Základy atomové a jaderné fyzikyfyziky

"Revoluci ve vědě lze provést jen díky vynikající, nádherně jednoduché teorii a na základě velice pečlivě provedeného a jednoznačně interpretovatelného experimentálního pozorování"

Přednáška pro 3. ročník na FJFI ČVUT v Praze během zimního semestru.

Vladimír Wagner

Ústav jaderné fyziky AVČR, 250 68 Řež **E_mail:**WAGNER@UJF.CAS.CZ **WWW:** http://hp.ujf.cas.cz/~wagner

1. Úvod

2. Kvantové vlastnosti a popis atomu

3. Kinematika srážek a účinný průřez

4. Základní vlastnosti jádra a jaderných sil

5. Modely atomových jader

6. Radioaktivní přeměna jader

7. Přehled experimentální techniky v subjaderné fyzice

8. Jaderné reakce

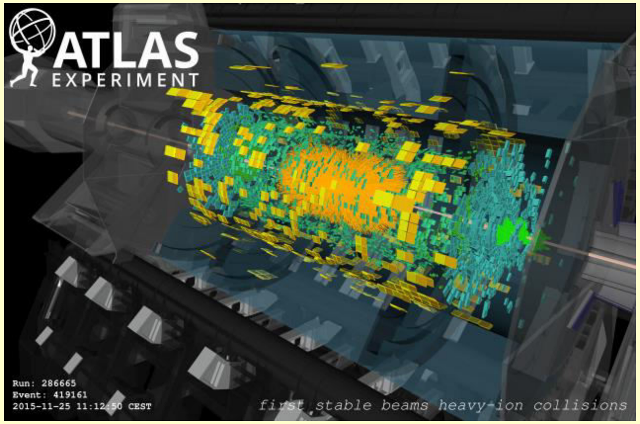
9. Jaderná hmota, její zkoumání a vlastnosti

10. Částice a jejich interakce

11. Cesta ke sjednocení interakcí

12. Jaderná astrofyzika

13. Aplikace jaderné a subjaderné fyziky



Studijní literatura

1) **I. Úlehla, M. Suk, Z. Trka: Atomy, jádra a částice, Academia, Praha 1990**
2) **T. Mayer-Kuckuck: Fyzika atomového jádra, SNTL, Praha, 1979**
3) **A. Beiser: Úvod do moderní fyziky, Academia, 1977**
4) **S.Usačev J. Chrapan, M. Chudý, J. Vanovič: Experimentálná jadrová fyzika, ALFA Bratislava, SNTL Praha, 1982**
5) **Jiří Hála: Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie, Konvoj, 1998**
6) **Dalibor Nosek: Jádra a částice (Řešené příklady), matfyzpress, 2005**
7) **Z. Janout, J. Kubašta, S. Pospíšil: Úlohy jaderné a subjaderné fyziky, skripta FJFI, Vydavatelství ČVUT, Praha1998**
8) **Martinus Veltman: Fakta a záhady ve fyzice elementárních částic, Academia, Praha 2007**
9) **Vojtěch Ullmann: Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření:** http://astronuklfyzika.cz/Fyzika-NuklMed.htm
10) **V. Wagner, V. Vícha, Z. Janout: Hranice Mendělejevovy tabulky**, (studijní text pro řešitele FO a ostatní zájemce o fyziku), http://fyzikalniolympiada.cz/texty/supertezke.pdf

V angličtině:

1) **W.S.C. Williams : Nuclear and Particle Physics, Oxford Science Publications, 2001**
2) **Ashok Das, Thomas Ferbel: Introduction to Nuclear and Particle Physics, John Wiley & Sons, 1994**
3) **B. Povh, K. Rith, Ch. Scholz, F. Zetsche: Particles and Nuclei. An Introduction to the Physical Concepts, Springer 2004**
4) **P.E.Hodgson, E Gadioli and E.Gadioli Erba: Introductory Nuclear Physics, Oxford Science Publications, 1997**
5) **A. Beiser: Concepts of Modern Physics, McGraw-Hill Companies Date Published, 1995**
6) **William R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1987**
7) **Glen F. Knoll: Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, Inc., 2000**

Úvod

Subatomová fyzika

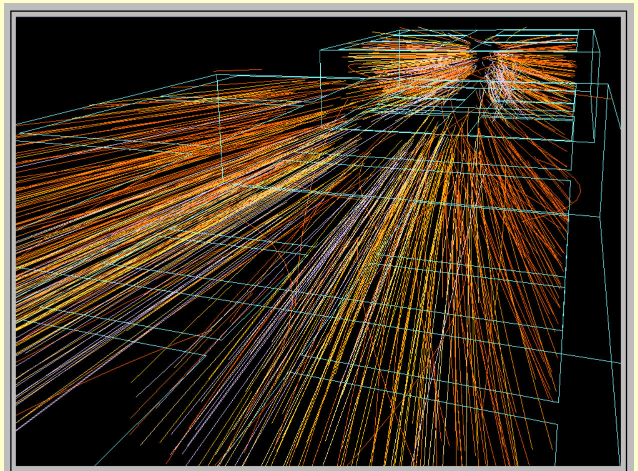
1) Tři úrovně poznání mikrosvěta

2) Nástroje pro popis mikrosvěta

3) Relativistické vlastnosti

4) Kvantové vlastnosti

5) Měření v mikrosvětě



NA49 Pb-Pb 158 GeV/nucleon

Historický úvod

1) Prehistorie - idea složení hmoty z atomů a její potvrzování

2) Počátek - objev radioaktivity

3) Počátek studia stavby atomu

4) Speciální teorie relativity a kvantová fyzika – - nástroje pro popis mikrosvěta

5) Jaderné modely, vlastnosti jaderné hmoty

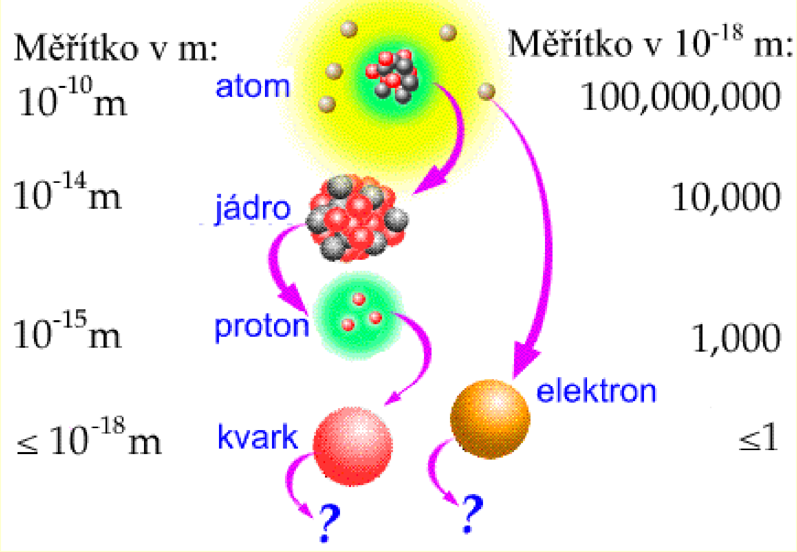
6) Zoologie elementárních částic a cesta k jejímu pochopení

7) Cesta ke standardnímu modelu

8) Cesta za standardní model – sjednocení popisu interakcí

Tři rozměrové úrovně poznávání mikrosvěta

Rozmanitost našeho běžného okolí (makrosvěta) je složena z atomů a molekul vznikajících jejich spojením chemickou vazbou



Popis mikrosvěta:

Atomová fyzika – fyzika elektronového obalu atomu, chemických vazeb atomů do molekul, pouze elektromagnetická interakce

Jaderná fyzika – fyzika atomového jádra a sil v něm působících, interakce jádra a elektronového obalu, interakce jádra a elementárních částic, fyzika jaderné hmoty, silná, slabá a elmg. interakce

Subjaderná fyzika (fyzika elementárních částic nebo také fyzika vysokých energií) – fyzika elementárních částic a sil, které mezi nimi působí, silná, slabá a elektromagnetická interakce

Škála	Rozměr [m]	Energie [1] [MeV]	Interakce	Hybnost [2] [MeV/c]
Atomová	$\sim 10^{-10}$	~ 0,00001	elmg (molekul.)	> 0,002
Jaderná	$\sim 10^{-14}$	~ 8	silná (jaderná)	> 20
Subjaderná	$\sim 10^{-15}$	~ 200	silná	> 200

1) Energie vazby elektronu v atomu nebo energie vazby molekuly, vazebná energie nukleonu, energie potřebná ke kreaci (hmotnost) elementárních částic

2) S charakteristického rozměru a Heisenbergova principu neurčitosti $\Delta p \cdot \Delta x \sim \hbar$

Charakteristické klidové hmotnosti:

$m_{atomu} \approx m_{jádra} = 938 \div \sim 260\,000$ MeV/c^2

($m_p = 1836\, m_e$; $m_p = 938.27$ MeV/c$^2 = 1{,}67262 \cdot 10^{-27}$ kg)

$m_{částic} = 0{,}511$ MeV/c^2 (elektron) $\div$ 91 187 MeV/c^2 (Z^0 boson)

Jednotky hmotnosti: hmotnost elektronu, hmotnost protonu

Charakteristické časy:

$1/c = 3{,}3 \cdot 10^{-9}$ s /m, průlet jádrem $\sim 4 \cdot 10^{-23}$ s; procesy – silné $\sim 10^{-23}$ s;

slabé $\sim 10^{-10} - 10^{-6}$ s a elmg. $\sim 10^{-16} - 10^{-6}$ s .

Jednotky energie: eV, keV, MeV, GeV 1 eV = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ J

Jednotky náboje: náboj elektronu 1 e = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C

Planckova konstanta: h = h = $6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js = $4{,}14 \cdot 10^{-21}$ MeV s

$\hbar = h/2\pi$ $\hbar c = 197{,}3$ MeV·fm = 197,3 eV·nm

Konstanta jemné struktury:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}$$

Klasický poloměr elektronu:

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} = \frac{\alpha \cdot \hbar c}{m_e c^2} = 2{,}82\text{fm}$$

Avogardova konstanta: $6{,}022 \cdot 10^{26}$ kmol^{-1}

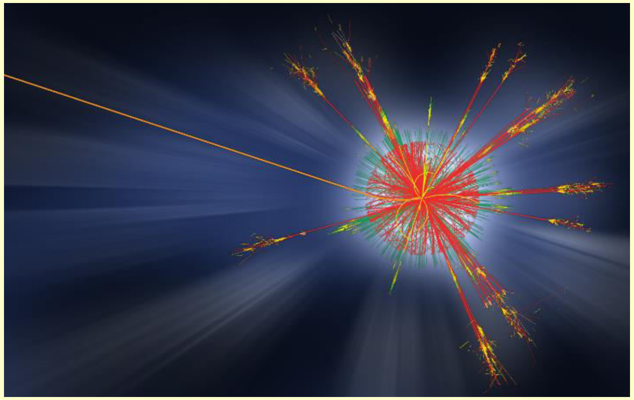
Věda – hledá popis reálného světa

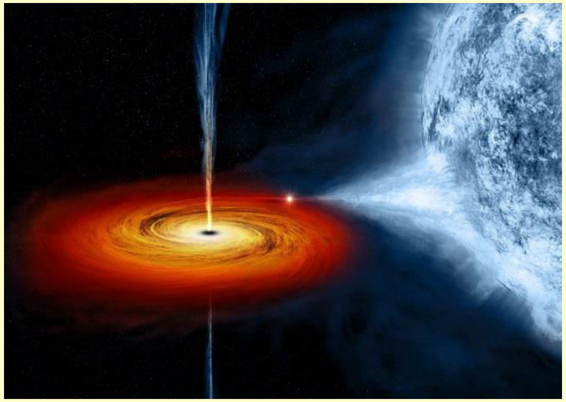
19. a 20. století - nové nástroje pro popis (uplatňují se v oblasti extrémních hodnot fyzikálních veličin):

