

Jak byly objeveny kvarky, 2. ČÁST (OD KVARKŮ K PARTONŮM A KVANTOVÉ CHROMODYNAMICE)

Poznámky k 50. výročí formulace kvarkového modelu

Jiří Chýla

Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i., Na Slovance 2, 182 21 Praha 8; chyla@fzu.cz

Nevítání hosté

Kvarky byly několik let pro většinu fyziků nevídanými hosty, a to z několika důvodů:

- měly „divný“ (neceločíselný) elektrický náboj,
- byly **elementárnější** než mezony a baryony,
- a přesto **neexistovaly jako volné částice**,
- chovaly se „divně“ – neposlouchaly Pauliho princip.

To bylo v době temna kvantové teorie pole, kdy vládla teorie analytické S-maticy a hadronové rovnostářství – neodpuštělný zločin proti tehdejší ideologii. Zweig za něj jako novic zaplatil, Gell-Mann nikoliv, a to nejen proto, že byl v té době již významným teoretikem, ale také proto, že byl při fyzikální interpretaci kvarků velmi opatrný. Přesto se našlo několik odvážlivců, kteří kvarky brali vážně od začátku a v podobném smyslu jako Zweig: B. W. Lee, Lipkin, Sakita, Gursej, Radicati, Greenberg a Tavkhelidze. Dnes víme, že první dva „problémy“ byly důsledkem setrvačnosti myšlení většiny fyziků a dnes nikoho nezneklidňují.

Skutečnost, že kvarky měly mít neceločíselný násobek elektrického náboje pozitronu, byla neobvyklá, ale na druhé straně neexistuje žádný „vyšší princip“, který by to zakazoval. Naopak se zdá, že neceločíselnost elektrických nábojů kvarků je nevyhnutelným důsledkem sjednocení elektromagnetických, slabých a silných sil v rámci tzv. teorií velkého sjednocení.

Nejaktušnější, především pro Zweigovu interpretaci kvarků jako reálných fyzikálních objektů, byl problém statistiky kvarků. Existence deketupletu baryonů se spinem 3/2 a magnetické momenty baryonů se spinem 1/2 vyžadovaly, aby vlnové funkce všech těchto baryonů byly plně symetrické vůči permutacím pořadí kvarků. Nejzjevnější to bylo v případě baryonů se spinem 3/2 složených ze tří kvarků stejného druhu, které měly všechny spiny orientovány stejným směrem: Δ^{++} (uuu), Δ^{-} (ddd), Ω^{-} (sss). Vlnové funkce základních stavů takových systémů byly v rozporu s Pauliho principem,

kteří vyžaduje, aby vlnové funkce systému fermionů byly plně antisymetrické při permutaci pořadí kvarků. Přitom tento princip je zcela nezbytný proto, aby vznikla struktura atomů a molekul.

V případě oktetu baryonů se spinem 1/2, kam patří proton i neutron, nebyl problém sestavit vlnovou funkci, která je plně antisymetrická vůči permutacím pořadí tří kvarků. V jednoduchém modelu, v němž se magnetické momenty kvarků počítají podobně, jako se počítají magnetické momenty nukleonů v jádře, však tyto vlnové funkce vedly na magnetické momenty, které byly v příkrém rozporu s experimentálními daty: magnetické momenty protonu a neutronu měly opačná znaménka i opačné relativní velikosti než experimentální hodnoty $\mu_p = 2,793$, $\mu_n = -1,913$. Magnetické momenty plně symetrických vlnových funkcí protonu a neutronu, pro něž platí

$$\mu_p = \frac{4\mu_u - \mu_d}{3} > 0, \quad \mu_n = \frac{4\mu_d - \mu_u}{3} < 0 \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\mu_p}{\mu_n} = \frac{(4\mu_u - \mu_d)/3}{(4\mu_d - \mu_u)/3} = \frac{(4e_u - e_d)/3}{(4e_d - e_u)/3} = -\frac{3}{2},$$

byly naopak ve velmi dobrém soulase s experimentálními hodnotami. Dosazením experimentálních

Magnetické momenty baryonů

Magnetický moment částice se spinem 1/2, nábojem q (v absolutních jednotkách) a klidovou hmotností m je vektorový operátor definovaný jako součin jejího spinu a veličiny q/m . Pokud se dohodneme, že spin směřuje ve směru kladné třetí osy, je operátor magnetického momentu dán jako $e\sigma_3/2m$ a velikost magnetického momentu, vyjádřená v jaderných magnetonech $\mu_N = q/2M_N$, kde q je elektrický náboj pozitronu a M_N hmotnost nukleonu, je rovna $\mu = eM_N/m$, kde e je náboj částice v jednotkách náboje pozitronu.



hodnot μ_p a μ_n do prvních dvou vztahů dostaneme pro magnetické momenty kvarků u a d hodnoty $\mu_u = +1,852, \mu_d = -0,972$ a z nich hmotnosti kvarků: $m_u = 338$ MeV, $m_d = 332$ MeV. Tyto hmotnosti, které jsou přibližně rovny třetině hmotnosti nukleonu, se nazývají konstituentní hmotnosti a zacházíme s nimi podobně jako s hmotnostmi nukleonů v jádrech. Podobně ze vztahu pro magnetický moment hyperonu Λ , $\mu_\Lambda = \mu_s$ a experimentální hodnoty $\mu_\Lambda = -0,613$ plyne pro konstituentní hmotnost podivného kvarku $m_s = 510$ MeV.

Řešení problému statistiky kvarků bylo hledáno různými způsoby. Problém nevidil Gell-Mannovi a stoupencům jeho pohledu na kvarky jako pomocné matematické objekty.

Zjevná symetrie vlnových funkcí $\Delta^{++}(uuu)$, $\Delta^-(ddd)$ a $\Omega^-(sss)$ se týkala jen spinových a izospinových proměnných, takže v principu by bylo možné, aby antisymetrická byla prostorová část vlnové funkce, jak tomu bývá u excitovaných stavů systémů fermionů. Zajistit tuto antisymetrii pro základní stav tří kvarků se však ukázalo prakticky nemožné.

Na podzim roku 1964 přišel Oscar Greenberg s myšlenkou, že kvarky jsou tzv. parafermiony řádu 3 [25]. Parafermiony řádu p byly zavedeny do kvantové mechaniky počátkem 50. let minulého století a popisují částice se spinem $1/2$, kterých ovšem může být ve stejném stavu právě p . Tato hypotéza řešila problém statistiky kvarků, ale nenašla širší uplatnění, neboť brzy se objevilo jiné vysvětlení, které navíc poskytlo rámec pro popis sil mezi kvarky a jejich uvěznění v hadronech.

