne volné kvarky nebo gluony.

Vraťme se však zpět k samotnému fenoménu asymptotické volnosti, tj. k vymizení silné interakce kvarků a gluonů na malých vzdálenostech. Tento pozoruhodný výsledek teoretických výpočtů rovněž má, jak se ukázalo, jasnou oporu v experimentálních datech. Souvislost teorie a experimentu je zde však poněkud méně názorná než v případě uvěznění barvy a její objasnění proto vyžaduje podrobnější komentář a rovněž určitou historickou retrospektivu.

Vnitřní strukturu nukleonů lze efektivně zkoumat např. pomocí jejich srážek s elektrony (eventuelně jinými leptony) při vysokých energiích. Pokud při takovém procesu dojde k velké změně energie a hybnosti dopadajícího elektronu (v takovém případě mluvíme o “tvrdé“ srážce), lze říci, že leptonový projektil zkoumá strukturu terčového nukleonu na malých vzdálenostech. Poněkud přesněji, jakousi hloubkovou sondou, kterou si můžeme „posvítit“ do nitra nukleonu je virtuální foton (s velkou energií a hybností) zprostředkující elektromagnetickou interakci projektilu a terče. Experimentální zařízení, v němž se studují srážky leptonů a nukleonů při dostatečně velkých energiích (tj. urychlovač a detektor), lze tedy chápat jako mikroskop s ohromnou rozlišovací schopností – lepší než je rozměr nukleonu, tj. 10^{-15} m a méně (připomeňme v této souvislosti, že rozlišovací schopnost sondy je dána její vlnovou délkou a malá vlnová délka odpovídá velké hybnosti).

První experimenty s rozptylem vysokoenergetických elektronů na nukleonech probíhaly již od padesátých let na Stanfordově univerzitě v Kalifornii. Průkopníkem v této oblasti byl Robert Hofstadter, který vyšetřoval pružný rozptyl elektronů s energií 188 MeV na vodíkovém terči. Jeho měření definitivně prokázala, že proton není bodová částice[13] – pro příslušný „střední kvadratický poloměr“ vyšla hodnota $0{,}74\times10^{-15}$ m (s přesností zhruba 30%). Za tuto práci získal Hofstadter Nobelovu cenu v roce 1961. Poznamenejme, že ve zmíněných experimentech se fakticky měřily tzv. **formfaktory** pružného rozptylu (jež představují Fourierův obraz rozložení elektrického náboje a proudu uvnitř protonu) a předaná hybnost byla přitom relativně malá; jednalo se tedy o “měkký“ rozptylový proces. Znalost formfaktorů v takové kinematické oblasti stačí k určení středního poloměru, ale pro detailnější studium vnitřní struktury nukleonů je zapotřebí podstatně vyšších energií.

Robert Hofstadter
1915 – 1990

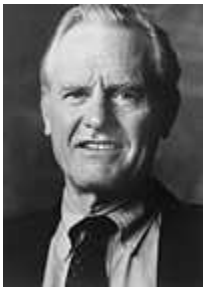
K tomuto účelu byl ve Stanfordu postaven lineární urychlovač, který dával svazek elektronů s energií 18 GeV (právě toto zařízení se stalo základem americké národní laboratoře SLAC, o níž byla v tomto textu již několikrát zmínka; jejím prvním ředitelem se stal proslulý experimentátor Wolfgang Panofsky). Experimenty na novém urychlovači začaly v roce 1967. Podstatné bylo, že dosažená (tehdy mimořádně vysoká) energie elektronů umožňovala vyšetřovat nejen jejich pružný rozptyl, ale zejména výrazně nepružné srážky s nukleony terče. V takových případech obsahuje koncový stav rozptýlený elektron a místo počátečního nukleonu obecně libovolný počet hadronů (ten je ovšem omezen kinematicky – zákonem zachování energie a hybnosti). V technickém žargonu částicové fyziky se pro tento typ procesu ustálil název **hluboký nepružný rozptyl** (z angl. „deep inelastic scattering“) a pro stručnost budeme v dalším občas užívat standardní akronym DIS odpovídající původnímu anglickému názvu.