Mikrosvěta - speciální teorie relativity - vysoké rychlosti, přenosy energii
- kvantová fyzika - velmi malé hodnoty hmotností, vzdálenosti těles, přeneseného účinku

Megasvěta - speciální teorie relativity - vysoké rychlosti, přenosy energii
- obecná teorie relativity - velmi intenzivní gravitační pole

Na jednotě popisu světa na celé časové i rozměrové škále je založena možnost extrapolace → na základě současného stavu stav minulý či budoucí



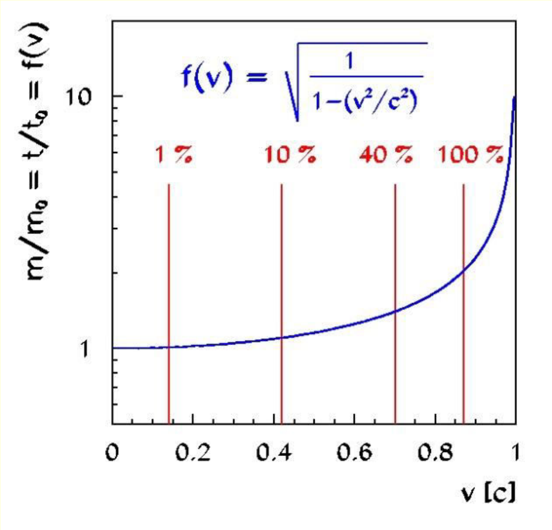


Nástroje pro poznávání mikrosvěta

Speciální teorie relativity:

Rozdíly mezi klasickou Newtonovou mechanikou a Einsteinovou speciální teorií relativity (Galileiho a Lorentzovou transformací) se projeví až pro rychlosti v tělesa vůči vztažné soustavě blízké rychlosti světla c ($3 \cdot 10^8$ m/s).

Pohyb relativistických částic v urychlovači.



Projevy speciální teorie relativity v závislosti na rychlosti.

Kvantová fyzika:

Projeví se až při procesech s přenosem účinku v řádu:

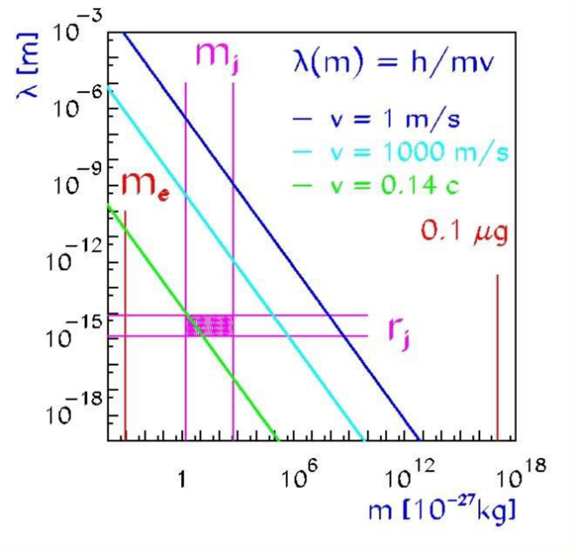
$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js = $4{,}14 \cdot 10^{-21}$ MeV s

Ovlivnění měřeného objektu samotným aktem měření.

Principielní neurčitost měření:

$\Delta p \Delta x \sim \hbar \qquad \Delta E \Delta t \sim \hbar$

Pravděpodobnostní charakter.



Srovnání deBroglieho vlnové délky λ pro objekty s různou hmotností m (m_e – hmotnost elektronu, m_j hmotnost jádra, r_j – poloměr jádra)

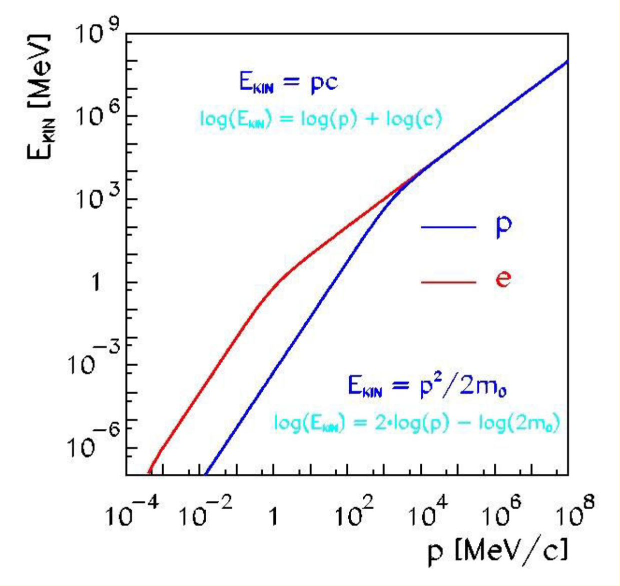
Relativistické vlastnosti

Vztah mezi celkovou energií a hmotností: $E = mc^2$
Pro klidovou energii soustavy v klidu: $E_0 = m_0c^2$
Pro kinetickou energii pak: $E_{KIN} = E - E_0 = mc^2 - m_0c^2$

Pro relativistické systémy možnost určení změny energie měřením změny hmotnosti a obráceně.

Nerelativistické objekty ($E_{KIN} << m_0c^2$) $\rightarrow$ změny hmotnosti neměřitelné.

(V dalším jsou **p** a **v** velikost hybnosti a rychlosti částice.)



Vztah mezi energií E a hybností p a kinetickou energií $E_{KIN}=f(p)$:

$$E^2 = p^2c^2 + (E_0)^2 \qquad E_{KIN} = \sqrt{p^2c^2 + E_0^2} - E_0$$

Nerelativistické přiblížení ($p << m_0c$) – princip korespondence:

$$E_{KIN} = E_0\sqrt{\left(\frac{pc}{E_0}\right)^2 + 1} - E_0 = \frac{p^2c^2}{2E_0} = \frac{m_0v^2}{2}$$

(pro odmocninu bereme první členy binomického rozvoje – platí $(1 \pm x)^n \approx 1 \pm nx$ pro $x << 1$)

Ultrarelativistické přiblížení ($p >> m_0c$): $E_{KIN} \approx E \approx pc$

Pro rychlost v platí: $v = pc^2/E \approx pc^2/E_{KIN}$
pro $p >> m_0c$ nebo $m_0 = 0$: $v = c$

Invariantní veličina: $m_0c^2 = \sqrt{E^2 - p^2c^2}$

Kvantové vlastnosti

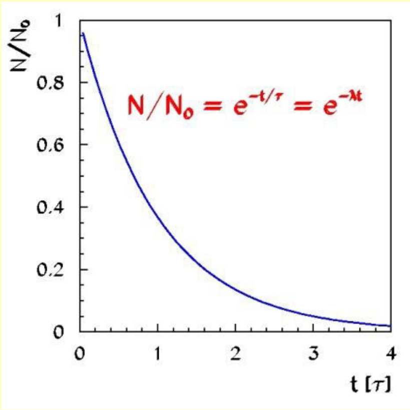
Čím menší hmotnosti a vzdálenosti částic – tím intenzivnější projevy kvantových vlastností.

Kvantitativní hranice pro přechod klasické mechaniky v kvantovou je dána Heisenbergovým principem neurčitosti $\Delta p \Delta x \geq \hbar$. Platí princip korespondence - pro $\Delta p \Delta x >> \hbar$ nastává přechod kvantové mechaniky v klasickou.

Neoddělitelnost vlnových a částicových vlastností.

Diskrétní charakter energetického spektra a jiných veličin pro kvantové objekty (spekter atomů, jader, částic, jejich spinů …).

Kvantová fyzika je principielně statistickou teorií. To je rozdíl od klasické statistické teorie, která předpokládá principielní možnost sledovat každou částici (v praxi tomu brání jen jejich velký počet).



Je dáno pouze pravděpodobnostní rozdělení toho, kdy se rozpadne nestabilních částice nebo jádro

Objekty se chovají jako částice i vlny

Kvantová mechanika (stejně jako v klasická) musí obsahovat:

1) Popis stavu sledované fyzikální soustavy v daný okamžik.
2) Pohybové rovnice popisující změnu tohoto stavu v čase.
3) Vztah mezi veličinami popisujícími stav soustavy a fyzikálními veličinami pozorovatelnými.

Klasická teorie	Kvantová teorie
Stav částice v daném okamžiku je popsán šesticí čísel x, y, z, p_x, p_y, p_z	Stav částice je plně popsán zadáním komplexní funkce Ψ (x,y,z) v celém prostoru.
Časový vývoj stavu je popsán Hamiltonovými rovnicemi: $dr/dt = \partial H/\partial p$ $\quad dp/dt = - \partial H/\partial r$ kde H je Hamiltonova funkce	Časový vývoj stavu je popsán Schrödingerovou rovnicí: $i\hbar\partial\Psi/\partial t = \hat{H}\Psi$ kde $\hat{H}$ je Hamiltonův operátor.
Veličiny x a p popisující stav jsou bezprostředně měřitelné.	Funkce Ψ není bezprostředně měřitelnou veličinou.
Klasická mechanika je dynamickou teorií.	Kvantová mechanika má statistický charakter. Hodnota $\|\Psi(r)\|^2$ udává pravděpodobnost výskytu částice v bodě r. Fyzikální veličiny jsou středními hodnotami.

Měření v mikrosvětě

Člověk je bytost makroskopická – všechny informace o mikrosvětě jsou zprostředkované.

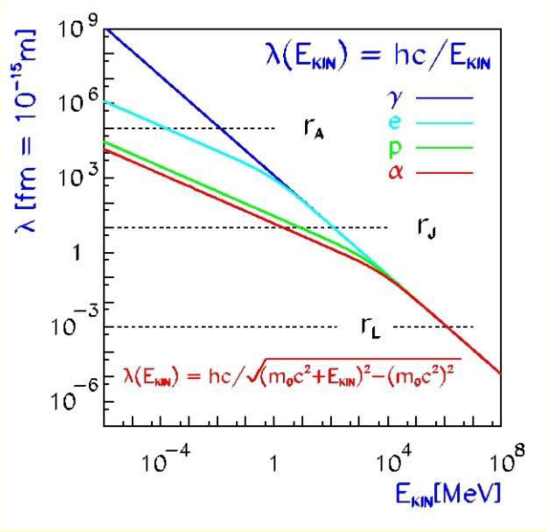
Čím menší zkoumaný objekt → tím menší vlnová délka zkoumajícího záření → tím větší E a p kvant (částic) tohoto záření. Vysoké hodnoty E a p → ovlivnění až destrukce zkoumaného objektu – rozpad a vznik nových částic.

Hlavní metoda zkoumání – bombardování různých terčů různými částicemi a detekce vyletujících částic v makroskopických vzdálenostech od místa srážky makroskopickými detekčními soustavami.