Slepá ulička: kvarky s celočíselnými náboji

Na jaře 1965 přišli Nambu a Han s předpokladem, že neexistuje jedna, ale tři trojice kvarků, které se liší různými dalšími kvantovými čísly. Konkrétní realizace jejich myšlenky měla dvě různé formy, z nichž jedna byla slepá ulička, ale ta druhá je klíčem k pochopení, jak jsou kvarky vázány v hadronech a proč neexistují jako volné částice.

V práci [26] *Model se třemi tripletu a dvojitou SU(3) symetrií* Han a Nambu zavedli kromě obvyklé SU(3) symetrie tří kvarků u, d, s další SU(3)' grupu, která popisuje transformace mezi třemi různými tripletu kvarků, které všechny mají celočíselné elektrické náboje i hypernáboje. Konkrétní hodnoty elektrických nábojů jsou uvedeny v obrázku 1. V současné terminologii kvantové chromodynamiky odpovídala grupa SU(3)' grupě transformující mezi sebou tři „barevné“ stavy kvarku dané vůně. V tomto modelu se kvarky mohly rozpadat na běžně známé hadrony a mohly existovat jako volné. Smyslem zavedení trojice tripletů bylo nejen umožnit, aby jejich elektrické náboje i hypernáboje byly celočíselné, ale také popsat síly, které vážou kvarky v mezonech a baryonech tak, jak předpokládal kvarkový model Gell-Manna a Zweiga. Tyto síly působí na obrázku 1 vertikálně, tzn. nemění vůně kvarků, ale transformují kvark dané vůně mezi třemi jeho různými

	u	d	s
Q1	1	0	0
Q2	1	0	0
Q3	0	-1	-1

Obr. 1 Elektrické náboje kvarků u, d, s v modelu Hana a Nambua.

mi stavy (v některých případech), lišícími se elektrickým nábojem a hypernábojem. Cena, kterou bylo nutno za celočíselnou hodnotu elektrických nábojů kvarků zaplatit, byla ovšem značná: některé z nosičů těchto sil měly nenulové elektrické náboje i hypernáboje. To bylo samozřejmě možné, ale brzy se ukázalo, že takové síly mezi kvarky nepůsobí a model celočíselných kvarků byl opuštěn.

Barva jako dynamická proměnná

Na práci [26] navázala málo známá a hůře dostupná, ale klíčová práce *Systematika hadronů v subjaderné fyzice samotného Nambua* [27] z ledna 1965. V ní Nambu formuloval kvantitativní model sil působících mezi kvarky dané vůně a různého tripletu v rámci nerelativistické aproximace neabelovské kalibrační teorie založené na grupě SU(3)'. I v tomto modelu měly kvarky celočíselné náboje, ale to nemělo na vlastnosti vázaných stavů kvarků a antikvarků žádný vliv. Nambu ukázal, že „barevná“ část takto formulovaných sil působících mezi kvarky a antikvarky, popsaná výměnou osmi kalibračních bosonů (v dnešní terminologii gluonů), vede k výsledku, že základní stavy systémů kvarků a antikvarků odpovídají singletům grupy SU(3)', tj. jsou „bezbarvé“ a od nesingletních stavů odpovídajících vyšším multipletům této grupy jsou odděleny energetickými mezerami, jejichž velikost závisí na konkrétním tvaru prostorové části sil mezi kvarky. Tato práce obsahovala všechny ingredience kvantové chromodynamiky a předznamenala tak její vznik, ale protože byla publikována pouze v konferenčním sborníku, prakticky si jí nikdo nevšiml. Znovuobjevil ji až Harry Lipkin v květnu 1973 [28], krátce před zrodem kvantové chromodynamiky, a reformuloval ji tak, že kvarky dané vůně mají stejný neceločíselný elektrický náboj, neboť původní Hanův-Nambuův model celočíselných kvarků byl v té době již experimentálně vyloučen.

Vzhledem k závažnosti Nambuovy práce stojí zato si její obsah krátce připomenout v moderní notaci a Lipkinově reformulaci. Systém n kvarků u, d, s , každý ve třech barvách popsaných SU(3)_c, spolu interagoval prostřednictvím binárních sil ve tvaru

$$\frac{1}{8} \sum_{i \neq j}^n v(r_{ij}) \lambda_i^a \lambda_j^a,$$

kde $\lambda^a, a = 1..8$, je 8 Gell-Mannových matic 3x3, které popisují přechod kvarku daného druhu (u, d, s) mezi jeho jednotlivými barevnými stavy, a $v(r_{ij})$ je prostorová část sil mezi dvojicí kvarků, resp. kvarku a antikvarku (i, j), jež se předpokládá pro všechny kombinace stejná. Tato barevná část interakce mezi kvarky je analogická dobře známé spin-spinové interakci dvou elektronů. Pro interakční energii daného stavu systému n kvarků a antikvarků z předešlé formule plyne

$$V(n) = \frac{v}{2} (C - nc),$$

kde C je hodnota Casimirova operátoru v daném stavu, $c = 4/3$ hodnota tohoto operátoru pro triplet kvarků či antikvarků a v je střední hodnota prostorové části interakčního potenciálu $v(r_{ij})$. Předchozí výraz je jednoduchým zobecněním analogického vztahu známého z grupy SU(2), kde $C = J(J + 1)$, $c = 3/4$ a J je celkový spin či izospin systému. Celková hmotnost systému n barevných (anti)kvarků, každého s (potenciálně velkou) hmotností M_q , je pak dána jako

» Podle jejich modelu měla existovat ne jen jedna, ale tři trojice kvarků. «



»
Šestikilometrový
linac urychloval
ve SLAC
elektrony pro
studium jejich
nepružných
srážek
s protony. «

$$M(n) = nM_q + V(n) = n \left(M_q - \frac{cv}{2} \right) + \frac{Cv}{2}.$$

Předpokládáme-li, že výraz v závorce je roven nule, tj. že prostorová část sil mezi kvarky vyruší klidové hmotnosti kvarků, dostaneme pro celkovou hmotnost systému n kvarků a antikvarků konečný výraz

$$M(n) = C \frac{v}{2} = \frac{C}{c} M_q,$$

jenž znamená, že pouze barevné singlety, pro něž $C = 0$, mají nulovou (konečnou) hmotnost, zatímco všechny barevné stavy mají hmotnost řádu M_q .