První výsledky měření nepružných srážek ve SLAC byly pozoruhodné. Zatímco formfaktory pružného rozptylu rapidně klesají s rostoucím kvadrátem předané čtyřhybnosti Q^2 (jde samozřejmě o čtyřhybnost předanou elektronem), v případě DIS se ukázalo, že příslušné formfaktory (tzv. **strukturní funkce** terčového nukleonu – např. protonu) závisí na Q^2 jen velmi slabě. Přesněji řečeno, strukturní funkce jsou obecně vyjádřeny pomocí dvou kinematických proměnných (kromě Q^2 vchází do hry ještě skalární součin Q a čtyřhybnosti terčového nukleonu), ale v určité kinematické oblasti (v níž je hodnota Q^2 velká) fakticky závisí pouze na bezrozměrném poměru těchto dvou veličin. Tento jev se nazývá "škálování" (angl. „scaling“). Jako první studoval takový efekt čistě teoreticky James Bjorken (ještě před publikací dat ze SLAC) a proto se v literatuře obvykle nazývá **Bjorkenovo škálování**. Bjorken k němu dospěl formálně na základě představy, že hadronové proudy vstupující do elektromagnetické interakce s virtuálním fotonem jsou vyjádřeny pomocí volných kvarkových polí. Nezávisle na něm formuloval R. Feynman model, podle něhož při DIS dochází k rozptylu elektronu na volném bodovém konstituentu, který nese určitý zlomek hybnosti a energie terčového nukleonu. Feynman nazval tyto konstituenty nukleonů **partony**. V každém případě, situace značně připomínala někdejší Rutherfordův objev atomového jádra – bylo zřejmé, že při dostatečně tvrdých srážkách se elektron rozptyluje na prakticky bodových objektech a nikoli na homogenním „pudingu“, který by mohl vyplňovat objem nukleonu. V rámci Feynmanova modelu bylo tedy možno nukleon chápat (v kinematické oblasti odpovídající DIS) jako svazek partonů bez vnitřní struktury, které dohromady nesou celou jeho hybnost a energii a přitom na ně nepůsobí silná interakce.

[13] Tuto skutečnost už ostatně naznačovala experimentální hodnota spinového magnetického momentu protonu μ_p známá od třicátých let. Ta se výrazně liší od předpovědi Diracovy rovnice, podle níž by μ_p měl být roven „jadernému magnetonu“ $\mu_N = e\hbar/2m_p$. Ve skutečnosti je však $\mu_p = 2{,}79\mu_N$. Podobně je tomu v případě neutronu, jehož magnetický moment by podle Diracovy rovnice měl být nulový, ale experimentální hodnota je $\mu_n = -1{,}91\mu_N$.

Experimenty s hlubokým nepružným rozptylem byly později opakovány i v jiných světových laboratořích, přičemž kromě elektronů se jako projektily užívaly také jiné leptony – zejména mionová neutrina. Zatímco teoretické předpovědi pro DIS elektronů na nukleonech jsou závislé na určitých kombinacích elektrických nábojů partonů, v případě neutrin vstupuje do hry pouze slabá interakce a předpovědi modelu pak na nábojích nezávisí. Srovnáním experimentálních dat pro oba případy lze potom určit náboje partonů (přesněji řečeno, jejich určité kombinace). Tak se již v první polovině sedmdesátých let ukázalo, že partony je možno ztotožnit s kvarky a Bjorken-Feynmanovu teorii DIS lze tedy nazvat **kvark-partonovým modelem**. Navíc, partonový model byl úspěšně aplikován také na jiné tvrdé procesy, jako je např. produkce leptonových párů s velkou invariantní hmotností v proton-protonových srážkách (tzv. Drell-Yanův proces, o němž jsme se již stručně zmínili dříve v souvislosti s objevem částic J/ψ a Υ). Nakonec ještě poznamenejme, že tři protagonisté průkopnických experimentů ve SLAC – Jerome Friedman, Henry Kendall a Richard Taylor – získali za svou práci společně Nobelovu cenu v roce 1990.