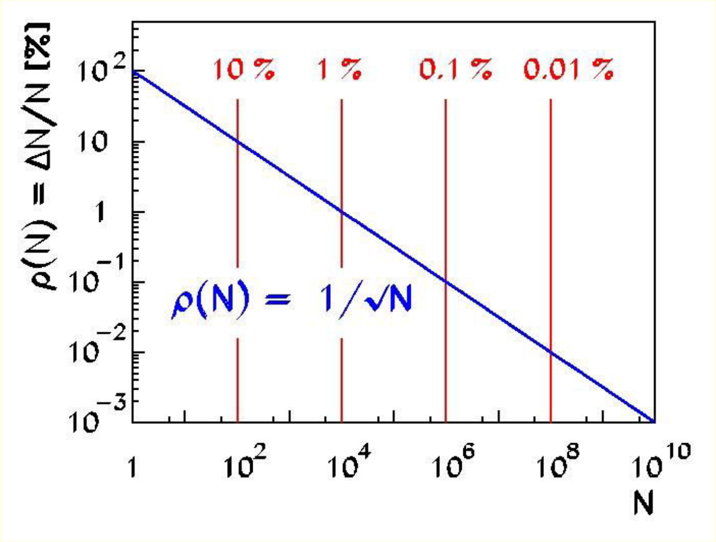
▼

Důležité jsou veličiny popisující srážku (účinné průřezy, předané impulsy, úhlová rozdělení …).

Pravděpodobnostní (statistický) charakter kvantových procesů v mikrosvětě → statistický charakter pozorování.



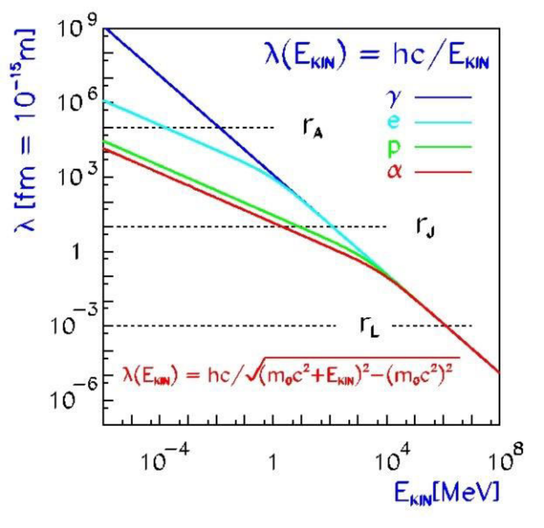
Vztah vlnové délky λ a kinetické energie E_{KIN} pro různé částice. (r_A – rozměr atomu, r_j – rozměr jádra, r_L – současný limitní rozměr)



Závislost přesnosti určení střední hodnoty pravděpodobnostní veličiny na počtu měření N (předpoklad nezávislosti měření – gausovské rozdělení).

Větší detaily, energie a teploty, produkce těžších částic

Experimentální pozorování je rozhodujícím kritériem pro uznání platnosti hypotézy a její přeměnu v teorii



Stěžejní nástroj – srážka urychlených částic

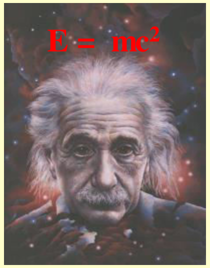
1) Nárůst energie → větší detaily

Zatím největší urychlovače E ~ 100 GeV → 10^{-18}m

2) Produkce částic s vyšší klidovou energií (hmotností)

Klidová hmotnost protonu: ~ 1 GeV

LHC – srážka protonů s energiemi 7000 GeV



Jádra olova (208 nukleonů) na každý 2700 GeV → 1 123 200 GeV = $1{,}8 \cdot 10^{-4}$ J

3) Dosažení co nejvyšších hustot a teplot

1 eV = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$J

Celkové energie už přímo makroskopické – pád 0,02 g z výšky 1 m → srážka dvou menších much nebo větších komárů

Stejná energie
Rozdíl rozměrů 10^{14}

V současné době už se sráželi

Hmotnost 1 g se stejnou rychlostí → $5 \cdot 10^{17}$ J (10 000 hirošimských bomb)

Prehistorie – idea složení hmoty z atomů

Idea složení hmoty z diskrétních dále nedělitelných částic - atomů pochází už ze starověkého Řecka od filosofů Demokrita a Leukipa (5. stol. př. n. l).

17. století – nové oživení představy atomu jako základní stavební částice látek (Descartes, Gassendio, Hook) – vysvětluje se jí např. závislost tlaku plynu na jeho objemu

A. L. Lavoisier

18. století – shromážděná experimentální data mění spekulativní představu starořeckých atomistů na vědeckou hypotézu. L. Lavoisier vymezuje pojem chemického prvku (látka, kterou nelze rozložit na jiné látky) – otázka vnitřní stavby prvků.

Výzkum slučování prvků a ze získaných experimentálních dat formulace:
zákona stálých poměrů slučovacích (J. L. Proust aj. Dalton, 1799) a
zákona násobných poměrů slučovacích (J. Dalton, 1802).
Počátek určování relativních hmotností atomů (J. Dalton, J.J. Berzelius).

W. Prout – atomové hmotnosti různých prvků jsou přibližně násobky atomové hmotnosti vodíku → atomy jsou složeny z atomu vodíku (1815)

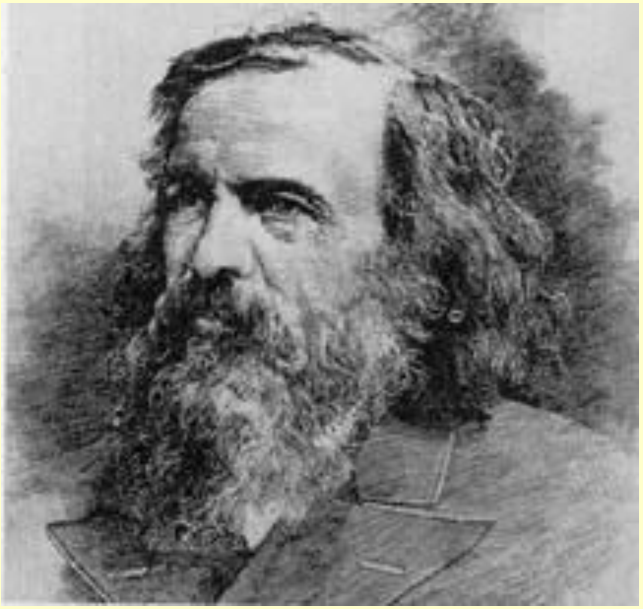
D. I. Mendělejev – chemické vlastnosti prvků jsou periodickou funkcí jejich relativní atomové hmotnosti - periodická tabulka prvků (1869), tutéž zákonitost pro fyzikální vlastnosti potvrdil L. Meyer (1870).

Začátek studia sil spojující atomy do sloučenin a sil držících je dohromady:

J. Nicholson a A. Carlison (1800) rozložily pomocí elektrického proudu vodu na vodík.
J. J. Berzelius (1812) – základní částice sloučenin složeny ze dvou částí opačně nabitých drženy elektrickými přitažlivými silami. M. Faraday (1834) - zákony elektrolýzy.

H. von Helmholtz (1881) z nich usoudil, že se elektřina skládá z elementárních elektrických nábojů a G.J. Stoney (1891) pro ně navrhl název elektron. Tento název pak dal J.J. Thomson částicím katodového záření, jejichž specifický náboj změřil (1897).

Velikost elementárního náboje změřil J.J.Thomson s J. Townsendem (1897) a přesněji pak R. A. Millikan (1909).



D. I. Mendělejev

Počátek – objev radioaktivity

Objev radioaktivity Henri Becquerelem počátkem roku 1896 . Horké téma té doby byl objev rentgenového záření Wilhemem Röntgenem v listopadu 1895 na univerzitě ve Würzburgu.

H. Becquerel zkoumal luminiscenci solí uranu. Nové pronikavé záření podobné rentgenovému. – Nezávisí na osvícení. Vlastnost všech látek s uranem i bez luminiscence. →

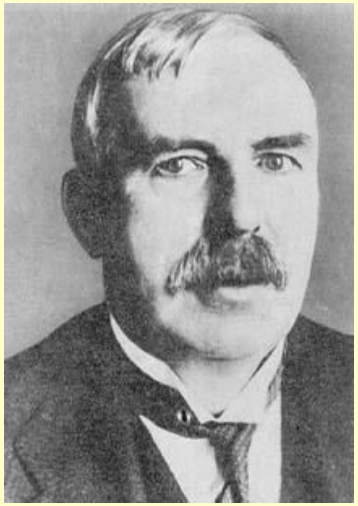
→ Radioaktivita je nová vlastnost uranu.

Podrobné zkoumání radioaktivity M. Curie a P. Curie:
radioaktivita je vlastnost tzv. radioaktivních prvků. Kvantitativní měření.
Objev radioaktivity thoria, dva nové radioaktivní prvky – rádium a polónium.
Existují různé typy radioaktivního záření (různé chování v elektrickém a magnetickém poli, různá míra absorpce v materiálech).

W. Röntgen

H. Becquerel

M. Curie -Sklodowská



E. Rutheford

Radioaktivita ubývá různě rychle pro různé látky. Exponenciální rozpadový zákon objevili J. Elster a H.F. Geitel (1899).

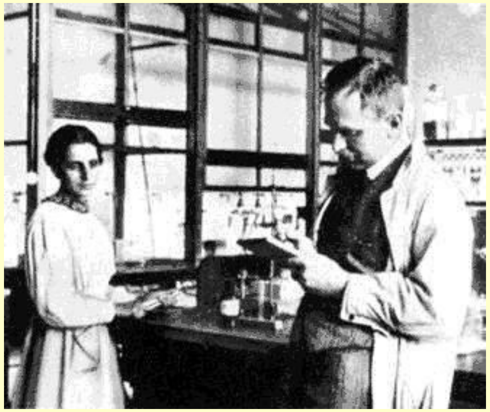
E. Rutheford , E. Dorn a F. Soddy (1900-1902) objasnily podstatu radioaktivity jako přeměny jednoho prvku na druhý.

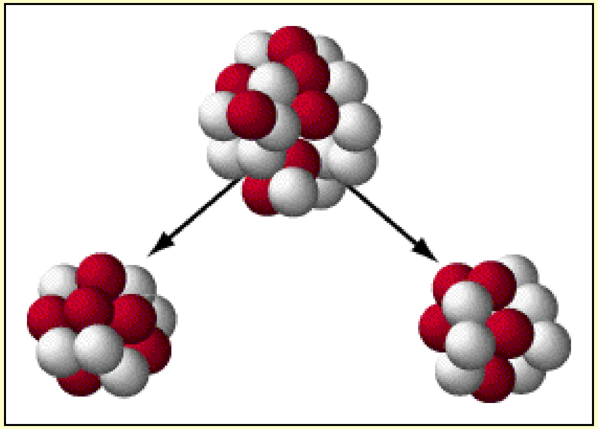
L. Meitnerová prokazuje následnost záření γ po přeměně prvku (1926).

P. a M. Curieovi, E.Rutheford, F.J. Joliot-Curie a I. Curie zkoumali umělé přeměny jader, vznik umělých radioaktivních prvků – 1932

Objev štěpení jader uranu po ozáření neutrony O. Hahnem a F. Strassmannem (1938).
L. Meitnerová a O.R. Frisch (1939) spočítali uvolňovanou energii a O.R. Frisch ji změřil.