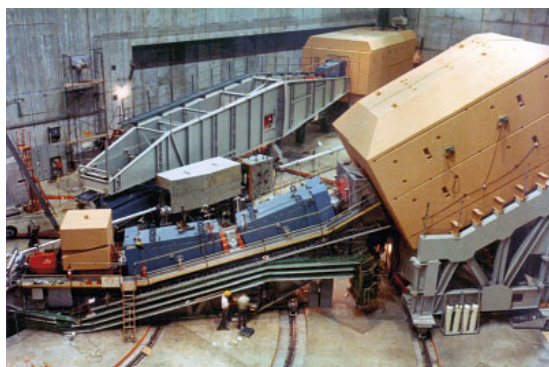
O významu této práce svědčí mimo jiné i slova, která se zjevnou lítostí na její adresu pronesl při příležitosti 20. výročí formulace kvantové chromodynamiky Gell-Mann [29]:

Protože jsem byl vždy přesvědčen, že kvarky nemohou být pozorovány jako jednotlivé částice („reálné kvarky“), nevěnoval jsem pozornost Han-Nambuově modelu, v němž jejich pozorování bylo umožněno tím, že měly celočíselné náboje. Je ovšem škoda, že jsem propásl následný článek Yoichira. Objevil se v roce 1966 ve sborníku věnovaném mému starému učiteli Viki Weiskopfovi, v němž jeho přátelé a obdivovatelé oslavili jeho sedesátiny. Jako jeden ze studentů jsem samozřejmě chtěl přispět, ale můj zvyk věci odkládat se ukázal být, jako mnohokrát předtím, překážkou a já jsem nedodal článek do sborníku včas. Tak jsem se styděl, že jsem sborník nikdy neotevřel.

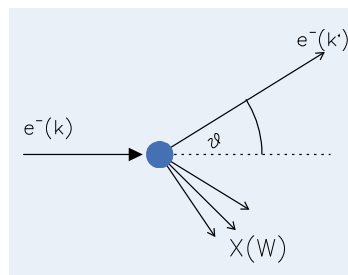
V tomto článku z roku 1966 Yoichiro ukázal, jak interakce mezi kvarky zprostředkovaná barevným oktetem vektorových mezonů snižuje energii barevných singletů tří kvarků vzhledem k oktetům a deketům, a tak vysvětluje, že při nízkých energiích pozorujeme baryonové konfigurace, jež jsou symetrické v ostatních proměnných. Ale protože zůstal věrný původnímu pohledu modelu Han-Nambu, nepokusil se vyloučit nesingletní reprezentace, které by se objevily při vyšších energiích.

Kdybych si přečetl článek Yoichira, mohl jsem dojít k závěru, že interakci zprostředkovanou barevným oktetem je třeba vzít bez Han-Nambuovy myšlenky celočíselných nábojů a s uvězněnými („matematickými“) kvarky. Mohl jsem tehdy udělat krok ve směru QCD.

Nambu naopak nebyl zatížen dogmatem hadronového rovnostářství, a proto netrval na tom, že M_q je nekonečně velká, ani že výraz v závorce musí být přesně nula. Šlo mu o semikvantitativní vysvětlení skutečnosti, že základní, experimentálně pozorované stavy



Obr. 2 Pohyblivé rameno spektrometru experimentu ve SLAC, kterým bylo měřeno úhlové rozdělení rozptýlených elektronů.



Obr. 3 Rozptyl elektronu s hybností k na protonu s hybností P , při němž vzniká systém sekundárních hadronů X s celkovou hmotností W .

kvarků a antikvarků odpovídají jejich bezbarvým kombinacím, které jsou od „barevných“ kombinací odděleny energetickou mezerou. Tuto skutečnost jeho model postihl perfektně a platí i ve kvantové chromodynamice. Dnes víme, že uvěznění kvarků a gluonů v hadronech, tj. skutečnost, že stavy kvarků a gluonů s konečnou hmotností odpovídají výhradně jejich bezbarvým kombinacím, je netriviálním dynamickým důsledkem neporučových vlastností kvantové chromodynamiky, které vedou k tomu, že prostorová část interakčního potenciálu $v(r_{ij})$ sil mezi kvarky má na velkých vzdálenostech zhruba tvar lineárně rostoucí funkce: $v(r_{ij}) \approx \kappa r_{ij}$, a tedy $v = \infty$.

Jak byly objeveny partony

Přes relativní úspěchy při vysvětlení hmotových relací v multipletech mezonů a baryonů a magnetických momentů baryonů byl kvarkový model první desetiletí přijímán s nedůvěrou až výslovným odmítáním a byly hledány jiné způsoby, jak popsat vlastnosti a srážky hadronů. Je zajímavé, že rozhodující argument v jeho prospěch přišel ze zcela nečekané strany.

Od podzimu roku 1967 probíhaly na pět kilometrů dlouhém lineárním urychlovači elektronů ve Stanfordu experimenty zkoumající nepružné srážky elektronů s protony. Tyto srážky jsou pro zkoumání struktury protonu nejvhodnější, neboť elektromagnetickým interakcím elektronům dobře rozumíme. V podstatě šlo o opakování Rutherfordových pokusů, jež vedly k objevu atomového jádra, jen experimentální zařízení bylo nesrovnatelně větší a složitější. Na obrázku 2 je snímek ramena spektrometru, který měřil úhlové a energetické rozdělení vysokoenergetických elektronů rozptýlených na protonu. Ramenem bylo možné na kolejkách otáčet a tím měnit úhel rozptylu, podobně jako v Rutherfordově experimentu Geiger a Marsden otáčeli malým kulkám. Maximální energie elektronu byla 20 GeV, což umožňovalo zkoumat nepružné srážky, při nichž vznikalo mnoho sekundárních částic.