Jerome Friedman
1930 –



Henry Kendall
1926 – 1999

Richard Taylor
1929 –

Po tomto poněkud dlouhém výkladu je už celkem snadné pochopit, proč je asymptotická volnost velmi vítaným aspektem kvantové chromodynamiky jakožto teorie silných interakcí. Jak už jsme konstatovali, experimentální studium DIS umožňuje nahlédnout hluboko do nitra nukleonů a testovat přitom síly mezi kvarky na velmi malých vzdálenostech. Úspěch Feynmanovy teorie jasně naznačuje, že v relevantní kinematické oblasti lze skutečně prakticky ignorovat silnou interakci mezi kvarky uvnitř nukleonů – tento základní předpoklad partonového modelu tedy dobře koresponduje právě s asymptotickou volností QCD (věznící síly se projeví až na větších vzdálenostech řádu 10^{-15} m, ve stádiu „hadronizace“ partonů, jež se účastní tvrdé srážky). Bjorken-Feynmanova teorie DIS ovšem zahrnuje ještě další konkrétní modelové představy a nelze tedy jednoduše říci, že partonový model je důsledkem kvantové chromodynamiky – QCD pouze dává teorii tvrdých hadronových procesů hlubší a vnitřně konzistentní koncepční rámec. Podstatné přitom je, že zatímco z jednoduchého partonového modelu vychází Bjorkenovo škálování *přesně*, kvantová chromodynamika umožňuje spočítat jeho mírné *narušení* (tj. výše zmíněnou slabou závislost na kvadrátu předané čtyřhybnosti Q^2, které se skutečně pozoruje. To ovšem reflektuje skutečnost, že „volnost“ QCD je pouze asymptotická: pravděpodobnost interakce kvarků (partonů) přesně vymizí při nulové vzdálenosti, ale na velmi malých konečných vzdálenostech dává QCD příspěvek, který mírně modifikuje předpověď partonového modelu.

Zde je na místě ještě jedna víceméně technická poznámka. Asymptotická volnost se odvozuje na základě výpočtu Feynmanových diagramů, jež přispívají k renormalizaci barevného náboje kvarku nebo gluonu (poruchový rozvoj QCD je renormalizovatelný podobně jako je tomu v případě kvantové elektrodynamiky) a v matematickém smyslu primárně znamená vymizení „efektivního náboje“, resp. „efektivní vazbové konstanty“ při velkých hodnotách předané čtyřhybnosti v uvažovaném procesu. Klíčovou roli přitom hraje samointerakce gluonů – kdyby existovala jen interakce barevných kvarků s gluony, choval by se příslušný efektivní náboj stejně jako v kvantové elektrodynamice, tj. rostl by s rostoucím Q^2. Jinými slovy, renormalizační efekty Feynmanových diagramů s uzavřenými smyčkami gluonových a kvarkových linií působí „proti sobě“ a pokud by počet kvarkových typů (tj. „vůní“) byl příliš velký,

QCD by asymptotickou volnost ztratila. Výsledky výpočtů relevantních jednosmyčkových diagramů ukazují, že QCD se třemi barvami kvarků a N_f vůněmi je asymptoticky volná, pokud je číselný výraz $11 - {}^{2}/_{3}\, N_f$ kladný. Tak tomu je v našem reálném světě, kde $N_f = 6$; pro $N_f \geq 17$ by však asymptotická volnost přestala v QCD platit.

Kvantová chromodynamika se během poslední čtvrtiny 20. století stala všeobecně uznávanou teorií silných interakcí a nalezla velké množství aplikací jak v oblasti tvrdých procesů (kde lze užívat poruchové metody Feynmanových diagramů kombinované s partonovým modelem), tak v oblasti hadronové spektroskopie, pro niž bylo třeba vyvinout specifické neporuchové metody. Ačkoli se základům QCD všeobecně důvěřuje, na mnoha světových experimentálních zařízeních nadále probíhá přesné testování jejích předpovědí, neboť řada otázek spojených s popisem konkrétních hadronových procesů zůstává dosud otevřená. Mezi nejvýznamnější urychlovací komplexy zaměřené na výzkum hadronových interakcí při vysokých energiích patří elektron-protonový collider HERA v německé laboratoři DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg) a již zmíněný $p\bar{p}$ collider Tevatron v americké národní laboratoři FNAL lokalizované poblíž Chicaga.