E. Rutheford se spolupracovníky objasnil podstatu záření α, β a γ.

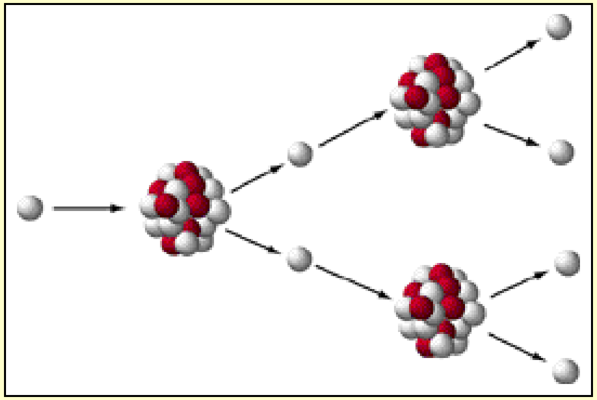
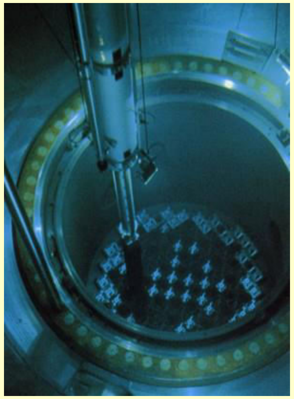




Irene a Frederic Joliot-Curie

L. Meitnerová a O. Hahn se podílely na objevu štěpení

F. Joliot-Curie, L. Kowarski (1939) objevují uvolnění dvou neutronů po absorpci neutronu ^{235}U a jeho štěpení – cesta k řetězové reakci a jejímu využití – jaderný reaktor a bomba.

Biologické účinky radioaktivity Walkhof, Giesel, Becquerel a P. Curie – radioterapie.

Radioaktivita → vysoká produkce energie – tepla → posun stáří Země.
(bez radioaktivity by Země vychladla z několik desítek milionů let)

Sopka Rinjani v Indonesii


Irene a Marie Curie ve vojenské nemocnici a moderní kobaltová ozařovna v nemocnici v Ostravě

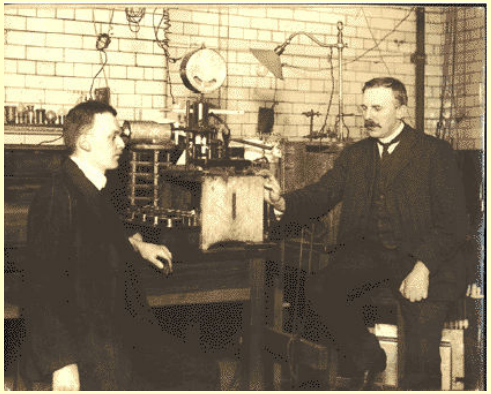
Počátek studia stavby atomu

Diskuze okolo modelu atomu J.J. Thomsona – atom je kladně nabitá koule ($3 \cdot 10^{-10}$m) uvnitř níž jsou elektrony.

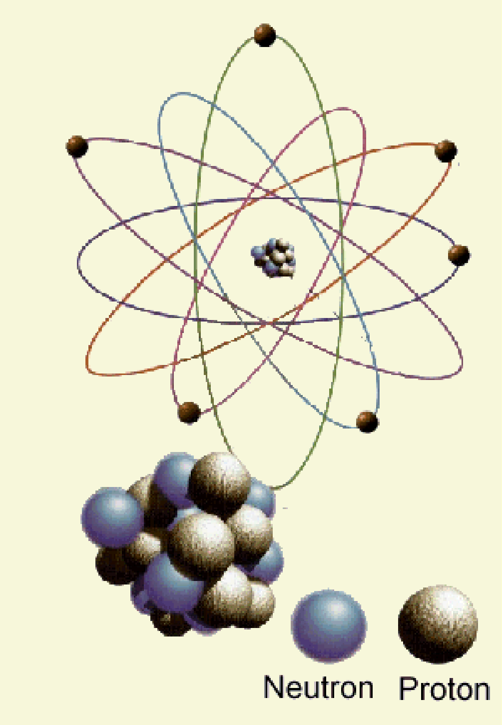
Studium chování záření α při průchodu kovovými foliemi – H. Geiger a E. Marsden pod vedením E. Rutherforda (1910). Pozorují:

1) Většina částic α letí přímočaře nebo se rozptýlí jen trochu
2) U několika málo pozorují velký odklon a výjimečně i odraz (velmi překvapivé).

Vysvětlení:
atom se skládá ze dvou rozdílných částí:
atomového jádra (10^{-14} m)
a elektronového obalu →
jaderný či planetární model atomu.



Rutheford a Marsden u zařízení



Planetární model atomu:

Přítomnost protonů (jader vodíku) v atomovém jádře prokázal E. Rutherford (1919).

W. Bothe a H. Becker (1930) nový pronikavý typ záření (ostřelování Be, B nebo Li částicemi α).
J. Chadwick (1932) - jsou to neutrální částice s hmotností blízkou hmotnosti protonu – neutrony

Počet protonů v jádře – velikost kladného náboje jádra – atomové číslo (Z). V neutrálním atomu počet elektronů a tím i chemické vlastnosti. Počet nukleonů (protonů a neutronů) – hmotnostní číslo (A). Počet neutronů je (A-Z)

Objev látek s různou radioaktivitou (stavbou atomu) a stejnými chemickými vlastnostmi (atomovým číslem) – první objevil B. Boltwood (1906). F. Soddy navrhuje označení různé izotopy stejného prvku. Izotopy se liší hmotnostním číslem A při stejném protonovém čísle Z
Zkoumání izotopického složení pomocí hmotnostního spektrometru F.W. Aston a G.P. Dempster (1919 a 1920).

Cesta ke kvantovému vlnově mechanickému popisu elektronového obalu atomu – Bohrův model (1913), rozšíření A. Sommerfelda (1915), rozvoj kvantové fyziky – kvantově mechanický model atomu.

Hledání vysvětlení sil držících jádro pohromadě:

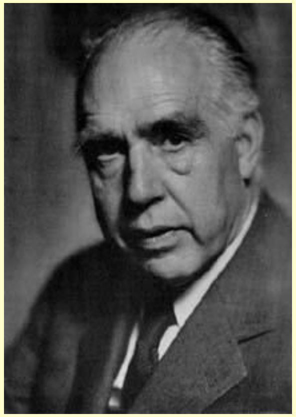
Elektrické síly to nejsou - neutrony nejsou v jádře nadarmo - nová „jaderná“ přitažlivá síla velmi velké intenzity působící na velmi krátkou vzdálenost – W. Heisenberg a D.D. Ivaněnko.

H. Yukawa – výměné síly, výměnou částic mezonů se proton mění na neutron a neutron na proton (1935). Z dosahu jaderných sil a principu neurčitosti lze určit hmotnost mezonu (200-300 m_e).

Hledání mezonů v kosmickém záření:

Nález mionu C. Andersonem (1936). Neinteraguje s jádrem jinak než elektromagnetickou interakcí.

C. Powell (1947) - nález mezonu π – interaguje velmi intenzivně jadernou silou – správný yukawovský mezon.



N. Bohr

H. Yukawa

Speciální teorie relativity a kvantová fyzika - nástroje pro popis mikrosvěta

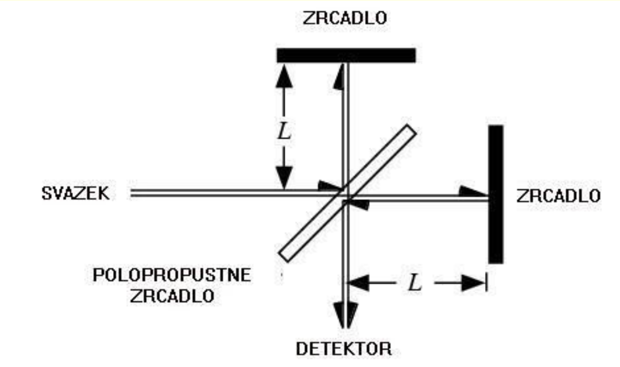
Speciální teorie relativity:

Potvrzení elektromagnetické teorie světla J.C. Maxwella (1864) objevem elektromagnetických vln H. Hertzem (1887) s rychlostí světla. - Éter zbaven většiny předpokládaných vlastností.

Experiment A.A. Michelsona (1881) určil, že světlo se šíří stejnou rychlostí nezávisle na tom, v jakém směru vůči Zemi se šíří. Prokázána neexistence éteru – postulát stejnosti rychlosti světla v libovolné vztažné soustavě.

Přesnější měření provedly A.A. Michelson a E.W. Morley (1887) a přesnosti měření rovné setině předpokládané hodnoty dosáhly E.W. Morley a D.C. Miller (1904).

Princip Michelson-Moreiova interferometru



A.A. Michelson

A. Einstein dovršil budování speciální teorie relativity:

1. postulát: Všechny fyzikální zákony lze vyjádřit rovnicemi stejného tvaru ve všech vztažných soustavách pohybujících se vzájemně rovnoměrně přímočaře.
2. postulát: Rychlost světla ve vakuu má pro všechny pozorovatele stejnou hodnotu

Tyto postuláty lze splnit použitím Lorentzovi transformace → úprava zákonů mechaniky → změny patrné až pro vysoké rychlosti → dilatace času, kontrakce délek, vztah mezi hmotností a energií.

Kvantová fyzika:

M. Planck (1900) popis tepelného záření absolutně černého tělesa zavedením nové univerzální konstanty – elementárního účinkového kvanta (Planckovy konstanty) h. Světlo může být vyzařováno pouze po kvantech s energií $E=h\nu$.

A. Einstein (1905) vysvětlení a popis fotoefektu – idea světla jako proudu světelných kvant (fotonů) s energií $h\nu$ vysvětluje, že energie elektronů závisí na frekvenci ν světla, jejich počet na intenzitě.

