

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Jiří Formánek

Urychlovače a collidery

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 32 (1987), No. 2, 66--77

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138721>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1987

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

- [6] GRYGAR, J., HORSKÝ, Z., MAYER, P.: *Vesmír*. Praha, Mladá fronta, 1979.
- [7] POGGENDORF, J.: *Geschichte der Physik*. Nové vydanie. Leipzig, Zentralantiquariat DDR, 1964.
- [8] DUGAS, R.: *A history of mechanics*. Neuchâtel, Ed. Du Griffon, 1955.
- [9] STARÍČEK, I.: *Dejiny mechaniky do polovice XIX storočia*. In: Zborník II. Letná škola dejín fyziky. Liptovský Mikuláš VVTS-ČSSP, 1985.
- [10] MACH, E.: *Die Mechanik in ihrer Entwicklung*. Leipzig, Brockhaus, 1912.
- [11] GALILEI, G.: *Dialogo sopra i due massimi sistemi del mondo tolomaico e copernicano*. Florencia 1632. (Dialóg o dvoch veľkých sústavách svetových ptolemaiovskej a kopernikovskej). Slovenský preklad: GALILEI, G.: *Dialóg o dvoch systémoch sveta*. Bratislava, SAV, 1962.
- [12] SCHMUTZER, E., SCHÜTZ, W.: *Galileo Galilei*. Leipzig, Teubner, 1977.
- [13] KUZNECOV, B.: *Ot Galileja do Ejnštejna*. Slovenský preklad: KUZNECOV, B.: *Od Galileiho po Einsteina*. Bratislava, Pravda, 1975.
- [14] GALILEI, G.: *Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno a due nuove scienze attenenti alla meccanica ed i movimenti locali*. Leida, 1638. (Rozhovory a matematické dôkazy o dvoch nových vedách týkajúce sa mechaniky a miestneho pohybu). Ruský preklad pozri [15].
- [15] GALILEI GALILEO: *Izbrannye trudy v 2. tomach*. Tom 2. Moskva, Nauka, 1964.
- [16] ZAJAC, R., CHRAPAN J.: *Dejiny fyziky*. Vysokoškolské skriptá. Bratislava, MFF-UK, 1982.
- [17] KOYRÉ, A.: *Études d'histoire de la pensée scientifique*. Paris, Gallimard, 1973.
- [18] KOPERNÍK, M.: *De revolutionibus orbium coelestium (O pohyboch nebeských sfér) libri VI*. Nürnberg, 1543.
- [19] HORSKÝ, Z.: *Kepler v Praze*. Praha, Mladá fronta, 1980.
- [20] KOYRÉ, A.: *The astronomical revolution*. Londýn, Methuen, 1973.
- [21] SCHIMANK, H.: *Epochen der Naturforschung*. Berlin, Wegweiser Verlag, 1930.
- [22] DESCARTES, R.: *Princípy filozófie*. In: *Novoveká racionalistická filozófia. Antológia z diel filozofov*. Bratislava, Pravda, 1970.
- [23] GAHÉR, F.: *Descartova fyzika*. In: *Referáty z dejín fyziky*. Bratislava, JSMF, 1984.

Urychlovače a collidery

Jiří Formánek, Praha

V r. 1928⁷ J. D. Cockroft napsal memorandum E. Rutherfordovi, v němž požádal o 1000 £ od University of Cambridge na stavbu urychlovače v Cavendishově laboratoři. Požadavku bylo vyhověno. Asi 3 roky pak pracoval s E. T. S. Waltonem na vývoji různých typů statických urychlovačů a již v r. 1932 pozoroval první jadernou transmutaci vyvolanou laboratorně urychlenými částicemi (protony 0,5 MeV). Tím byla zahájena éra urychlovačů a jejich využití ve fyzice. Dnešek a blízké perspektivy této oblasti charakterizují údaje Tab. I. *)

*) Nejsou v ní zahrnuty

- i) urychlovače těžkých iontů,
- ii) tzv. pionové a kaonové továrny,
- iii) tzv. fotonové továrny (= specializované zdroje synchrotronového záření).

Tyto velice důležité urychlovací komplexy si zaslouhují samostatné pojednání, neboť jejich motivace a problematika jsou podstatně odlišné.