Podstatným aspektem moderní fyziky silných interakcí samozřejmě vždy bude pozoruhodný jev **uvěznění barevného náboje**. Ten představuje značnou komplikaci při konfrontaci teoretických výsledků a experimentálních dat, neboť kvantová chromodynamika je formulována jako kalibrační teorie interakcí kvarků a gluonů, zatímco reálně pozorovanými částicemi jsou za obvyklých podmínek vždy bezbarvé hadrony. V této souvislosti stojí za zmínku, že v experimentech se srážkami těžkých atomových jader (například olova, zlata nebo uranu apod.) lze docílit extrémních stavů charakterizovaných mimořádně vysokou teplotou a hustotou, v nichž se nukleony „roztaví“ a v oblasti srážky se krátkodobě vytvoří „kvark-gluonová plazma“ (takový stav hmoty zřejmě musel existovat i v raných fázích vývoje vesmíru). Aby nevzniklo nedorozumění, je třeba zdůraznit, že existence kvark-gluonové plazmy ve skutečnosti není ve sporu s uvězněním barvy v rámci QCD. Kvantová chromodynamika důvěryhodně (ačkoli ne zcela rigorózně) předpovídá uvěznění kvarků a gluonů v jednotlivých hadronech, tj. zhruba řečeno při nulové teplotě a malých hustotách. Předpovídá však rovněž specifické fázové přechody při vysokých teplotách a hustotách, přičemž jedním z nich je právě přechod do fáze, v níž kvarky a gluony opustí své původní hadronové vězení – jinými slovy, hadrony ztratí svoji individualitu. První indikace vzniku kvark-gluonové plazmy byla oznámena v roce 1999 po ukončení série experimentů se srážkami těžkých iontů v CERN. V současné době probíhají podobné experimenty na collideru RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) v národní laboratoři BNL v americkém Brookhavenu a těší se značné pozornosti odborné i laické veřejnosti.

EPILOG

Standardní model (SM) fyziky elementárních částic, jehož genezi a současný stav jsme popsali v předchozích kapitolách, je dnes – na přelomu druhého a třetího tisíciletí – mimořádně úspěšnou teorií mikrosvěta. Lze říci, že SM byl nakonec až *nečekaně* úspěšný, uvážíme-li, jak spekulativní teorii představoval v době svého vzniku a jaké technické překážky bylo třeba překonat při jeho matematické formulaci. Přínosem SM je jednak **redukce počtu elementárních částic** ve srovnání s nepřehlednou situací padesátých a šedesátých let (tj. definitivní posun na úroveň **kvarků** a **leptonů**), ale zejména **identifikace základního dynamického principu**, který určuje povahu interakcí v mikrosvětě. Tím je princip lokální vnitřní symetrie neboli (neabelovské) **kalibrační symetrie**. Zdá se, že tímto klíčovým výsledkem si můžeme být dnes už jisti, jak v oblasti elektroslabých interakcí (GWS model), tak v případě silných interakcí kvarků a gluonů (QCD). Mimořádně pozoruhodným rysem SM byla ve své době předpověď několika nových částic (včetně jejich vlastností), které byly posléze potvrzeny experi-

mentálně – historie intermediálních bosonů W a Z je v tomto ohledu příkladem par excellence. Je určitou ironií historie, že symetrie $SU(2)$ a $SU(3)$, považované za fundamentální v padesátých a šedesátých letech, jsou nakonec (v matematickém smyslu) podstatné i v rámci standardního modelu, ale hrají zde zcela odlišnou fyzikální roli: $SU(2)$ představuje neabelovskou část lokální symetrie elektroslabých interakcí a $SU(3)$ odpovídá (přesné) barevné symetrii, jež určuje dynamiku silných interakcí. Původní izospinová $SU(2)$ a Gell-Mann – Ne'emanova $SU(3)$ jsou z hlediska dnešního standardního modelu přibližnými „náhodnými“ symetriemi, jež pouze reflektují jisté vlastnosti spektra hmotností lehkých kvarků.