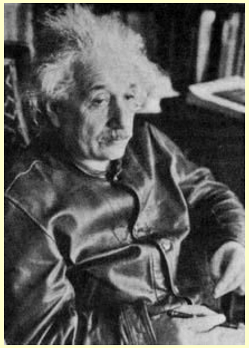
N. Bohr (1913) navrhl kvantový model atomu

L. de Broglie (1924) – myšlenka že hmota má částicové i vlnové vlastnosti – princip duality (prokázání de Broglieho vln inerferencí elektronů na mříži – 1927 – C.J. Davisson, L.H. Germer a G.P. Thomson)

E. Schrödinger (1926) vyšel z principu duality úspěšně rozvíjí kvantovou mechaniku – Schrödingerova rovnice.

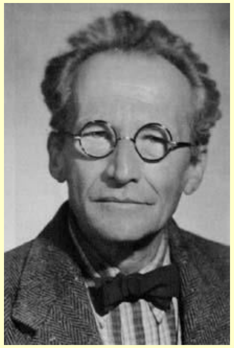
M. Born, W. Heisenberg a P. Jordan (1925) rozvíjení kvantové mechaniky z jiného úhlu, pravděpodobnostní interpretace vlnové funkce, Heisenbergův princip neurčitosti - $\Delta p \cdot \Delta x \sim \hbar = h/2\pi$

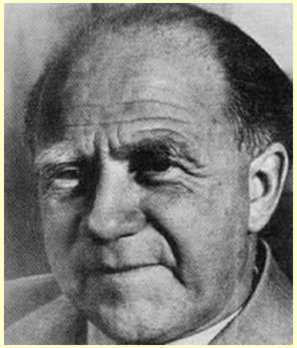
P. Dirack – relativistické varianta kvantové mechaniky – antihmota. S.I.Tomonaga, Y. Schwinger a R.R. Feynman – rozvoj kvantové elektrodynamiky a matematických metod - Feynmanovy diagramy



A. Einstein

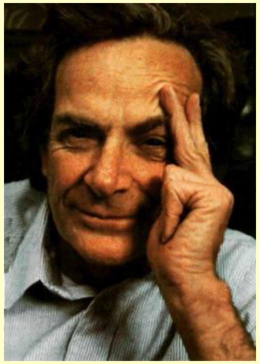
E. Schrödinger





W. Heisenberg

R.R. Feynman



Jaderné modely, vlastnosti jaderné hmoty
(jak popsat mnohočásticový systém)

První čtvrtina 20. století - nukleonová struktura atomu

Jaderná izomerie (I.V. Kurčatov) – stavy stejného jádra s různou dobou života.
Přeměna jader elektronovým záchytem (L. Alvarez)

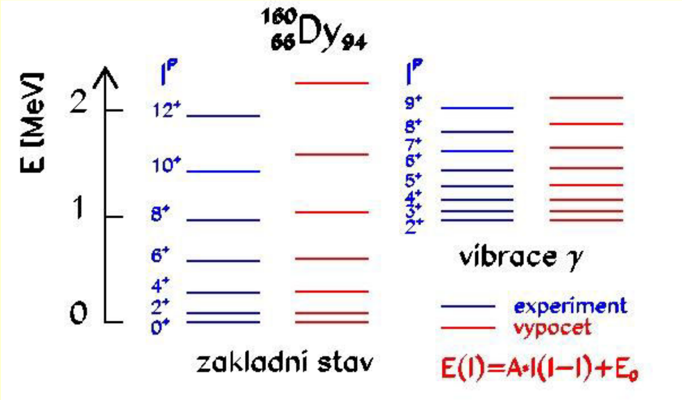
Rozvoj spektroskopie záření alfa, beta a gama. Hlavně po zavedení (Curran a Baker - 1944) scintilačních detektorů s fotonásobičem (scintilační metodu zavedl W. Crookes - 1904)

Koncepce reakcí přes složené jádro zavedená N. Bohrem (1936)

Kapkový model předložili N. Bohr a J.I. Frenkel (1939)

Na přelomu 20. a 30. let objevena magická čísla počtu nukleonů, kdy je jádro stabilnější – projev uzavření slupek - slupkový model (M. Goeppert-Mayer a J.H.D. Jensen - 1949)
zobecnění pro deformovaný potenciál - S.G. Nilsson (1955)

Rozložení náboje není sféricky symetrické –
- deformace jádra
Předpověď kolektivních vlastností jádra
– vibrace a rotace –
srovnáním s experimentálními daty nalezeny rotační stavy jádra



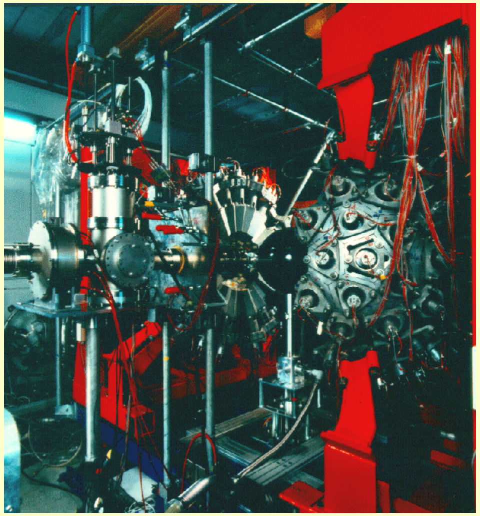
Energie rotačních stavů v deformovaném jádře

Popsán vztah mezi kolektivním a částicovým pohybem v jádře – (1953) – zobecněný model jádra (A.N. Bohr, B.R. Mottelson a L.J. Rainwater)

A. N. Bohr

Paralelně budování mikroskopických modelů. Vylepšování používaného potenciálu jaderných sil na základě experimentů s rozptylem nukleonů (odpuzování pro velmi malé vzdálenosti).
Vliv párování – supratekutost jaderné hmoty (1958)– kvazičástice.

Objev gigantických rezonancí (1947) – kmity neutronové kapaliny vůči protonové - popis vlastností fenomenol. i mikroskop. modely



Mnohodetektorový systém Crystal Ball

Urychlovače těžkých iontů, radioaktivní svazky.

Hmotnostní separátory na svazcích vysokoenergetických protonů

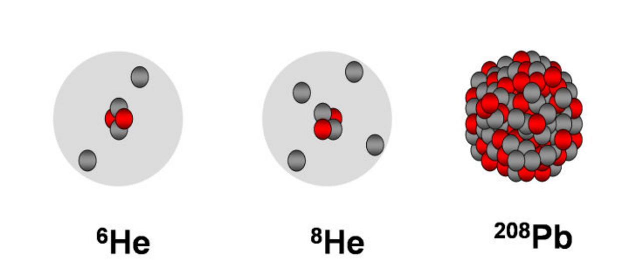
Polovodičové detektory s vysokým energetickým rozlišením (60. léta) – komplikované detektorové soustavy, antikomptonovské stínění, složitá koincidenční měření (70. a 80. léta)

Nové druhy radioaktivity (protonová, těžší fragmenty ^{12}C, ...)

Vzdalování od pásu stability, velmi vysoké hodnoty spinu.

Na základě práce V.M. Strutinského (1968) předpověď změn tvaru jádra a superdeformovaných stavů (přelom 70. a 80. let) → pozorovány u ^{152}Dy (Daresbury-1984) – později $I=60\hbar$, $E_x=30$MeV

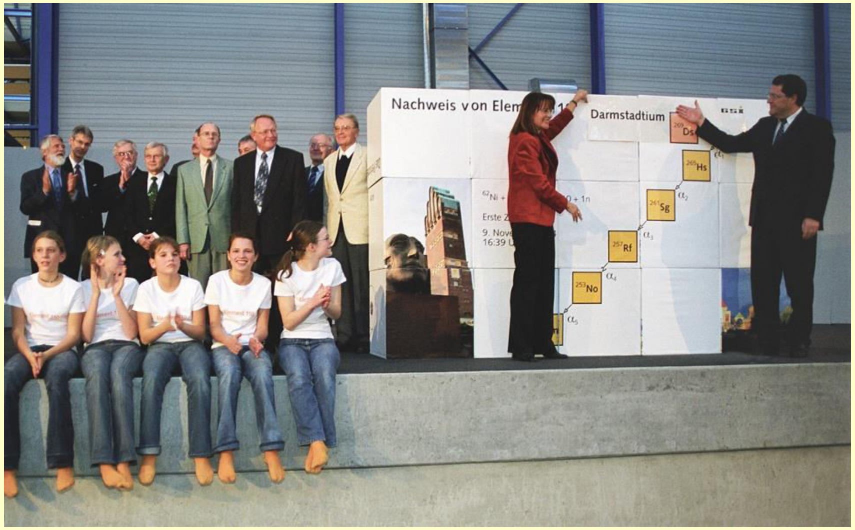
Objev a výzkum neutronového a protonového halo.



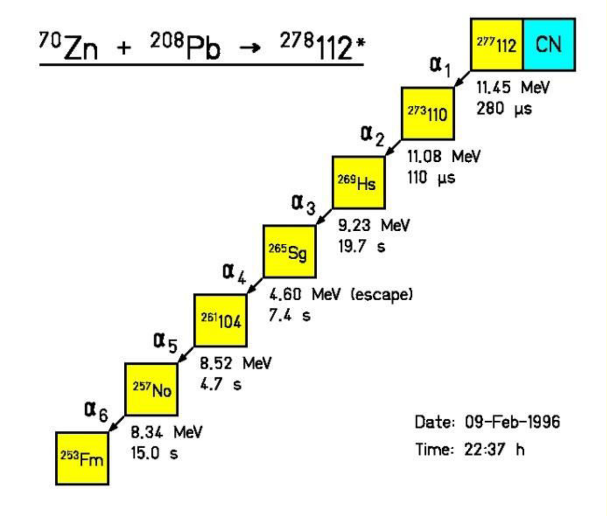
U halo jader je malé jadérko složené se stabilního izotopu obklopeno několika velmi volně vázanými nukleony (protony nebo neutrony)

Velikost lehkých halo jader je srovnatelná s nejtěžšími jádry

Předpověď ostrovu stability pro Z ~114 a N ~ 184. Zlom v hledání supertěžkých elementů S. Hofman (1981 – 1996) prvky 107 –112



Oslava oficiálního pojmenování prvku 110 jako Darmstadtium, prvek 111 má jméno Roentgenium



Objev prvku z protonovým číslem 112

Potvrzeno v RIKEN – studená fúze

Flerovium Livermorium

Rok 2009 – prvek se Z=112 má název Kopernicium

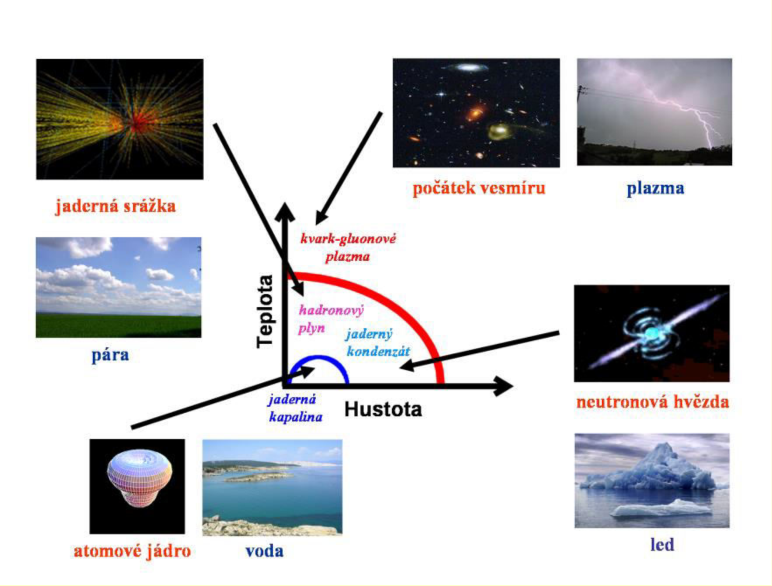
Těžší prvky nutno získávat jiným způsobem, prvky 113, 114, 115, 116, 117a 118 získány v SÚJV Dubna. Postupně se potvrzují i v dalších laboratořích. 30. prosinec 2015 uznány prvky až po 118.

Zkoumání stavové rovnice jaderné hmoty:

Vlastnosti jaderné hmoty v základním stavu zkoumány pomocí gigantických rezonancí.
Objev pulsarů (1967 – A. Hewish) a zkoumání jaderné kapaliny z jejich vlastností.
Supernova SN1987.