Tab. I. Projekty urychlovacích komplexů

Název*)	Druh svazků	Energie	Spuštění	Místo
<i>TEVATRON II</i>	p	800 GeV	1984	<i>FNAL</i>
<i>I</i>	$\bar{p}p$	2×1 TeV	1986	
<i>TRISTAN</i>	e^+e^-	2×30 GeV	1986	<i>KEK</i>
	$e^\pm p$	$25 + 300$ GeV	?	
<i>SLC</i>	e^+e^-	2×50 GeV	1987	<i>SLAC</i>
<i>LEP 1.</i>	e^+e^-	2×50 GeV	1988	<i>CERN</i>
2.		$2 \times (80-125)$ GeV	?	
<i>HERA</i>	$e^\pm p$	$37 + 820$ GeV	1990	<i>DESY</i>
<i>UNK 1.</i>	p	3 TeV	1992-3	
2.	pp	400 GeV + 3 TeV	?	<i>IHEP</i>
3.		2×3 TeV	?	
<i>SSC</i>	pp	2×20 TeV	1994?	USA
<i>LHC A</i>	$\bar{p}p$	$2 \times 9 (20)$ TeV	?	
B	$pp, \bar{p}p, \text{ionty}$	$2 \times 5 (9)$ TeV	?	<i>CERN</i>
C	ep	2 TeV	?	
<i>VLEPP 1.</i>	e^+e^-	2×150 GeV	?	<i>INP</i>
2.		2×500 GeV	?	
<i>LLC</i>	e^+e^-	2×1 TeV	?	<i>SLAC</i>

Během uplynulého půlstoletí stoupla energie, kterou urychlovače dokáží částici předat více než milionkrát a cena za jednotku této energie klesla více než desetisíckrát. Přes tak fantastické zlevnění nejsou současné urychlovače, ani jejich provoz levnou záležitostí. Např. náklady na vybudování SSC jsou odhadovány na $3 \cdot 10^9$ \$. Třebaže to je méně než 1% vojenských výdajů USA (v r. 1986 mají činit $302 \cdot 10^9$ \$) a jen o něco víc než cena jedné jaderné ponorky (kterých již existuje alespoň 100, po $\sim 2 \cdot 10^9$ \$), je to v každém případě částka nezanedbatelná. Projekty urychlovacích komplexů nové generace musí proto být v prvé řadě dobře fyzikálně motivovány, tj. takovýto komplex by měl nejen umožnit nahlédnout do nové, dosud neprobádané oblasti, kde nás mohou čekat nejrůznější překvapení, ale především dovolit zodpovědět nějakou konkrétně formulovanou otázku, podstatnou pro další pokrok v chápání subnukleární fyziky. Je tedy nezbytné specifikovat podmínky umožňující experimentálně rozhodnout mezi alternativními odpověďmi na takovouto stěžejní otázku.

Jde zejména o určení *efektivní energie*, které nutno dosáhnout. Jako příklady uveďme:

Energie nezbytná pro produkci antiprotonu determinovala energii Bevatronu ($E \lesssim 6,5$ GeV) postaveného v r. 1954 v Berkeley.

Možnost dosáhnout $\sqrt{s} \simeq 540$ GeV přebudováním SPS na collider rozhodně patřila k nezbytným podmínkám (viz (3)) pro schválení tohoto odvážného projektu, směřujícího k objevu intermediálních mezonů W^\pm, Z^0 s hmotnostmi předpovězenými GSW – modelem elektroslabých interakcí ($\simeq 81$ GeV/ c^2 , resp. $\simeq 93$ GeV/ c^2).

*) Význam jednotlivých zkratk a veličin \sqrt{s}, E je shrnut na konci článku. Výrazy vysvětlené v [1] zde již neuvádíme.

Zásadní důležitost podrobného studia Z^0 bosonu jasně determinuje energie SLC i $LEP 1$ ($\sqrt{s} \approx 100$ GeV).

Zásadní důležitost produkce páru W -bosonů při elektron-pozitronové anihilaci

$$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$$

volá po dosažení $\sqrt{s} \gtrsim 170$ GeV, což je zřejmě korelováno s energií $LEP 2$ ($\sqrt{s} \approx 200$ GeV).

Studium původu narušení elektroslabé symetrie a řada dalších fundamentálních otázek vyžaduje vyšetření „elementárních procesů“ při energiích $\sqrt{s_{\text{eff}}} \approx$ několik TeV. Tím je determinována oblast energií, které by měly obsáhnout nové urychlovací komplexy – ovšem za předpokladu, že víme, jak s_{eff} souvisí s energií částic urychlovačem poskytovaných.

Kvalifikovaný odhad tohoto vztahu snadno provedeme, když uvážíme, že všechna dosavadní experimentální data svědčí ve prospěch bodovosti leptonů a složenosti hadronů z bodových partonů (kvarků, antikvarků a gluonů).

Při srážce *dvou leptonů* proto $\sqrt{s_{\text{eff}}}$ identifikujeme přímo s jejich CMS -energií, tj.

$$(1) \quad \sqrt{s_{\text{eff}}} = \sqrt{s}.$$

Při tvrdé srážce*) hadronu se elementární proces týká příslušného partonu. Proto např. $\sqrt{s_{\text{eff}}}$ každého procesu, pro nějž je při *nukleon-nukleonové* interakci rozhodující srážka kvark-kvark, můžeme odhadnout následovně. Z experimentu víme, že

- i) zhruba 1/2 hybnosti nukleonu je nesena gluony,
- ii) v nukleonu jsou 3 valenční kvarky.