Ve srovnání s modely slabých a silných interakcí z padesátých a šedesátých let je SM podstatně dokonalejší teorií a je nepochybné, že se jeho tvůrcům skutečně podařilo odhalit další „vrstvu“ ve struktuře hmoty a úspěšně vystihnout podstatu relevantních interakcí. Na druhé straně, v současné době celkem oprávněně převládá názor, že standardní model téměř jistě nepředstavuje „finální teorii“ elementárních částic, nýbrž je pouze „efektivní teorií“ platnou v oblasti dnes dostupných energií. Jedním z důvodů, proč lze očekávat nějakou hlubší teorii vycházející za rámec SM, je poměrně velký počet volných parametrů, které SM obsahuje, ale jejich hodnoty nedokáže vysvětlit. Pokud předpokládáme (dnes už poněkud nerealisticky), že všechna neutrina jsou nehmotná, je takových volných parametrů celkem 18 (1 vazbová konstanta QCD, elektromagnetická konstanta jemné struktury α, Fermiho konstanta G_F, Weinbergův úhel θ_W , hmotnost Higgsova bosonu, 3 hmotnosti nabitých leptonů, 6 hmotností kvarků a 4 parametry Kobayashi-Maskawovy matice). V rozšířeném schématu, v němž má leptonová část elektroslabé teorie analogickou strukturu jako kvarkový sektor, je třeba přidat ještě 3 hmotnosti pro neutrina a 4 parametry příslušné směšovací matice. Nejobecnější verze SM tedy vyžaduje 25 volných parametrů. V této souvislosti poznamenejme, že problém hmotností a směšování neutrin patří dnes – zejména po objevu tzv. neutrinových oscilací v japonském detektoru Super-Kamiokande v roce 1998 – mezi nejsledovanější otázky částicové fyziky.

Prakticky všeobecně se tedy očekává, že v dohledné budoucnosti se dočkáme odhalení nových jevů, které přesáhnou rámec SM. Teorií, které popisují možnou fyziku za hranicemi SM, byla v poslední čtvrtině 20. století vypracována celá řada a některé z nich se průběžně srovnávají s výsledky nedávných nebo současných experimentů – analýza dat tak může dát alespoň omezení na relevantní parametry „nové fyziky“ (např. na hmotnosti předpokládaných, leč dosud nepozorovaných částic). Otevřenou otázkou číslo jedna je však nepochybně problém generování hmotností intermediálních bosonů elektroslabých interakcí, tj. podstata Higgsova mechanismu. S tím ovšem souvisí také otázka existence či neexistence Higgsova bosonu H. Je nutno zdůraznit, že existence H je nezbytně nutná jen pro udržení renormalizovatelnosti poruchového rozvoje reprezentovaného Feynmanovými diagramy. Je však myslitelný i scénář, v němž elementární Higgsův boson ve smyslu SM neexistuje a za vznik hmotnostních členů pro W a Z odpovídá nějaká nová silná interakce, jejíž efekty nelze v plném rozsahu popsat pomocí poruchových metod. Současná data však nepřímo svědčí spíše ve prospěch existence relativně lehkého konvenčního Higgsova bosonu v rámci SM. Ať tak či onak, tento problém bude téměř jistě definitivně vyřešen na základě experimentů na collideru LHC, který se v současné době buduje v CERN, přičemž relevantní časový horizont představuje (podle optimistického odhadu) zhruba rok 2010.[14]

Mnohem obtížnější je však problém hmotností elementárních fermionů, který se často v literatuře nazývá poněkud obecněji „problém vůně“ („problem of flavour“). Jde především

[14] Je pozoruhodné, že existence Higgsova bosonu s hmotností zhruba do 130 GeV je charakteristickým rysem dnes velmi populárních rozšíření standardního modelu, založených na ideji **supersymetrie** (SUSY) což je, zhruba řečeno, symetrie spojující bosony s fermiony. Takové modely předpovídají bohaté spektrum nových částic („superpartnerů“ známých částic SM). Zatím však není k dispozici žádný přímý experimentální argument ve prospěch SUSY; také tato otázka – existence či neexistence supersymetrických částic – by měla být definitivně zodpovězena na základě experimentů na LHC.