Stöcker, Greiner a Scheid (1970) předpovídají vznik rázové vlny, horké a husté jaderné hmoty a velkého počtu pionů během srážky relativistických těžkých iontů– možnost zkoumání stavové rovnice

První urychlovač relativistických těžkých iontů – BEVALAC v Berkeley – potvrzení vytvoření horké a husté hmoty během srážky (1980). Energie urychlených jader do 2 GeV/nukleon.

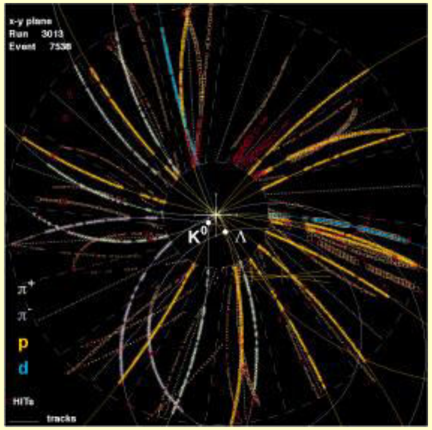


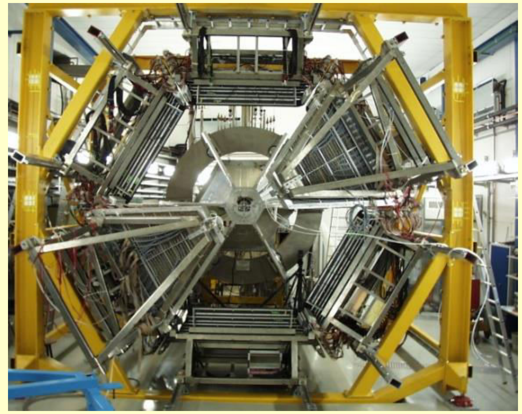
V této oblasti energií navázal při studiu hadronového plynu urychlovač SIS v Darmstadtu (1990)

Hydrodynamické modely (předpověď kolektivních toků – 1974), RQMD modely (Frankfurtská škola), vyšší energie-QCD na mříži.

Potvrzeny kolektivní toky částic (1984) a squeeze-out (vystříknutí) (1989 - K.H. Kampert a H.R. Schmidt). Rezonanční hmota.

Jaderná hmota má stejně jako normální hmota různé fáze podle své teploty a hustoty





Srážka Ni+Ni (E=1.95 GeV/nukleon)
ve spektrometru FOPI (GSI Darmstadt)

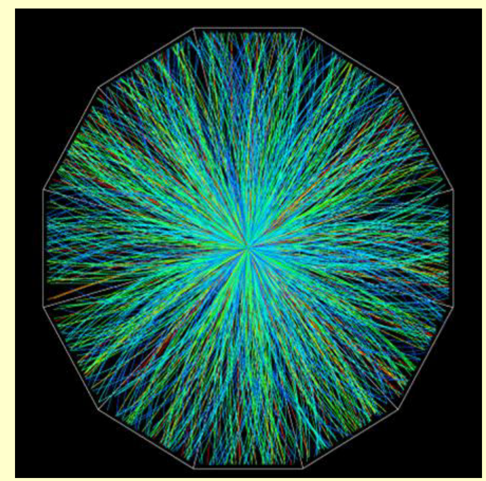
Spektrometr HADES – vlastnosti částic
uvnitř husté jaderné hmoty (GSI Darmstadt)

Ultrarelativistické energie na urychlovačích AGS v Brookhavenu (1986) a SPS v CERNU (1982) - nyní až energie 200 Gev/nukleon

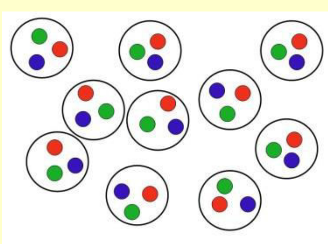
Příznaky vzniku kark-gluonového plazmatu (2000 – CERN)

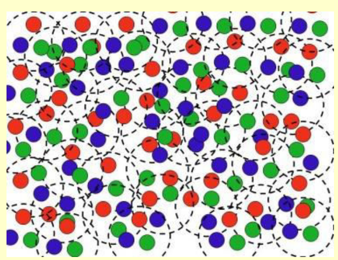
Spuštění urychlovače vstřícných svazků RHIC (2002) – objev podivných vlastností kvark-gluonového plazmatu

První studium této hmoty na LHC (2010) a experiment ALICE



Srážka na urychlovači RHIC





Při určité hustotě ztrácejí hadrony indentitu a vzniká systém volných kvarků a gluonů – kvark-gluonové plazma. Zkoumat ho experiment ALICE

Zoologie elementárních částic a cesta k jejímu pochopení

V dvacátých letech známy pouze dvě částice – elektron a proton
Ve třicátých letech přistupuje neutron (J. Chadwick 1931).

D.A. Glaser

Kosmické záření (V.F. Hess 1912) – prvotní zdroj nových částic:

Urychlovače (E.O. Lawrence 1930 cyklotron) – další zdroj částic

Měření pomocí fotografických emulzí (jejich rozvoj C.F. Powel),
mlžné komory (C.T.R Wilson 1911, jejich rozvoj P.M.S. Blackett)
bublinové komory (D.A. Glaser 1952, jejich rozvoj L.W. Alvarez)
driftové a proporcionální komory (G. Charpack 1968 – mnohodrátová)

Objev pozitronu C.D. Anderson 1932 předpovězeného Dirackem

Hledání mezonu předpovězeného Yukavou – objev mionu (1938)
a nabitých mezonů π (1947 – C.F. Powell).

Zavedení pojmu lepton (1947) a rozdělení na leptony a hadrony

Objev prvních podivných částic (nabité mezony K) 1949,
neutrálního mezonu π^0 (1950) a dalších podivných částic
(hyperon Λ a mezony K^0) – 1951.

Bublinová komora Gargamelle
(CERN – 1970)

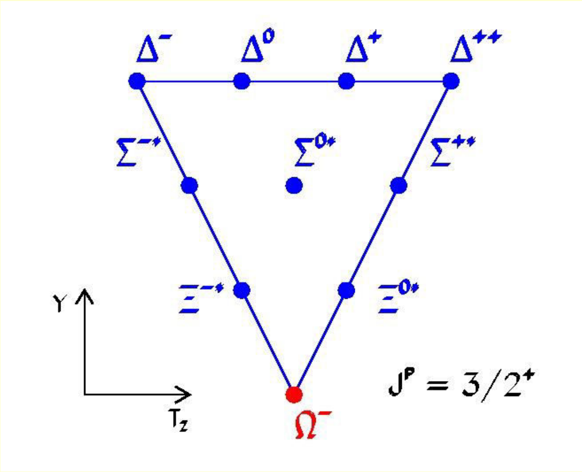
Objev antiprotonu (1955 – E.G. Serge a O. Chamberlain) a antineutronu (1956).

50. a 60. léta – objev řady částic a rezonancí (Δ – 1952, $\Sigma^{\pm}$ a Ξ^{-} - 1953, Σ^{0} – 1957, Ξ^{0} – 1958, ρ, ω a η – 1961 …)

Potvrzení existence neutrina (1956 – F. Cowan a C. Reines) navrženého W. Paulim (1930) k vysvětlení spojitého spektra elektronů v rozpadu β. Potvrzení odlišnosti neutrin ν_μ a ν_e (1962).

M. Gell-Mann a G. Zweig předložily teorii (budovanou 1953 -1963), že proton a další známé baryony a mezony se skládají z kvarků, předpověď částice Ω^{-} (potvrzená 1964)

M. Gell-Mann



Baryonový dekuplet $J^P = 3/2^+$

G. Zweig

Objev anomálního magnetického momentu protonu O. Sternem (1933) – náznak jeho struktury

50. léta – rozptyl elektronů (1 GeV) na nukleonech – rozložení náboje a magnetického momentu

Experimenty s hluboce nepružným rozptylem elektronů (4 - 21 GeV) na protonech a neutronech na urychlovači SLAC (1968) - J.I. Friedman, H.W. Kendall, R.E. Taylor – přelom 70-tých a 80-tých let – partonová struktura nukleonů – potvrzení kvarků a gluonů.

Cesta ke standardnímu modelu

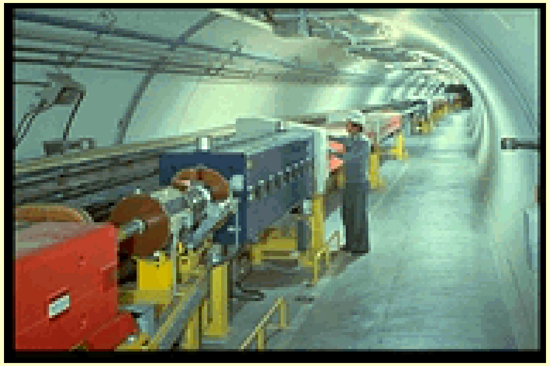
Rozvoj „kalibrační teorie“ v teorii pole (Ch. Yang, R. Mills 1954). J. Swinger (1957) navrhuje sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.

S. Weinberg, S. Glashow a A. Salam (1967) vypracovávají sjednocenou teorie slabých a elektromagnetických interakcí – předpověď existence neutrálních proudů a bosonů Z^0, $W^{\pm}$.

M.J.G. Veltman a G. ´t Hooft (1971) umožnily renormalizaci a přesné kvantitativní výpočty a předpovědi v teorii elektroslabých interakcí (výpočet vlastností bosonů Z^0, $W^{\pm}$, hmotnosti kvarku t).

A. Salam

G. ´t Hooft

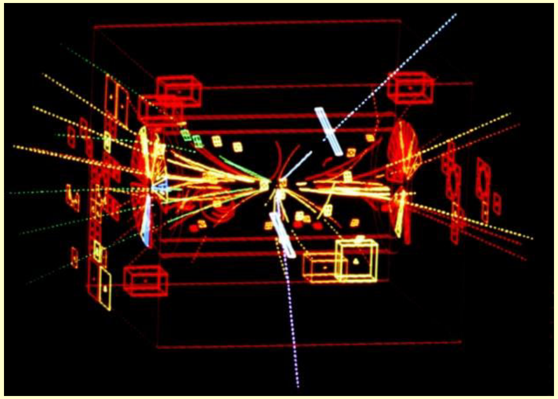


Tunel urychlovače SPS v CERNu

C. Rubia

První potvrzení teorie elektroslabé interakce bylo pozorování neutrálních proudů v neutrinovém experimentu na v CERNu (1973).

C. Rubia a S. Van der Meer vedli tým, který vybudoval urychlovač SPS v CERNu a našel bosony $W^{\pm}$ a Z^0 (1983).



První Z^0 registrovaný UA1 exper.

Zavedena barva kvarků (1965 – O.W. Greenberg, M.Y. Han a Y. Nambu) a potvrzena v experimentech. Formulována (první varianta H. Fritzsch a M. Gell-Man) teorie silných interakcí (1973) – kvantová chromodynamika .

Předpověď nového kvarku c (symetrie se čtveřicí leptonů – cesta ke společné teorii kvarků a leptonů) – jeho nalezení uskutečnily nezávisle B. Richter a S. Ting (1974) a potvrzení shody jeho vlastností s teorií (1976) → dvě rodiny kvarků a leptonů

Objev leptonu τ M.L.Perlem (1976) v SLACu – třetí rodina – její leptonová část.