Pro nepolarizované elektrony a protony závisí účinný průřez srážky na dvou nezávislých proměnných, za něž je možno vzít úhel a energii rozptýleného elektronu, nebo kvadrát předané hybnosti a celkovou energii hadronového systému (viz obr. 3 pro definice proměnných):

$$Q^2 \equiv -(k - k')^2 = 2EE'(1 - \cos \theta), \quad W^2 = (q + P)^2.$$

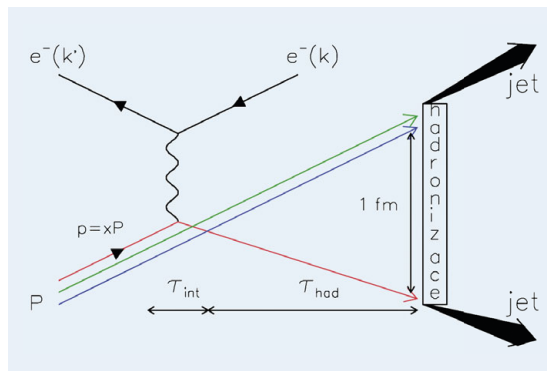
Kinematická oblast, kde Q^2 i W^2 jsou větší než několik GeV^2 , kterou zkoumaly experimenty ve SLAC, se nazývá hluboký nepružný rozptyl. Z výše uvedených rozměrných veličin se lze sestavit bezrozměrné veličiny, například

$$x \equiv \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M_p^2},$$

kteřá je pro pružný rozptyl rovna identicky jedné. Zmíněné experimenty navázaly na podobné experimenty ve SLAC na menších zařízeních, v nichž byl měřen pružný rozptyl nepolarizovaných elektronů na nepolarizovaných protonech, jenž závisí na jediné nezávislé proměnné, neboť rozptýlená energie je v tomto případě funkcí úhlu rozptylu a W je rovno hmotnosti protonu. Experimenty s pružným rozptylem elektronů ukázaly, že proton na rozdíl od elektronu není bodová částice, ale je to, velmi zhruba řečeno, kulička o poloměru jeden femtometr. Kvantitativním vyjádřením této skutečnosti je tzv. formfaktor protonu, což je funkce předané čtyřhybnosti Q^2 , jež rychle klesá k nule a popisuje potlačení účinného průřezu rozptylu na reálném protonu vůči rozptýlu na bodovém protonu. Nikdo nečekával, že experimenty s nepružným rozptylem přinesou něco zásadně nového, ale právě to se stalo.

Na obrázku 4 je v pravé části vynesena závislost účinného průřezu normalizovaného na účinný průřez rozptylu na bodovém protonu, na kvadrátu předané čtyřhybnosti pro tři hodnoty veličiny W . Pro srovnání je čerchovaně vyneseno i rozdělení pro pružný rozptyl, jež odpovídá hodnotě W rovné hmotnosti protonu. Rozdíl tohoto velmi rychle klesajícího rozdělení od rozdělení pro $W = 2, 3$ a $3,5$ GeV je dramatický. Navíc data naznačovala, že čím větší je W , tím konstantnější je závislost účinného průřezu na Q^2 . Tato přibližná konstantnost velmi připomíná výsledek Rutherfordova pokusu s rozptylem alfa částic na atomech zlata a stříbra. V levé části obr. 4 je reprodukován obr. 1 první části tohoto článku. Ve čtvrtém a šestém sloupci jsou počty rozptýlených alfa částic normalizované na počet očekávaný pro bodový kladný náboj. Přibližnou konstantnost čísel v těchto sloupcích Rutherford interpretoval jako důkaz, že kladný náboj je v atomu koncentrován ve velmi malém jádře.

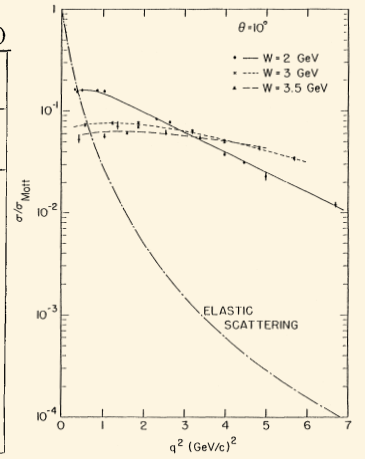
Podobně interpretoval Feynman přibližnou konstantnost normalizovaných účinných průřezů hlubokého nepružného rozptylu elektronu na protonu jako svědectví, že proton se ve tvrdých nepružných srážkách s elektronem chová jako svazek (skoro) neinteragujících bodových částic. Data jasně ukazovala, že tyto částice mají spin $1/2$. Každá hluboká nepružná srážka elektronu s protonem probíhala podle Feynmana tak, že se nejdříve pružně rozptýlil elektron na jednom z bodových konstituentů protonu, které nazval „partony“, a nesl část η hybnosti protonu. Jednoduchá úvaha ukazuje, že tuto frakci je třeba ztotožnit s veličinou x



Obr. 5 Feynmanova představa o časovém průběhu tvrdé srážky elektronu s protonem. Doba interakce τ_{int} elektronu s kvarkem nesoucím část x hybnosti protonu je podstatně kratší než doba τ_{had} , po níž začnou působit síly zodpovědné za hadronizaci.

TABLE II. Variation of Scattering with Angle. (Collected results.)

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
Angle of deflexion, ϕ .	$\sin^4 \phi/2^2$	SILVER.	SILVER.	Gold.	Gold.
		Number of scintillations, N.	$N / \sin^4 \phi/2^2$	Number of scintillations, N.	$N / \sin^4 \phi/2^2$
150	1.15	22.2	19.3	33.1	28.8
135	1.38	27.4	19.8	43.0	31.2
120	1.79	33.0	18.4	51.9	29.0
105	2.53	47.3	18.7	69.5	27.5
75	7.25	136	18.8	211	29.1
60	16.0	320	20.0	477	29.8
45	46.6	989	21.2	1435	30.8
37.5	98.7	1760	18.8	3300	35.3
30	223	3290	23.6	7800	35.0
22.5	690	20300	29.4	27900	38.6
15	3445	105400	30.6	132000	38.4
30	223	5.3	0.024	3.1	0.014
22.5	690	16.6	0.024	8.4	0.012
15	3445	93.0	0.027	48.2	0.014
10	17390	508	0.029	290	0.0115
7.5	56650	1710	0.031	697	0.011
5	276300	3320	0.012



Obr. 4 V levé části výsledky Rutherfordových pokusů s rozptylem alfa-částic na atomech stříbra a zlata, v pravé výsledek měření úhlového rozdělení hlubokého nepružného rozptylu elektronů na protonech jako funkce proměnné q^2 pro několik hodnot W . Pro srovnání je vyneseno i rozdělení pro pružný rozptyl, pro nějž $W = M_p$.

definovanou výše: $\eta = x$. Při výpočtu pravděpodobnosti této etapy srážky v rámci poruchové teorie Feynman pracoval s partony jako volnými částicemi a ignoroval skutečnost, že jsou v hadronech uvězněny. Teprve když se parton, na němž se pružně rozptýlil elektron, „vyrážený parton“, vzdálil od „zbytku“ protonu na vzdálenost větší než zhruba jeden femtometr, tj. poloměr protonu, začaly mezi nimi působit silné síly, které způsobují, že se mezi vyráženým partonem a zbytkem protonu vytvoří struna a jejím postupným „praskáním“ vznikají fyzikální hadrony (obr. 5). Tato etapa srážky, jež se nazývá „hadronizace kvarků“ neovlivní, jak se elektron rozptýlí, ale rozhoduje o tom, kolik a jakých částic v procesu vznikne. I v rámci kvantové chromodynamiky je stále nespočítatelná a je nutno ji modelovat. Pokud nás ovšem zajímají jen vlastnosti rozptýleného elektronu, můžeme na ni zapomenout.