o to, jaký může být přirozený mechanismus vzniku tak širokého spektra hmotností (s rozsahem prakticky 13 řádů, od 10^{-2} eV pro neutrina do 100 GeV pro top-kvark). Obecněji, je tady stále stará otázka I. Rabiho „Kdo si to objednal?“ vznesená na konci třicátých let na adresu mionu. Na tuto otázku dodnes neznáme uspokojivou odpověď a navíc je ve spektru elementárních leptonů a kvarků takových „neobjednaných“ částic (tj. takových, jež nehrají přímou roli ve stavbě okolního světa) hned několik. Jinak řečeno, je hluboce nejasné, na základě jakého principu by mělo existovat právě šest kvarků (pokud je jich opravdu právě šest). Jediným argumentem ve prospěch šesti kvarků je, že to je jejich minimální počet, při němž v teoretickém rámci SM přirozeně dochází k narušení *CP* symetrie (jež je zatím ve shodě se všemi existujícími „pozemskými“ experimenty).[15]

Přirozeně se nabízí myšlenka, že dosud známé a poněkud záhadné spektrum leptonů a kvarků je projevem jejich další vnitřní struktury; v současné době však neexistuje žádný uspokojivý teoretický model substruktury částic standardního modelu a nejsou známa ani experimentální data, která by ukazovala v tomto směru.

Bez ohledu na určitou skepsi, která se člověka nutně zmocní tváří v tvář těmto fundamentálním a mimořádně obtížným problémům, je třeba zdůraznit, že fyzika elementárních částic má ve třetím tisíciletí velmi dobrou perspektivu a už během jeho první dekády zde můžeme s jistotou očekávat výrazný pokrok hned v několika směrech najednou. Lze také říci, že bez ohledu na budoucí vývoj teoretických představ zůstane SM nepochybně trvalou součástí fyzikálního poznání jako teorie platná v určité omezené oblasti energií; v tomto smyslu je současný standardní model mikrosvěta jedním z nejsilnějších výsledků přírodovědy 20. století.

Poděkování: Děkuji dr. Tomáši Sýkorovi za vydatnou technickou pomoc a některé připomínky k textu. Dr. Jiřímu Dolejšímu jsem zavázán za neocenitelnou technickou pomoc při přípravě konečné podoby článku a za řadu věcných připomínek. Za cenné připomínky k textu děkuji rovněž prof. Jiřímu Formánkovi, dr. Jiřímu Grygarovi, prof. Jiřímu Chýlovi, dr. Luboši Motlovi a prof. Jánu Pišútovi. Děkuji rovněž dr. Aleši Trojánkovi a doc. Aleši Lacinovi, jejichž zájem mě povzbudil k napsání tohoto článku.

Obrázky 9, 10, 11 a 13 bylo možno otisknout díky laskavému svolení archivu CERN.

Práce vznikla za podpory Centra částicové fyziky, projekt MŠMT LN00A006.

Literatura:

[1] R. Cahn, G. Goldhaber: *The experimental foundations of particle physics*, Cambridge University Press, Cambridge 1995.

[2] G. Frazer: *The quark machines: How Europe fought the particle physics war*, Institute of Physics Publishing, Bristol 1997.

[3] www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/, www-hep.fzu.cz/Centrum/ Na těchto adresách čtenář nalezne další užitečné odkazy s bohatou informací o fyzice elementárních částic.

[15] V této souvislosti je důležité si uvědomit, že narušení *CP* symetrie má také dramatické důsledky pro kosmologii: vede totiž k pozorované asymetrii mezi množstvím hmoty a antihmoty ve vesmíru (k výrazné převaze hmoty nad antihmotou), jež je koneckonců nezbytná pro existenci okolního světa včetně nás samých. Lze tedy také říci, že celkový počet typů kvarků má takto nepřímo podstatný vliv na globální charakter našeho vesmíru, ačkoli okolní svět je fakticky vystavěn pouze z nukleonů (tj. kvarků *u* a *d*) a elektronů.