Pozorování částic s novým kvarkem b (L. Lederman 1977) → potvrzení kvarkové části třetí rodiny → předpověď existence kvarku t a jeho objev (1994 – experiment CDF, Fermilab)

Podrobná měření doby života bosonu Z^0 (LEP v CERNU a SLAC – 1989) → omezení počtu velmi lehkých neutrin → pouze již existující tři rodiny.

Čerenkovský detektor exp. Delphi (Studium bosonů Z^0 - CERN)

Stejný výsledek z kosmologických měření množství primordiálního ^{4}He (počet druhů relativistických částic ovlivňuje charakter rozpínání a primordiální nukleosyntézu)

Frank Wilczek – jeden z tvůrců moderní kvantové chromodynamiky

Standardní model

Hmota je tvořena částicemi (fermiony s=1/2), mezi kterými působí interakce, které jsou zprostředkovány výměnou částic (bosony s=celé číslo)

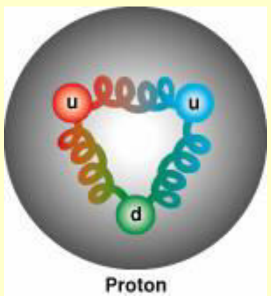
Tři druhy interakcí:

1) Silná - kvantová chromodynamika (působí pouze na kvarky a z nich složené hadrony – baryony a mezony) → barevný náboj

2) Elektromagnetická - kvantová elektrodynamika → elektrický náboj

3) Slabá - elektroslabá teorie

baryony – tři kvarky



mezony – kvark a antikvark

Částice hmoty

Fermiony (spin 1/2)

	Kvarky		Leptony	
První rodina	d	u	e^-	ν_e
Druhá rodina	s	c	μ^-	ν_μ
Třetí rodina	b	t	τ^-	ν_τ

+ antičástice

Částice interakcí

Bozony (celočíselný spin)

Silná interakce:

g g g g

g g g g

Elektromagnetická interakce:

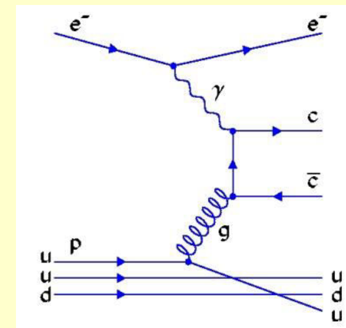
γ

Slabá interakce:

Z W^- W^+

Higgsovo pole:

H



výměnný charakter interakcí

Tady je Higgs

Je spojený s generací části hmotnosti

tvoří běžnou hmota za normálních podmínek

Gravitace stojí mimo standardní model – je velmi slabá a v mikrosvětě se neprojevuje

BROKEN SYMMETRY AND THE MASS OF GAUGE VECTOR MESONS*

F. Englert and R. Brout
Faculté des Sciences, Université Libre de Bruxelles, Bruxelles, Belgium
(Received 26 June 1964)

It is of interest to inquire whether gauge vector mesons acquire mass through interaction[1]; by a gauge vector meson we mean a Yang-Mills field[2] associated with the extension of a Lie group from global to local symmetry. The importance of this problem resides in the possibility that strong-interaction physics originates from massive gauge fields related to a system of conserved currents.[3] In this note, we shall show that in certain cases vector mesons do indeed acquire mass when the vacuum is degenerate with respect to a compact Lie group.

Theories with degenerate vacuum (broken symmetry) have been the subject of intensive study since their inception by Nambu.[4-6] A characteristic feature of such theories is the possible existence of zero-mass bosons which tend to restore the symmetry.[7,8] We shall show that it is precisely these singularities which maintain the gauge invariance of the theory, despite the fact that the vector meson acquires mass.

We shall first treat the case where the original fields are a set of bosons φ_A which transform as a basis for a representation of a compact Lie group. This example should be considered as a rather general phenomenological model. As such, we shall not study the particular mechanism by which the symmetry is broken but simply assume that such a mechanism exists. A calculation performed in lowest order perturbation theory indicates that those vector mesons which are coupled to currents that "rotate" the original vacuum are the ones which acquire mass [see Eq. (6)].

We shall then examine a particular model based on chirality invariance which may have a more fundamental significance. Here we begin with a chirality-invariant Lagrangian and introduce both vector and pseudovector gauge fields, thereby guaranteeing invariance under both local phase and local γ_5-phase transformations. In this model the gauge fields themselves may break the γ_5 invariance leading to a mass for the original Fermi field. We shall show in this case that the pseudovector field acquires mass.

In the last paragraph we sketch a simple argument which renders these results reasonable.

(1) Lest the simplicity of the argument be shrouded in a cloud of indices, we first consider a one-parameter Abelian group, representing, for example, the phase transformation of a charged boson; we then present the generalization to an arbitrary compact Lie group.

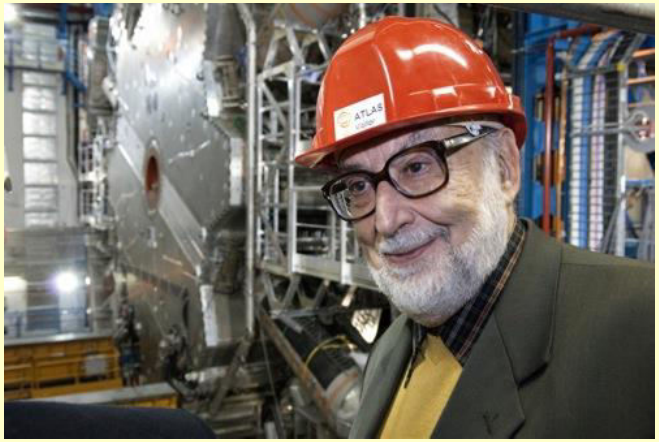
The interaction between the φ and the A_μ fields is

$$H_{\rm int} = ieA_\mu \varphi^* \overleftrightarrow{\partial}_\mu \varphi - e^2 \varphi^* \varphi A_\mu A_\mu, \qquad (1)$$

where $\varphi = (\varphi_1 + i\varphi_2)/\sqrt{2}$. We shall break the symmetry by fixing $\langle\varphi\rangle \neq 0$ in the vacuum, with the phase chosen for convenien[illegible]ch th[illegible] $\langle\varphi\rangle = \langle\varphi^*\rangle = \langle\varphi_1\rangle/\sqrt{2}$.

We shall assume that the applic[illegible]on of [illegible]

1964



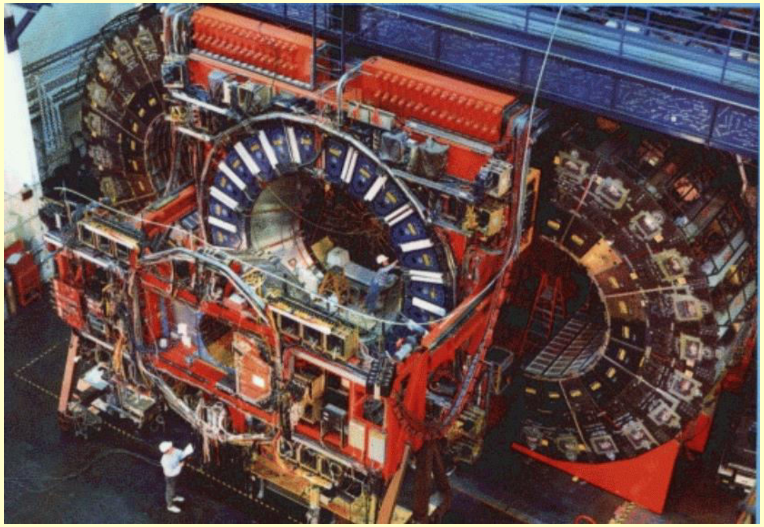
BROKEN SYMMETRIES, MASSLESS PARTICLES AND GAUGE FIELDS

P. W. HIGGS
Tait Institute of Mathematical Physics, University of Edinburgh, Scotland

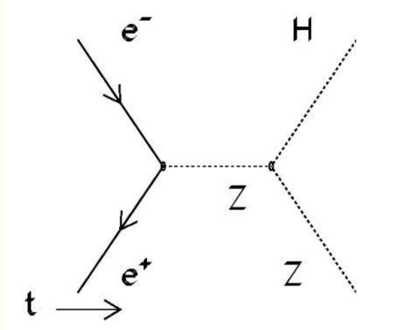
Received 27 July 1964

Recently a number of people have discussed the Goldstone theorem [1,2]: that any solution of a Lorentz-invariant theory which violates an internal symmetry operation of that theory must contain a massless scalar particle. Klein and Lee [3] showed that this theorem does not necessarily apply in non-relativistic theories and implied that their considerations would apply equally well to Lorentz-invariant field theories. Gilbert [4], however, gave a proof that the failure of the Goldstone theorem in the nonrelativistic case is of a type which cannot exist when Lorentz invariance is imposed on a theory. The purpose of this note is to show that Gilbert's argument fails for an important class of field theories, that in which the conserved currents are coupled to gauge fields.

Following the procedure used by Gilbert [4], let us consider a theory of two hermitian scalar fields



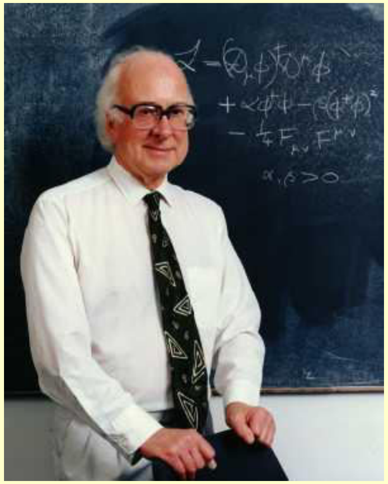
Po objevu kvarku t se čekalo pouze na částici zodpovědnou za hmotnost Z^0 a W bosonů – Higgsova bosonu

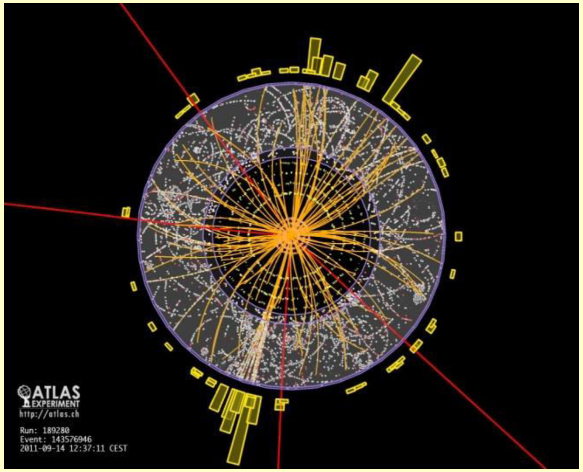


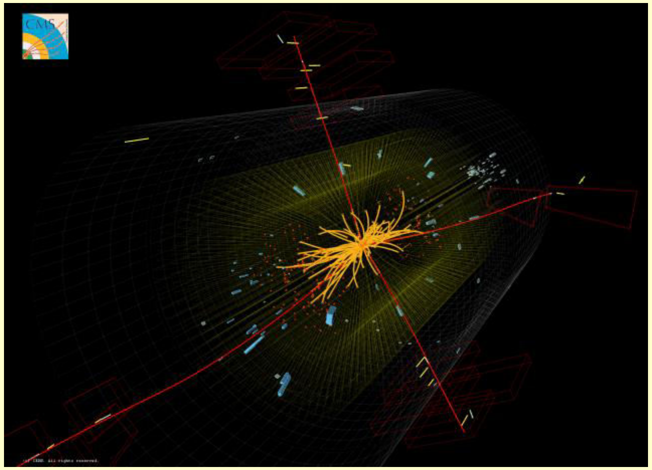
Střední část detektoru CDF ve Fermilabu (Objev kvarku t)