Na každý kvark tak připadá $\sim 1/6$ hybnosti nukleonu. Tedy v uvažovaném případě je

$$(2) \quad \sqrt{s_{\text{eff}}} \approx \frac{1}{6} \sqrt{s}.$$

Zcela analogicky dospějeme k závěru, že pro procesy, které při *lepton-nukleonové* kolizi probíhají převážně přes srážky leptonu s kvarkem je

$$(3) \quad \sqrt{s_{\text{eff}}} \approx \sqrt{\frac{s}{6}}.$$

Vztahy typu (2), (3) lze podstatně upřesnit využitím partonového modelu, podle kterého účinný průřez jakéhokoliv tvrdého procesu je v případě lepton-hadronové, resp. hadron-hadronové srážky dán vzorcem

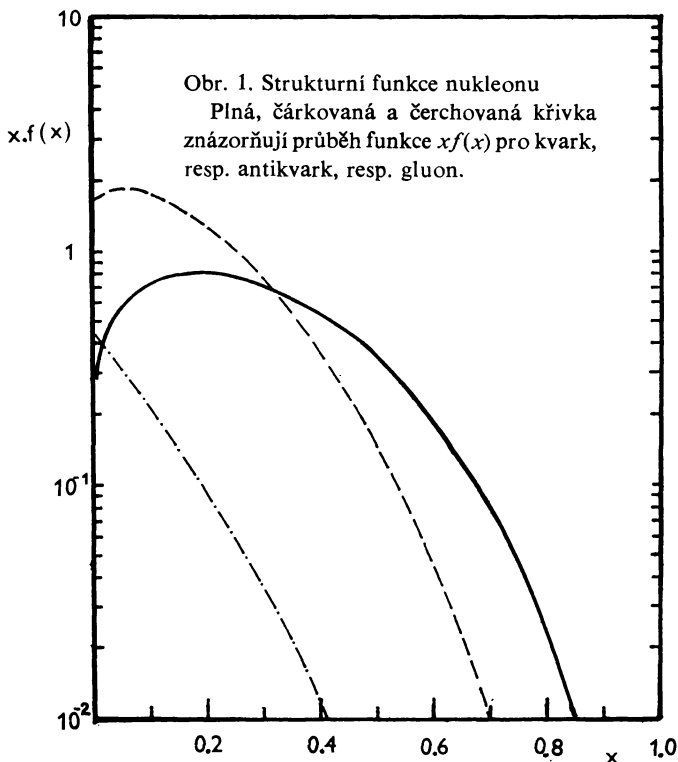
$$(4) \quad \sigma(s) = \sum_i \int_0^1 f_i(x) \sigma_i(xs) dx,$$

resp.

$$(5) \quad \sigma(s) = \sum_{ij} \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \int_0^1 \int_0^1 [f_i(x_1) f_j(x_2) + f_j(x_1) f_i(x_2)] \cdot \sigma_{ij}(x_1 x_2 s) dx_1 dx_2,$$

*) Srážce s velkým přenosem hybnosti.

kde se sčítá přes všechny partony, σ_i , resp. σ_{ij} jsou účinné průřezy příslušných elementárních procesů a tzv. *strukturní funkce* $f_i(x)$ udávají rozdělení pravděpodobnosti nalezení i -tého partonu nesoucího zlomek hybnosti x příslušného nukleonu ($0 \leq x \leq 1$). Průběh těchto strukturních funkcí je zhruba naznačen na obr. 1. Pověšme si zejména jejich rychlého poklesu pro $x \rightarrow 1$.



Dalšího upřesnění lze dosáhnout započtením kvantově chromodynamických korekcí k partonovému modelu, které se efektivně projeví ve formulích (4), (5) záměnou

$$(6) \quad f_i(x) \rightarrow f_i(x, Q^2),$$

kde „škála charakteristická pro daný proces“: $Q^2 \sim s$. Přitom s růstem Q^2 se strukturní funkce stále více soustřeďuje do oblasti menších x .

Z uvedeného je zřejmé, že

- i) při lepton-nukleonových a nukleon-nukleonových srážkách získáváme informaci o elementárních procesech „ustředněnou“ přes intervaly energií,
- ii) hodnota $\sqrt{s_{\text{eff}}}$ charakterizuje energii, které v tomto intervalu hrají dominantní roli,
- iii) $\sqrt{s_{\text{eff}}}/\sqrt{s}$ je klesající funkcí \sqrt{s} .*

* Nepřehlédněme, že s růstem energie klesá efektivnost využití energie získané na urychlovačích nukleonů.