Partonový model byl kvantitativně formulován v práci Bjorkena a Paschose *Nepružný rozptyl elektron-proton a γ -proton a struktura protonu* [30], ale její autoři uznávají, že základní myšlenka pochází od Feynmana:

V práci diskutujeme intuitivní, ale mocný model, podle něhož jsou nukleony složeny z fundamentálních bodových částic. Důležitým rysem modelu, který vyvinul Feynman, je důraz na referenční systém, v němž má nukleon nekonečnou hybnost. Náš výzkum je silně motivován Feynmanem, který převedl tyto myšlenky do formy, s níž lze dobře pracovat.

Zpočátku se zdálo, že úspěch Feynmanova partonového modelu bude posledním hřebíčkem do rakve kvarkového modelu. Předpoklad, že partony se při srážce s elektronem chovají přibližně jako volné a nejsou konečnou částí hybnosti protonu, byl ještě přijatelný, ale identifikovat partony s kvarky naráželo na problém. Naivní aplikace kvarkového modelu znamenala, že každý ze tří kvarků nese zhruba jednu třetinu hybnosti protonu. Podobně v jakémkoliv modelu s konkrétním pevným počtem N konstituentů bychom očekávali, že každý ponese zhruba jednu N -tinu jeho hybnosti. Data ovšem ukazovala něco zásadně jiného: proton se nechoval jako systém s daným pevným počtem konstituentů, ale spektrum hodnot frakce x pokrývalo celý interval experimentálně dostupných hodnot $(0,1)$ přičemž čím menší byla hodnota x , tím větší

» Označení kvantová chromodynamika odráží charakter jí popisované síly působící pouze na částice nesoucí barvu. «

byla jeho četnost. Navíc data ukazovala, že v protonu jsou i antikvarky a dokonce i podivné kvarky a antikvarky s, a když sečteme hybnost nesenou všemi kvarky a antikvarky, dostaneme jen asi polovinu hybnosti protonu. Je zajímavé připomenout, jak na první data ze SLAC reagoval v září 1967 J. Bjorken, jenž se o dva roky později stal jedním z hlavních advokátů kvark-partonového modelu:

Zdá se, že dosavadní data neukazují na velké hodnoty účinného průřezu, které tento model bodových konstituentů předpovídá. Další data jsou nutná k tomu, aby byl model elementárních konstituentů úplně vyvrácen.

Podobně i další významný teoretik K. Gottfried:

Myslím, že profesor Bjorken i já jsme zkonstruovali součtová pravidla v naději, že tím vyvrátíme kvarkový model.

Trvalo několik let, než byly výše popsané problémy aplikace naivního kvarkového modelu na tvrdé srážky leptonů a hadronů odstraněny a nalezena souvislost Zweigova kvarkového a Feynmanova partonového modelu. Rozhodující okamžik přišel až v letech 1973–1974, poté co byla formulována kvantová chromodynamika a objeven čtvrtý, půvabný kvark.

Ještě v létě 1972 na XVI. mezinárodní konferenci fyziky vysokých energií v Chicagu Gell-Mann a Fritschs přitom v příspěvku příznačně nazvaném *Algebra proudů: kvarky a co jiného?* [31] stále nebrali kvarky vážně:

Předpokládáme, že kvarky nemají reálné protějšky, které jsou detegovatelné izolovaně v laboratoři – předpokládá se, že jsou trvale vázány v mezonech a baryonech...

Bylo by sice možné abstrahovat i kvarkové operátory nebo jiné nesinglety vůči barvě, ale není to nutné. Nemá to ale ani valný význam, protože bychom diskutovali pro každý sektor Hilbertova prostoru fiktivní spektrum a my se pravděpodobně nechceme zatěžovat takovou zbytečnou falešnou informací.

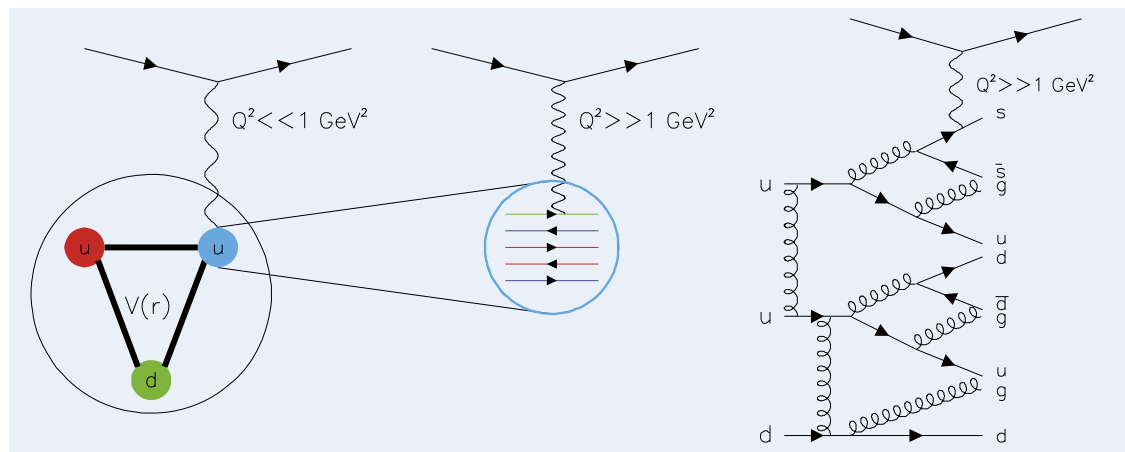
Věřili, že metodou „abstrakce“ lze ... z modelu polní teorie s kvarky a vektorovými gluony abstrahovat dostatek algebraické informace o singletních barevných operátorech, tak abychom popsali všechny existující stupně volnosti... a tím dostat ... kompletní teorii hadronů a jejich proudů a nikdy bychom nepotřebovali ani zmínit jiné operátory než barevné singlety.