I když pro detailnější analýzu jsou tyto závěry důležité, pro náš hrubý rozbor vystačíme se vztahy (1)–(3). Vidíme z nich, že pro dosažení

$$(7) \quad \sqrt{s_{\text{eff}}} \simeq 1 \text{ TeV}$$

potřebujeme při nukleon-nukleonových srážkách docílit

$$\sqrt{s} \simeq 6 \text{ TeV},$$

což při pevném terči vyžaduje nukleony s energií

$$(8) \quad E \simeq \frac{s}{2M} \simeq 1,9 \cdot 10^4 \text{ TeV}.$$

Vysokoenergetický proton se v magnetickém poli pohybuje po dráze o poloměru

$$R \simeq 3,3 \frac{E}{B},$$

kde $[R] = \text{km}$, $[E] = \text{TeV}$, $[B] = \text{T}$. Můžeme tedy odhadnout délku D cyklického urychlovače protonů v závislosti na velikosti magnetické indukce, které lze dosáhnout v příslušných dipólových magnetech technicky a technologicky zvládnutými (finančně únosnými) postupy. Po započtení příspěvků od nezbytných přímých úseků dospíváme ke vztahu

$$(9) \quad D \simeq 28 \frac{E}{B},$$

kde $[D] = \text{km}$.

A tak, i kdybychom mohli využít vynikajících supravodivých magnetů*) s $B \simeq 7 \text{ T}$, museli bychom k dosažení energie (8) postavit urychlovač protonů s obvodem

$$D \simeq 10^5 \text{ km},$$

tj. ani celý obvod zeměkoule by nám nestačil. Ve skutečnosti bychom byli nuceni stavět urychlovač ještě podstatně větší, neboť námi uvažovaný by představoval zdroj synchrotronového záření o výkonu desítek gigawattů!

Připomeňme, že částice pohybující se v kruhovém prstenci vyzařují formou synchrotronového záření výkon

$$(10) \quad W \sim \frac{n_b N}{R^2} \left(\frac{E}{Mc^2} \right)^4,$$

kde

- n_b = počet shluků částic v prstenci,
- N = počet částic v každém ze shluků,
- M = hmotnost částice.

Uvážíme-li, že elektron je skoro dvatisíckrát lehčí než proton nepřekvapí nás, že v případě elektronů jsou to právě ztráty synchrotronovým zářením, které prakticky determi-

*) Na prvním supravodivém urychlovači protonů, *TEVATRONu*, je $B \simeq 5 \text{ T}$.

nují rozměry kruhových urychlovačů. Proto již od nevelkých energií pro ně platí *)

$$(11) \quad D \sim E^2$$

Dosažení požadované hodnoty (7) při *elektron-nukleonových* srážkách vyžaduje

$$\sqrt{s} \simeq 2,5 \text{ TeV},$$

toho lze při pevném terči docílit pouze tehdy, máme-li k dispozici elektrony s energií

$$E \simeq 3 \cdot 10^3 \text{ TeV}.$$

Uvážíme-li, že pro *LEP* ($E \simeq 10^{-1} \text{ TeV}$) je $D \simeq 26,7 \text{ km}$, nalezneme z formule (11), že kruhový urychlovač elektronů, který by nám je mohl poskytnout by musel mít obvod

$$D \simeq 10^{10} \text{ km},$$

tj. nestačila by nám ani celá oběžná dráha Země kolem Slunce!

Již z těchto triviálních úvah je zřejmé, že neaktuálnější otázky současné subnukleární fyziky nelze řešit bez využití vstřícných svazků. Dosažení potřebné energie je ovšem pouze nutná, nikoliv však postačující podmínka řešitelnosti příslušné otázky na daném zařízení. Je totiž ještě nezbytné zajistit

- i) dostatečnou příležitost k tomu, aby příslušný proces mohl proběhnout,
- ii) dostatečnou naději rozpoznat věrohodně zda, resp. kdy k tomuto procesu došlo.

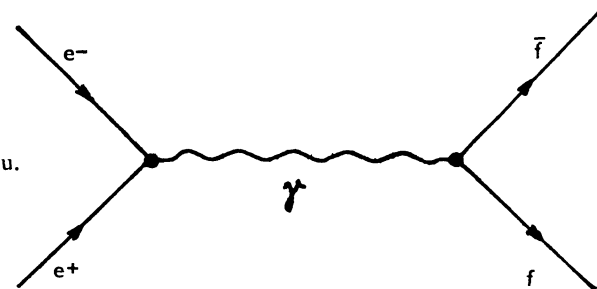
Druhá z těchto podmínek je podstatně závislá na možnostech detektorů a na možnostech sběru a zpracování dat. To je problematika, která značně přesahuje rámec našeho tématu. Proto ji zde blíže analyzovat nebudeme, přestože bude bezesporu patřit mezi hlavní faktory determinující oblast racionálních hodnot parametrů urychlovacích komplexů příštích generací.**)

Podmínka i) determinuje velikost *luminosity*, které na plánovaném urychlovacím komplexu nutno dosáhnout, aby mohl sloužit svému účelu. O jaké hodnoty jde?

Uvažujme nejprve vstřícné svazky elektron-pozitronové: Kreace fermion-antifermionového páru

$$e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$$

je v oblasti mimo rezonance dobře aproximována Feynmanovým diagramem na obr. 2.



Obr. 2.
Kreace fermion-antifermionového páru.

*) Je dobře si uvědomit, že cena i provozní náklady jsou u kruhových urychlovačů zhruba úměrné jejich délce. V případě protonů (s energií nepřesahující desítky TeV) tedy rostou lineárně, kdežto pro elektrony kvadraticky s energií.

***) Srov. argumentaci za formulí (26).

Každý, kdo alespoň nahlédl do úvodních učebnic kvantové elektrodynamiky, snadno spočte odpovídající účinný průřez a zjistí, že pro

$$\sqrt{s} \gg M_f c^2$$

je

$$(12) \quad \sigma \simeq Q_f^2 \sigma_0,$$

kde Q_f je náboj (v jednotkách náboje protonu) produkovaného fermionu a

$$(13) \quad \sigma_0 \equiv \frac{4\pi\alpha^2}{3s} (\hbar c)^2.$$

Také účinné průřezy ostatních procesů probíhajících při e^+e^- srážkách jsou srovnatelné s touto veličinou.*)

Prostým dosazením číselných hodnot**) do formule (13) zjistíme, že e^+e^- collider musí umožnit studium procesů s účinným průřezem

$$\sigma \simeq \frac{10^{-37}}{s} \text{ cm}^2,$$

kde s je udáno v (TeV)².

Uvážíme-li, že za dobu t dojde k

$$Y = L \cdot \sigma \cdot t$$

případům studovaného procesu a požadujeme-li, aby za „rok“ ($\equiv 10^7$ s) tento počet neklesl pod 10^3 (\Leftrightarrow několik denně) dospějeme k závěru, že luminozita e^+e^- collideru musí dosáhnout hodnot

$$(14) \quad L \simeq 10^{33} \text{ s cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Pro $\sqrt{s} \simeq 0,1$ TeV to znamená

$$L \simeq 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

což skutečně odpovídá luminozitám očekávaným na *SLC*, *LEP* a *TRISTAN*.

Pro $\sqrt{s} \simeq 1$ TeV je podle (14) nutné dosáhnout hodnot ještě o dva řády vyšších. Jak však dospět k tak vysokým luminozitám?***)

Pro kruhové collidery je

$$(15) \quad L \simeq \frac{n_b N^2 f}{A},$$

kde frekvence oběhu shluku

$$(16) \quad f \simeq \frac{c}{D}$$

*) Pouze při energiích odpovídajících rezonancím mohou být i o několik řádů větší. Tak tomu bude např. na *LEP 1* a *SLC* při $\sqrt{s} \simeq 93$ GeV.

**) Konstanta jemné struktury $\alpha \simeq 1/137$, Planckova konstanta $\hbar \simeq 1,05 \cdot 10^{-34}$ Js, rychlost světla $c \simeq 3 \cdot 10^8$ m s⁻¹, 1 TeV $\simeq 1,6 \cdot 10^7$ J.

***) Pro srovnání u *TEVATRONu II* (pracujícího s pevným terčem!) je $L \simeq 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

a efektivní plocha příčného řezu průniku svazků v interakční oblasti*)

$$(17) \quad A \simeq 4\pi\sigma_x\sigma_y.$$

Z úměrností (10), (11) plyne, že

$$(18) \quad L \sim \frac{W^2}{sn_b A}.$$

Uvážíme-li, že $n_b \ll 1$ (obvykle 2–4, podle požadovaného počtu interakčních oblastí) a velikost W je limitována maximálním zvládnutelným výkonem parazitního (pro účely zde diskutované) synchrotronového záření, vidíme, že při zadané energii je možno luminozitu zvyšovat pouze zmenšováním příčných rozměrů svazků. Tak na *TRISTANu* je

$$\sigma_x \simeq 27 \mu\text{m}, \quad \sigma_y \simeq 434 \mu\text{m} \Rightarrow A \simeq 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$$

a na *LEPu* dokonce

$$\sigma_x \simeq 10 \mu\text{m}, \quad \sigma_y \simeq 300 \mu\text{m} \Rightarrow A \simeq 4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2.$$

Nikdo však neví, jak na kruhových prstencích docílit dalšího zúžení svazků. Právě z těchto důvodů představuje *LEP* pravděpodobně poslední generaci kruhových e^+e^- colliderů.

V tomto směru jsou výhodnější *urychlovače lineární*. Tak např. na *SLC* má být dosaženo

$$(19) \quad \sigma_x = \sigma_y \simeq 1,4 \mu\text{m} \Rightarrow A \simeq 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2,$$

tj. efektivní plochy více než tisíckrát, resp. desetisíckrát menší než na *LEPu*, resp. *TRISTANu*.