Jejich naděje se nesplnila a další vývoj teorie a nová experimentální data přesvědčivě ukázaly, že kvarky

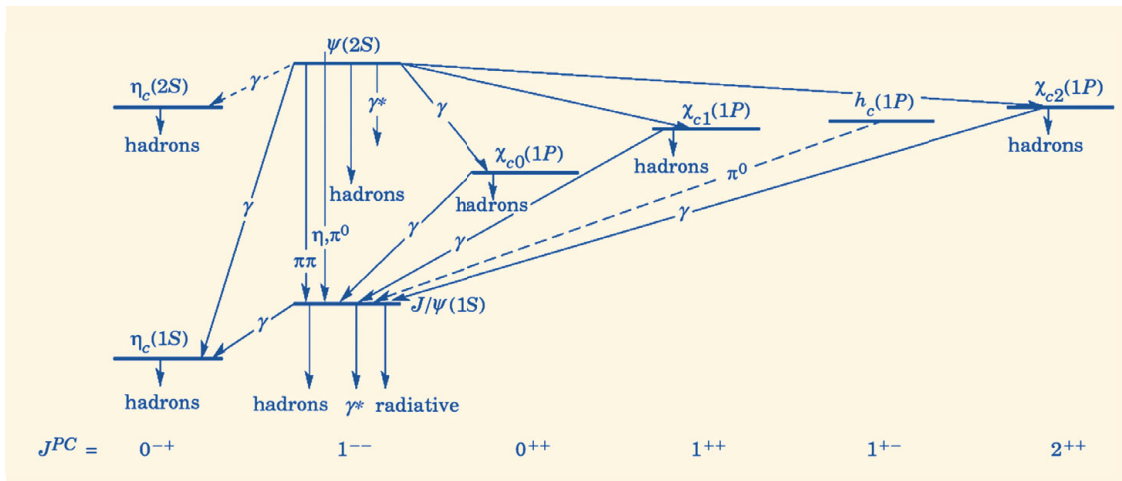
a gluony musíme brát při popisu těchto jevů v mikrosvětě jako „konkrétní“ kvarky podle Zweiga, a nikoliv jako „matematické, fiktivní“ kvarky Gell-Manna. Klíčovou vlastností, kterou měly Zweigův kvarkový a Feynmanův partonový model společnou, bylo právě to, že braly kvarky vážně, ať při konstrukci vlnových funkcí hadronů v prvním případě či při výpočtu rozptylu elektronu na kvarcích v případě druhém.

Zmrtvýchvstání kvantové teorie pole

Problém neměl ovšem jen kvarkový model, ale i kvantová teorie pole, která byla pro silné interakce v nepřízni od konce 50. let. V reakci na výsledky hlubokého nepružného rozptylu elektronů na protonech a neutronech ve SLAC podnikli koncem 60. let minulého století Gross, Callan a další teoretici promyšlený pokus zničit jednou provždy kvantovou teorii pole jako základní nástroj pro popis mikrosvětě. Primárně šlo o to ukázat, že kvantová teorie pole nedokáže vysvětlit fenomenologický úspěch Feynmanova partonového modelu. Pokus selhal (podrobněji viz [32]), neboť se překvapivě ukázalo [33, 34], že existuje třída kvantových teorií pole, která do té doby nebyla podrobně studována a která vykazuje vlastnost, jíž se říká „asymptotická volnost“. To znamená, že efektivní vazbový parametr, analog elektrického náboje, má zcela opačnou, kontraintuitivní vlastnost než elektrický náboj v kvantové elektrodynamice: s klesající vzdáleností v absolutní hodnotě klesá až do nuly. Teorii silných sil mezi kvarky a gluony formulovali krátce po objevu asymptotické volnosti (některých) neabelovských kalibračních teorií Gross a Wilczek [35, 36] a Politzer a Georgi [37]. Její název **kvantová chromodynamika** (QCD) odráží skutečnost, že tato síla působí jen na částice nesoucí barvu. Poznání, že QCD netrpí problémy, kvůli nimž v polovině 50. let ochladla důvěra v kvantovou teorii pole, znamenalo dramatický přelom a návrat ke QFT jako základnímu teoretickému nástroji při popisu sil v mikrosvětě. V QCD je požadavek lokální kalibrační invariance aplikován na triplet barevných kvarků jedné vůně, jenž se transformuje podle reprezentací grupy SU(3), která má 8 generátorů. Těm odpovídá 8 nehmotných barevných kalibračních bosonů, nazývaných gluony. Gluony samy nesou barvu, proto spolu interagují, podobně jako W^+ , W^- a Z . QCD dokáže vysvětlit, proč v přírodě neexistují volné kvarky a další systémy kvarků a gluonů, které nejsou „bezbarvé“. Charakter silných sil mezi kvarky je totiž takový, že na vzdálenostech větších než



Obr. 6 Souvislost kvarkového a partonového modelu v rámci kvantové chromodynamiky.



Obr. 7 Spektrum částic objevených ve srážkách elektronů a pozitronů ve SLAC.

asi 1 femtometr přestanou klesat a jsou dále zhruba konstantní. I tato vlastnost je – i když velmi netriviálním – důsledkem samointerakce gluonů. Síly mezi pozorovatelnými hadrony, jež se obvykle nazývají jaderné, jsou v rámci QCD zbytkovými silami sil mezi kvarky a gluony, podobně jako síly mezi molekulami jsou zbytkovými silami elektromagnetických sil mezi elektrony a jádry.