Přitom u lineárních colliderů je

$$(20) \quad L \simeq a \frac{N^2 f}{A},$$

kde f nyní udává frekvenci, se kterou jsou shluky vystřelovány proti sobě a faktor $a > 1$ vyjadřuje efekt samofokuse, k níž dochází díky interakci mezi svazky e^+e^- v místě kolize. Pro *SLC* je $a \simeq 3$, $f = 180 \text{ Hz}$, $N \simeq 5 \cdot 10^{10}$, což díky malosti efektivní plochy (19) vede k

$$L \simeq 6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Jak však dospět k hodnotám

$$(21) \quad L \simeq 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

požadovaným při

$$\sqrt{s} \simeq 1 \text{ TeV} ?$$

Parametr a se příliš nezvětší (pravděpodobně $a \lesssim 5$), z technických důvodů lze stěží počítat s frekvencí přesahující několik málo kHz a požadavek identifikovatelnosti jednotlivých interakcí nedovoluje neomezené zvětšování N (viz níže). Zdá se proto, že je nezbytné dále zmenšovat plochu A . Ani to však není bez problémů: V interakční oblasti

*) σ_{xy} charakterizují lineární rozměry řezu při gaussovském rozdělení hustoty částic.

se částice každého ze svazků dostávají do silného magnetického pole buzeného částicemi svazku druhého. Vzniká zde proto synchrotronové záření, díky němuž dochází k de-mono-chromatizaci svazku. Přitom relativní rozmazání energie

$$(22) \quad \frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{(\sigma_x + \sigma_y)^2}.$$

Při kruhovém průměru svazku (jako na *SLC*) je tedy

$$(23) \quad \frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{A} \sim L,$$

tj. za zvětšení luminozity nutno platit narůstající ztrátou monoenergetičnosti. V oblasti $\sqrt{s} \simeq 1$ TeV pak $\Delta E/E$ může snadno podstatně přesáhnout 10 %. Tím by se však ztratila jedna z principiálních předností e^+e^- srážek proti eN a NN srážkám (srov. bod i) za formulí (6)). Řešení tohoto problému je v principu snadné:*) Přejít od kruhového ke zploštělému průřezu svazku tak, aby byl součin $\sigma_x\sigma_y$ v zájmu luminozity minimální, kdežto součet $\sigma_x + \sigma_y$ v zájmu monoenergetičnosti maximální.

Tak např. v případě *LLC* se předpokládá, že požadované luminozity (21) by mohlo být dosaženo při**) $N \simeq 1,4 \cdot 10^{10}$, $f \simeq 2$ kHz, a tedy

$$A \simeq 6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2 !$$

při poměru $\sigma_x : \sigma_y$ až 1 : 20, tj.

$$(24) \quad \sigma_x \simeq 0,3 \text{ } \mu\text{m}, \quad \sigma_y \simeq 15 \text{ nm} !!$$

Pro úplnost poznamenejme, že poněkud jiná strategie cesty k vysokým luminozitám je volena u *VLEPPu* (nízká frekvence, větší A , ale větší N), jehož základní parametry jsou shrnuty v tab. 2.

Je pravděpodobné, že pokud bude nezbytné docílit luminozit podstatně převyšujících $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, nezbude než kombinovat přístup *LLC* a *VLEPP* (tj. extrémně nízké, silně zploštělé svazky, vysoké frekvence a velké N). Efektivní využití colliderů s takovými parametry však bude klást podstatně větší nároky na detekční techniku. Bližší rozbor této otázky opět přesahuje rámec našeho článku. Spokojíme se proto konstatováním, že stavba e^+e^- collideru pro $\sqrt{s} \simeq 10$ TeV ($\Rightarrow L \simeq 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) prozatím zůstává doménou sci-fi.***)

*) Méně snadné je ovšem toto řešení realizovat. Proto v následující větě pod slovy maximum a minimum nutno chápat extrémy v oblasti vymezené technickými možnostmi.

**) Jde o jednu z předběžně uvažovaných variant. Optimalizace parametrů s přihlédnutím k technickým a technologickým limitům zatím provedena nebyla. Proto se uvažované hodnoty i těch nejzákladnějších parametrů dosud pohybují ve velice širokých mezích: $D \simeq 16-100$ km, $\langle \text{přikon} \rangle \simeq 145-390$ MW, urychlovací gradient $\simeq 20-125$ MeV/m, vlnová délka $RF \simeq 3,5-10$ cm. Realistický návrh *LLC* se očekává během 4 let.

***) Již realizace *LLC* s výše naznačenými parametry by byla fantastická: Uspořádat více než 10 miliard elektronů do válečků délky 0,5 cm s eliptickou základnou, jejíž jedna osa je srovnatelná s vlnovou délkou viditelného světla a druhá je ještě o řád kratší, jistě není snadnou záležitostí. Navíc však každý takovýto váleček by musel zasáhnout v interakční oblasti svého stejně velkého partnera s přesností několika nanometrů (při rychlosti prakticky shodné s rychlostí světla).

Tab. II.
Projekt VLEPP

Varianta	1.	2.
\sqrt{s}	$2 \times 150 \text{ GeV}$	$2 \times 500 \text{ GeV}$
L		$10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
A		10^{-7} cm^2
N		10^{12}
f		10 Hz
$\langle \text{Příkon} \rangle$	15 MW	40 MW
Max. RF výkon	1 TW	4 TW
D	$2 \times 1,5 \text{ km}$	$2 \times 5 \text{ km}$
Urychlovací gradient		100 MeV/m

Většina z nás by ovšem nejspíše odkázala do přízně vydavatelů sci-fi i všechny navrhovatele experimentálního studia vysokoenergetických srážek fotonů s elektrony nebo fotonů s fotony. Málokdo si totiž uvědomuje, že realizovatelnost těchto exotických experimentů je dnes na dosah ruky: Vysokoenergetické fotonové svazky bude možné získávat inverzním Comptonovým rozptylem vysokoenergetických elektronů na „fotonovém terči“ vytvářeném pulsem laseru. Očekává se, že při využití 10 J laserových pulsů by při $\sqrt{s} \approx 200 \text{ GeV}$ bylo na VLEPPu možno docílit luminozity

$$L_{\gamma\gamma} \gtrsim 3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad L_{e\gamma} \gtrsim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

V předcházejícím rozboru jsem se pokusil naznačit, co determinuje požadované a co limituje realizovatelné hodnoty parametrů e^+e^- colliderů. Obdobné úvahy lze zopakovat i pro collidery s jinými druhy částic. Podrobněji to zde již provádět nebudeme. Omezíme se jen na několik málo poznámek týkajících se proton-(anti)protonových colliderů. Dané luminozity je u nich nutno dosáhnout podstatně odlišnou cestou než v případě e^+e^- colliderů. Musíme si totiž uvědomit, že při každé srážce jedné dvojice shluků dochází (v průměru) k

$$(25) \quad Y_0 = \sigma_{\text{tot}} \frac{N^2}{A}$$

interakcím mezi dvojicemi příslušných částic. Požadavek analyzovatelnosti nedovoluje příliš velké hodnoty Y_0 – typicky $Y_0 \lesssim 3$. V případě nukleon-(anti)nukleonových srážek nutno při $\sqrt{s} \approx 10 \text{ TeV}$ počítat s totálním účinným průřezem řádu 100 mb. Odtud dospíváme k podmínce

$$\frac{N^2}{A} \lesssim 3 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2},$$

která ve spojení se vzorci (15), (16), (9) vede k formuli

$$(26) \quad n_b \approx L \cdot D \cdot 10^{-31},$$

v níž je luminozita udána v $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a délka v km. Pro $L \approx 10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ to znamená, že v každém z prstenců jsou shluky nukleonů od sebe odseparovány pouze vzdáleností asi 10 m, tj. do interakční oblasti dorazí po jednom z nich zhruba každých 30 ns. Uváží-

Tab. III.
Projekt SSC

Varianta	A	B	C
\sqrt{s}		40 TeV	
L		$10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
A	$5,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$	$6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$	$5,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$
N		$1,4 \cdot 10^{10}$	
n_b	$0,9 \cdot 10^4$	$1,13 \cdot 10^4$	$1,644 \cdot 10^4$
f	3,3 kHz	2,7 kHz	1,8 kHz
B	6,5 T	5 T	3 T
D	90 km	113 km	164 km

me-li, že již při hledání W^\pm , Z_0 na CERNském $\bar{p}p$ -collideru ($\sqrt{s} \simeq 540 \text{ GeV}$) bylo o každé (zajímavé) srážce zaznamenáno $\sim 1,6$ megabitů informace, snadno pochopíme, proč se v současnosti považuje za bezúčelné případné úsilí o dosažení $L > 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ na proton-(anti)protonových colliderech (tzv. detektorová bariéra).*)

Zatímco v každém z prstenců e^+e^- collideru se nacházejí obvykle 2–4 shluky částic, v případě SSC z formule (26) dostáváme

$$n_b \simeq 10^4$$

v souhlasu s tab. III, v níž jsou shrnuty hodnoty základních parametrů tří v současnosti uvažovaných variant SSC.

SSC zřejmě představuje poslední generaci kruhových proton-(anti)protonových colliderů. Nejde pouze o rozměry tohoto zařízení, ale podstatné je, že se zde prvně setkáváme s urychlovačem protonů, u něhož synchrotronové záření hraje nezanedbatelnou úlohu (ve variantě A by výkon synchrotronového záření vyzařovaného každým prstencem dosahoval 8,5 kW).