Kvantová chromodynamika také smířila Zweigovy kvarky a Feynmanovy partony. Základní myšlenka je znázorněna na obrázku 6: struktura protonu (a jiných hadronů) závisí na tom, jak podrobně se na ně „díváme“. V případě hlubokého nepružného rozptylu je veličinou, která o tom rozhoduje, kvadrát přenesené čtyřhybnosti Q^2 , jenž zhruba řečeno odpovídá kvadrátu vlnové délky „vyměňovaného fotonu“ na obrázku 5, kterým se na proton díváme. Čím větší je Q^2 , tím podrobnější informace o struktuře protonu získáváme a tím jinak se nám jeví. Pro malá Q^2 „vidíme“ jen tři Zweigovy kvarky, kterým se obvykle říká „valenční“ a které jsou v protonu vázány potenciálem $V(r)$ – tedy obraz odpovídající Nambuově modelu kvazijaderných barevných kvarků. Při velkých Q^2 vidíme, že každý z valenčních kvarků má vnitřní strukturu a je sám složen z mnoha kvarků i antikvarků. Tato struktura vzniká způsobem naznačeným na obrázku 6 vpravo: valenční kvarky vyzářují gluony, ty se mohou měnit na páry kvark-antikvark atd., čímž mohou vzniknout i antikvarky a kvarky, které neodpovídají valenčním kvarkům. Tento mechanismus zároveň vysvětluje, proč kvarky nenesou celou hybnost protonu: podstatná část, zhruba polovina, je nesena i gluony, které ovšem elektrony „nevidí“. Kvantová chromodynamika dokáže i kvantitativně vysvětlit, jak obraz protonu závisí na Q^2 , tj. proč normalizovaný účinný průřez hlubokého nepružného rozptylu elektronu na protonu v pravé části obrázku 4 není přesně konstantní, ale mírně na Q^2 závisí.

Konec pochyb: objev půvabných hadronů

Zhruba rok po formulaci kvantové chromodynamiky došlo během tzv. listopadové revoluce k události, která definitivně přesvědčila většinu fyziků o fyzikální realitě kvarků. Ve dvou zcela odlišných experimentech byl objeven vektorový mezon, dnes označovaný J/ψ , s hmotností 3,095 GeV, který se rozpadal na hadrony a fotony a který měl přitom zhruba tisíckrát delší dobu života než podobné částice. Právě tato neočekávaně

dlouhá doba života byla interpretována v rámci Zweigova pravidla, zmíněného v první části tohoto článku, jako svědectví, že tato částice je vázaným stavem nového, čtvrtého kvarku, který dostal název *půvabný*, a jeho antikvarku. Částice J/ψ byla těsnou analogií vektorového mezonu ϕ , jehož podobně zvláštní vlastnosti stály u zrodu Zweigova kvarkového modelu. Mimořádná závažnost tohoto objevu byla již o dva roky později oceněna Nobelovou cenou za fyziku pro vedoucí obou týmů – Samuela Tinga a Burtona Richtera. Překlady jejich nobelovských přednášek byly publikovány v tomto časopise v roce 1978 [38, 39]. Z hlediska interpretace této částice byl důležitější experiment vedený Richterem, v němž byly na vstřícných svazcích SPEAR ve SLAC zkoumány srážky protiběžných svazků elektronů a pozitronů. Hned na začátku tento experiment pozoroval kromě částice J/ψ také další podobnou částici s hmotností 3,68 GeV, označovanou ψ' , která měla jen třikrát kratší dobu života než J/ψ a rozpadala se přímo na hadrony nebo při vyzáření fotonu na J/ψ . Během následujících dvou let byla ve SLAC objevena celá rodina částic, jejichž energetické spektrum a kvantová čísla jsou na obrázku 7.

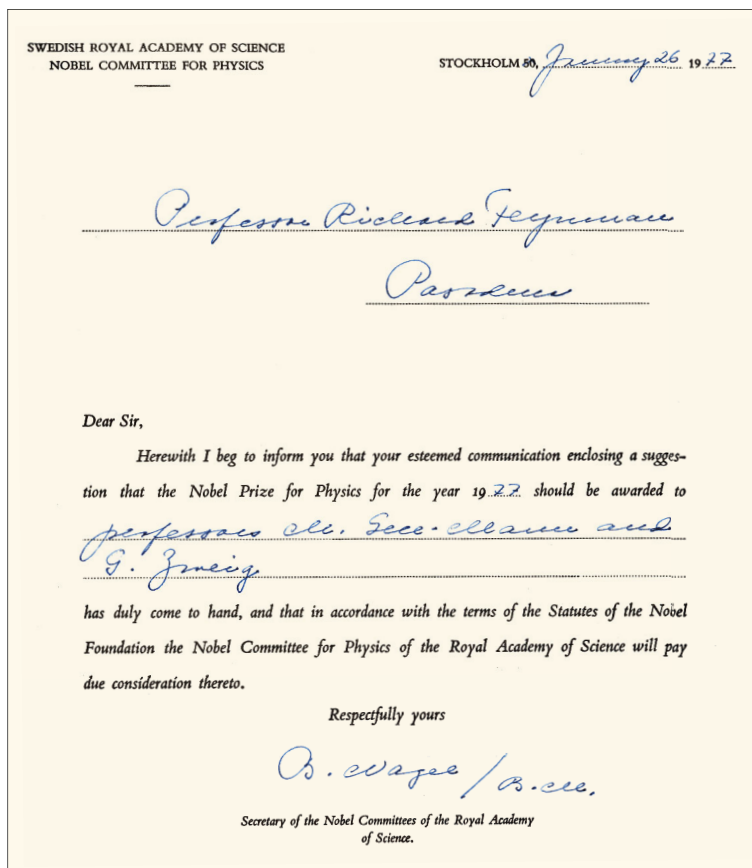
Částice označované χ a η nemohou vznikat přímo ve srážkách elektronů a pozitronů, ale byly nalezeny mezi produkty rozpadů J/ψ a ψ' . Spektrum stavů na obrázku 7 silně připomínalo spektrum stavů v atomech a také se brzy ukázalo, že všechny tyto stavy i pravděpodobnosti přechodu mezi nimi lze velmi dobře kvantitativně popsat s rámci nerelativistické Schrödingerovy rovnice pro systém kvarku a antikvarku s hmotností cca 1,5 GeV, mezi nimiž působí potenciál

$$V(r) \equiv -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \kappa r,$$

jenž je kombinací coulombického potenciálu, který dominuje na malých vzdálenostech, a lineárně rostoucího členu, jenž zajišťuje uvěznění kvarků a antikvarků. Částice J/ψ je základní stav systému $c\bar{c}$ kvarku c a jeho antikvarku, ψ' je první radiální excitace, stavy χ odpovídají p -stavům, tj. kombinaci orbitálního momentu $L = 1$ a celkového spinu $S = 1$ páru $c\bar{c}$ a η označuje stavy $c\bar{c}$ s celkovým spinem 0. Výše uvedený potenciál, v němž je veličina α_s analogií konstanty jemné struktury v kvantové elektrodynamice, přitom plyne z kvantové chromodynamiky. Byl stejně úspěšný i při popisu podobného systému stavů objevených v roce 1977 a následujících, které byly interpretovány jako vázané

» Tento vektorový mezon je vázaným stavem čtvrtého kvarku – barevného. «





Obr. 8 Dopis tajemníka nobelovského výboru Richardu Feynmanovi potvrzující příjem jeho návrhu na Nobelovu cenu za fyziku pro Gell-Manna a Zweiga.

stavy páteho kvarku b a jeho antikvarku s hmotnostmi cca 4,5 GeV.