Z uvedeného je zřejmé, že pokud se ukáže nezbytné stavět zařízení pro detailnější studium oblasti $\sqrt{s_{\text{eff}}} \gtrsim 10 \text{ TeV}$, bude jím s největší pravděpodobností lineární collider. Jeho délka by však při současných urychlovacích technikách přesahovala únosné meze.**)

Není proto divu, že v posledních letech je zvýšená aktivita věnována problematice nových urychlovacích metod, které by vedly k podstatně větším urychlovacím gradientům. V současnosti se za nejnadějnější směr považuje využití rázových vln dvou interferujících laserových svazků v plazmatu. Studují se však i další alternativní možnosti.

Lineární collidery mají zatím jednu podstatnou nevýhodu (proti colliderům kruhovým): Urychlený shluk se s protiletícím partnerem setká pouze jedenkrát. Ke skutečným srážkám přitom dojde jen mezi $\lesssim 3$ dvojicemi částic, kdežto energie investovaná na urychlení zbývajících $\sim 10^{10}$ částic je neužitečně promarněna.***) S rostoucím $\sqrt{s_{\text{eff}}}$ se

*) Připomeňme, že s rostoucí energií roste i počet produkovaných částic, a tedy i počet údajů potřebných pro jednoznačnou identifikaci příslušného procesu.

***) I při urychlovacím gradientu 100 MeV/m (na existujících urychlovacích je podstatně menší), se kterým počítá VLEPP, by lineární p - p collider pro $\sqrt{s_{\text{eff}}} \gtrsim 10 \text{ TeV}$ měl délku přesahující 600 km!

***) Ve skutečnosti je situace o něco málo lepší. Je snaha využít částic, které proletěly interakční oblast k produkci sekundárních částic, k experimentům s pevným terčem ap. Na podstatě uvedené argumentace to však nic nemění.

takovéto „plýtvání energií“ stává neudržitelným. Představme si např., že bychom chtěli realizovat lineární p - p collider s parametry svazků stejnými jako na SSC, tj. každých 30 ns by z lineárních urychlovačů proti sobě mělo vyletět po $1,4 \cdot 10^{10}$ protonech, z nichž každý byl urychlen na 20 TeV. Snadno zjistíme, že i kdyby účinnost předávání energie urychlovací strukturou částicím dosahovala 50 %, vyžadoval by náš collider příkon převyšující 6 TW, tj. ani se všemi existujícími elektrárnami bychom nevystačili.

Je samozřejmě iluzorní předpokládat, že by lineární urychlovač mohl vystřelovat shluky s frekvencí 30 MHz, ale i v případě realističtější frekvence*) ~ 3 kHz nezbytný příkon představuje 0,6 GW.

Již z těchto zjednodušených úvah je zřejmé, že u případné další generace urychlovacích komplexů bude nutné velkou pozornost věnovat otázce co nejefektivnější rekuperace energie nesené svazkem prošlým interakční oblastí.**)

Význam běžně užívaných názvů a zkratk

<i>collider</i>	= zařízení, na kterém dochází ke srážkám mezi proti sobě letícími svazky vysokoenergetických částic (tzv. vstřícné svazky)
<i>CMS</i>	= těžištvá soustava souřadnic
e^- , e^+	= elektron, pozitron
E	= energie v laboratorní soustavě
<i>GSW</i>	= Glashow, Salam, Weinberg
<i>HERA</i>	= Hadron Elektron Ring Anlage***)
<i>IHEP</i>	= Institute for High Energy Physics (Serpuchov, SSSR)
<i>INP</i>	= Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk, SSSR)
<i>KEK</i>	= Národní laboratoř vysokoenergetické fyziky (Tsukuba, Japonsko)
<i>LHC</i>	= Large Hadron Collider in the <i>LEP</i> tunnel***)
<i>LLC</i>	= Large Linear Collider***)
p , \bar{p}	= proton, antiproton
s	= jedna z tzv. Mandelstamových proměnných; \sqrt{s} = celková energie v <i>CMS</i>
<i>SSC</i>	= Superconducting Super Collider***)
<i>TRISTAN</i>	= Tri-Ring Intersecting Storage Accelerators in Nippon***)
<i>UNK</i>	= Uskoritel'no Nakopitel'nyj Komplex***)
<i>VLEPP</i>	= Vstrečnyje Linějnyje Elektron-Pozitronnyje Pučki***)

Literatura

[1] FORMÁNEK J.: *Slabé interakce silně přitahující Nobelovy ceny*. *PMFA* 31 (1986), 2, 65–82.

*) Dosažení stejné luminozity by ovšem vyžadovalo zmenšení příčných rozměrů svazků o dva řády.

***) Je pravda, že princip tzv. lineárních supravodivých urychlovačů s kontinuálním režimem, v nichž částice po průletu interakční oblastí postupně předávají svoji energii urychlovací struktuře v protilehlém lineárním urychlovači, je znám již 20 let. K jeho praktickému využití však prozatím nedošlo, protože náklady na výstavbu a provoz nebyly rentabilní.

***) Viz tab. I.