Existence a vlastnosti stavů systémů kvarků $c\bar{c}$ a $b\bar{b}$ byly jasným důkazem, že kvarky je třeba brát vážně a že nejsou telecími, které je možno po upečení bažanta vyhodit, ale že jsou mnohem spíše bažantem samotným.

Zweig měl pravdu

Skutečnost, že kvarky na rozdíl od leptonů neexistují v přírodě jako volné částice, ale jen jako součást složených systémů, a že přesto má smysl o nich mluvit jako o základních stavebních kamenech hmoty, může vyvolávat oprávněné námitky. Jak může „existovat“ něco, co nemůžeme, ani v principu, „vzít do ruky“? Tato námitka byla příčinou pochybností mnoha fyziků o fyzikální realitě kvarků a vedla řadu z nich k přesvědčení, že kvarky jsou jen mnemotechnickou pomůckou či matematickým pojmem, který usnadňuje některé úvahy.

Dnes je jasné, že kvarky je třeba brát vážně a pracovat s nimi téměř jako s leptony. Tento přístup se opírá kromě vlastností systémů těžkých kvarků i o další důležité experimentální zjištění. Ačkoliv izolované kvarky z protonu či neutronu vyrazit nelze, pozorujeme, že je-li energie vyráženého kvarku či gluonu dostatečně velká, vylétají ve směru kvarků či gluonů úhlově kolimované svazky částic, nazývané *jety*. Z měření úhlů, energií a dalších vlastností jetů usuzujeme na dynamiku samotných kvarků a gluonů. **Jety dnes hrají při hledání zákonů mikrosvětla klíčovou roli, kterou v minulosti hrály jen částice samotné.**

Přijetí kvarků jako fyzikálních objektů, bez nichž nelze mikrosvět pochopit, trvalo přes deset let. Není divu, i Feynmanovi to trvalo dlouho a přesvědčilo ho, až když objevil kvarky v přestrojení za jeho vlastní par-

tony. Je proto užitečné připomenout, jak se jeho postoj ke kvarkům vyvíjel. Zweig na to vzpomíná těmito slovy [39]:

Když jsem Feynmanovi vysvětlil svoje argumenty pro potlačení rozpadu ϕ mezonu, byl viditelně popuzen a argumentoval, že „unitarita mixuje všechny stavy se stejnými kvantovými čísly“ a činí tak potlačení nemožným. Například ϕ se mixuje s ω , jež se mixuje s $\rho+\pi$, takže ϕ musí jít na $\rho+\pi$.

Koncem května roku 1968 jsem Feynmana potkal na cestě do kafeterie na oběd. Vzrušeně vyprávěl o kurzu fyziky vysokých energií, který právě učil... Poté co popsal různé oblasti, které přednášel, se zastavil a zeptal se: „Zapomněl jsem na něco, Zweigu?“ Znovu jsem mu trpělivě povídal o esech. Tentokrát klidně poslouchal, a když jsem skončil, povytáhl si kalhoty, podíval se mi do očí a odpověděl: „V pořádku, podívám se na to.“ Krátce nato formuloval svůj partonový model.

O tři roky později jsem šel chodbou ve čtvrtém patře Lauritsenovy laboratoře, kde jsme oba měli pracovní, a uviděl v dálce Feynmana. Se svým charakteristickým úšklebkem ke mně kráčet s rukama za opaskem, houpa se jako námořník. Když stál přímo proti mně, natáhl ruku a řekl: „**Gratuluji Zweigu! Měl jste pravdu.**“

V roce 1977 navrhl Feynman Gell-Manna a Zweiga na Nobelovu cenu za fyziku, viz obr. 8. Když se o tom Zweig nedávno dozvěděl, cítil podle svých slov velké zadostiučinění [40]. V roce 1977 byla ve fyzice velká konkurence, a tak Nobelovu cenu nakonec dostali tři vynikající teoretikové pevných látek – Philip Warren Anderson, Sir Nevill Francis Mott a John Hasbrouck van Vleck za „jejich fundamentální teoretický výzkum elektronové struktury magnetických a neuspořádaných systémů“. Výše citovaná Feynmanova slova však nejlépe charakterizují důležitost Zweigova přínosu dnešnímu chápání mikrosvětla.

Literatura

- [1–24] viz J. Chýla: Čs. čas. fyz. **64**, 192 (2014).
- [25] O. Greenberg: Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964).
- [26] M. Y. Han, Y. Nambu: Phys. Rev. **139**, 1006 (1965).
- [27] Y. Nambu: *Preludes in Theoretical Physics*. North Holland, Amsterdam 1966, s. 133.
- [28] H. Lipkin: Phys. Lett. **45B**, 267 (1973).
- [29] M. Gell-Mann in: *QCD 20 Years Later*. Aachen, 1992, World Scientific, Singapore 1993.
- [30] J. Bjorken, E. Paschos: Phys. Rev. **185**, 1975 (1969).
- [31] M. Gell-Mann, H. Fritzsch in: *XVI International Conference on High Energy Physics*, Chicago, 1972. Vol. 2, s. 135. Dostupné z WWW: <http://de.arxiv.org/abs/hep-ph/0208010v1>.
- [32] D. Gross: Nucl. Phys. 8 (Proc. Suppl.) **74**, 426 (1999).
- [33] D. Gross, F. Wilczek: Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [34] D. Politzer: Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [35] D. Gross, F. Wilczek: Phys. Rev. **D8**, 3633 (1973) a **D9**, 980 (1974).
- [36] H. Georgi, D. Politzer: Phys. Rev. **D9**, 416 (1974).
- [37] S. Ting: Čs. čas. fyz. **A28**, 124 (1978).
- [38] B. Richter: Čs. čas. fyz. **A28**, 323 (1978).
- [39] G. Zweig: http://phsummer2013.web.cern.ch/PHsummer2013/Beginning_of_the_End_F.pdf
- [40] G. Zweig: Int. J. Mod. Phys. **A25**, 3863 (2010).