Jedna z možností produkce Higgse na LEP

Potvrzení posledního chybějícího článku standardního modelu pozorováním Higgsova bosonu se podařilo experimentům ATLAS a CMS na urychlovači LHC v CERNu)







Peter Higgs

Kandidáti na pozorování rozpadu Higgse

Rovnice, které umožňují popis Standardního modelu:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} = & -\tfrac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\
& + i\bar{\Psi} \not{D} \Psi + h.c. \\
& + \bar{\Psi}_i y_{ij} \Psi_j \Phi + h.c. \\
& + |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi)
\end{aligned}
$$

Interakce a zprostředkující částice
Např. elmg. interakce - foton

Kvarky a leptony – jejich energie a interakce

Hmotnosti částic a jejich míchání

Higgsův potenciál

$$L = -\frac{1}{4} \mathrm{W}_{\mu\nu} \mathrm{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \mathrm{B}_{\mu\nu} \mathrm{B}^{\mu\nu}$$

$$+ \bar{\mathrm{L}} \gamma^{\mu} \left(i\partial_{\mu} - g\frac{1}{2}\tau.\mathrm{W}_{\mu} - g'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_{\mu} \right) \mathrm{L} + \bar{\mathrm{R}} \gamma^{\mu} \left(i\partial_{\mu} - g'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_{\mu} \right) \mathrm{R}$$

$$+ \left| \left(i\partial_{\mu} - g\frac{1}{2}\tau.\mathrm{W}_{\mu} - g'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_{\mu} \right) \varphi \right|^2 - \mathrm{V}(\varphi)$$

$$-\left(\mathrm{G}_1 \bar{\mathrm{L}} \varphi \mathrm{R} + \mathrm{G}_2 \bar{\mathrm{L}} \varphi_c \mathrm{R} \ + \text{hermitian conjugate} \right)$$

$$
\begin{aligned}
L(\ldots) \;=\;& -\frac{1}{4g_s^2}G_A^{\mu\nu}(x)G_{A\mu\nu}(x) - \frac{1}{4g_w^2}W_a^{\mu\nu}(x)W_{a\mu\nu}(x) - \frac{1}{4g_y^2}V^{\mu\nu}(x)V_{\mu\nu}(x) + \\
+\;& [D_\mu^{(W,V)}\phi(x)]^\dagger D^{(W,V)\mu}\phi(x) - \lambda(\phi^\dagger(x)\phi(x) - \phi_o^2)^2 + \\
+\;& \bar{\psi}_{Li}^{(l)}(x)i\gamma^\mu(\partial_\mu + W_{a\mu}(x)T_w^a + V_\mu(x)Y_w)\psi_{Li}^{(l)}(x) + \\
+\;& \bar{\psi}_{Ri}^{(l)}(x)i\gamma^\mu(\partial_\mu + V_\mu(x)Y_w)\psi_{Ri}^{(l)}(x) + \\
+\;& \bar{\psi}_{Li}^{(l)}(x)\cdot\frac{\phi(x)}{\phi_o}M_{ij}^{(l)}\psi_{Rj}^{(l)}(x) + \bar{\psi}_{Ri}^{(l)}(x)M_{ij}^{(l)\dagger}\frac{\phi^\dagger(x)}{\phi_o}\cdot\psi_{Lj}^{(l)}(x) + \\
+\;& \bar{\psi}_{Li}^{(q)}(x)i\gamma^\mu(\partial_\mu + W_{a\mu}(x)T_w^a + V_\mu(x)Y_w + G_{A\mu}(x)T_s^A)\psi_{Li}^{(q)}(x) + \\
+\;& \bar{\psi}_{Ri}^{(q)}(x)i\gamma^\mu(\partial_\mu + V_\mu(x)Y_w + G_{A\mu}(x)T_s^A)\psi_{Ri}^{(q)}(x) + \\
+\;& \bar{\tilde{\psi}}_{Ri}^{(q)}(x)i\gamma^\mu(\partial_\mu + V_\mu(x)Y_w + G_{A\mu}(x)T_s^A)\tilde{\psi}_{Ri}^{(q)}(x) + \\
+\;& \bar{\psi}_{Li}^{(q)}(x)\cdot\frac{\phi(x)}{\phi_o}M_{ij}^{(q)}\psi_{Rj}^{(q)}(x) + \bar{\psi}_{Ri}^{(q)}(x)M_{ij}^{(q)\dagger}\frac{\phi^\dagger(x)}{\phi_o}\cdot\psi_{Lj}^{(q)}(x) + \\
+\;& \bar{\psi}_{Li}^{(q)}(x)\cdot\frac{\tilde{\phi}(x)}{\phi_o}\tilde{M}_{ij}^{(q)}\tilde{\psi}_{Rj}^{(q)}(x) + \bar{\tilde{\psi}}_{Ri}^{(q)}(x)\tilde{M}_{ij}^{(q)\dagger}\frac{\tilde{\phi}^\dagger(x)}{\phi_o}\cdot\psi_{Lj}^{(q)}(x) + \\
+\;& \theta\frac{g_s}{32\pi^2}G_{A\mu\nu}(x)\tilde{G}_A^{\mu\nu}(x)
\end{aligned}
$$

IMG by M. Di Pierro

$$-\frac{1}{2}\partial_\nu g^a_\mu \partial_\nu g^a_\mu - g_s f^{abc}\partial_\mu g^a_\nu g^b_\mu g^c_\nu - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc}f^{ade}g^b_\mu g^c_\nu g^d_\mu g^e_\nu + \frac{1}{2}ig_s^2(\bar{q}^\sigma_i\gamma^\mu q^\sigma_j)g^a_\mu +$$
$$\bar{G}^a\partial^2G^a + g_s f^{abc}\partial_\mu\bar{G}^a G^b g^c_\mu - \partial_\nu W^+_\mu\partial_\nu W^-_\mu - M^2W^+_\mu W^-_\mu - \frac{1}{2}\partial_\nu Z^0_\mu\partial_\nu Z^0_\mu - \frac{1}{2c_w^2}M^2Z^0_\mu Z^0_\mu -$$
$$\frac{1}{2}\partial_\mu A_\nu\partial_\mu A_\nu - \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial_\mu H - \frac{1}{2}m_h^2H^2 - \partial_\mu\phi^+\partial_\mu\phi^- - M^2\phi^+\phi^- - \frac{1}{2}\partial_\mu\phi^0\partial_\mu\phi^0 -$$
$$\frac{1}{2c_w^2}M\phi^0\phi^0 - \beta_h\left[\frac{2M^2}{g^2} + \frac{2M}{g}H + \frac{1}{2}(H^2+\phi^0\phi^0+2\phi^+\phi^-)\right] + \frac{2M^4}{g^2}\alpha_h - igc_w[\partial_\nu Z^0_\mu(W^+_\mu W^-_\nu -$$
$$W^+_\nu W^-_\mu) - Z^0_\nu(W^+_\mu\partial_\nu W^-_\mu - W^-_\mu\partial_\nu W^+_\mu) + Z^0_\mu(W^+_\nu\partial_\nu W^-_\mu - W^-_\nu\partial_\nu W^+_\mu)] - igs_w[\partial_\nu A_\mu(W^+_\mu W^-_\nu -$$
$$W^+_\nu W^-_\mu) - A_\nu(W^+_\mu\partial_\nu W^-_\mu - W^-_\mu\partial_\nu W^+_\mu) + A_\mu(W^+_\nu\partial_\nu W^-_\mu - W^-_\nu\partial_\nu W^+_\mu)] - \frac{1}{2}g^2W^+_\mu W^-_\mu W^+_\nu W^-_\nu +$$
$$\frac{1}{2}g^2W^+_\mu W^-_\nu W^+_\mu W^-_\nu + g^2c_w^2(Z^0_\mu W^+_\mu Z^0_\nu W^-_\nu - Z^0_\mu Z^0_\mu W^+_\nu W^-_\nu) + g^2s_w^2(A_\mu W^+_\mu A_\nu W^-_\nu -$$
$$A_\mu A_\mu W^+_\nu W^-_\nu) + g^2s_wc_w[A_\mu Z^0_\nu(W^+_\mu W^-_\nu - W^+_\nu W^-_\mu) - 2A_\mu Z^0_\mu W^+_\nu W^-_\nu] - g\alpha[H^3 +$$
$$H\phi^0\phi^0 + 2H\phi^+\phi^-] - \frac{1}{8}g^2\alpha_h[H^4 + (\phi^0)^4 + 4(\phi^+\phi^-)^2 + 4(\phi^0)^2\phi^+\phi^- + 4H^2\phi^+\phi^- +$$
$$2(\phi^0)^2H^2] - gMW^+_\mu W^-_\mu H - \frac{1}{2}g\frac{M}{c_w^2}Z^0_\mu Z^0_\mu H - \frac{1}{2}ig[W^+_\mu(\phi^0\partial_\mu\phi^- - \phi^-\partial_\mu\phi^0) - W^-_\mu(\phi^0\partial_\mu\phi^+ -$$
$$\phi^+\partial_\mu\phi^0)] + \frac{1}{2}g[W^+_\mu(H\partial_\mu\phi^- - \phi^-\partial_\mu H) - W^-_\mu(H\partial_\mu\phi^+ - \phi^+\partial_\mu H)] + \frac{1}{2}g\frac{1}{c_w}(Z^0_\mu(H\partial_\mu\phi^0 -$$
$$\phi^0\partial_\mu H) - ig\frac{s_w^2}{c_w}MZ^0_\mu(W^+_\mu\phi^- - W^-_\mu\phi^+) + igs_wMA_\mu(W^+_\mu\phi^- - W^-_\mu\phi^+) - ig\frac{1-2c_w^2}{2c_w}Z^0_\mu(\phi^+\partial_\mu\phi^- -$$
$$\phi^-\partial_\mu\phi^+) + igs_wA_\mu(\phi^+\partial_\mu\phi^- - \phi^-\partial_\mu\phi^+) - \frac{1}{4}g^2W^+_\mu W^-_\mu[H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+\phi^-] -$$
$$\frac{1}{4}g^2\frac{1}{c_w^2}Z^0_\mu Z^0_\mu[H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_w^2-1)^2\phi^+\phi^-] - \frac{1}{2}g^2\frac{s_w^2}{c_w}Z^0_\mu\phi^0(W^+_\mu\phi^- + W^-_\mu\phi^+) -$$
$$\frac{1}{2}ig^2\frac{s_w^2}{c_w}Z^0_\mu H(W^+_\mu\phi^- - W^-_\mu\phi^+) + \frac{1}{2}g^2s_wA_\mu\phi^0(W^+_\mu\phi^- + W^-_\mu\phi^+) + \frac{1}{2}ig^2s_wA_\mu H(W^+_\mu\phi^- -$$
$$W^-_\mu\phi^+) - g^2\frac{s_w}{c_w}(2c_w^2-1)Z^0_\mu A_\mu\phi^+\phi^- - g^1s_w^2A_\mu A_\mu\phi^+\phi^- - \bar{e}^\lambda(\gamma\partial + m_e^\lambda)e^\lambda -$$
$$\bar\nu^\lambda\gamma\partial\nu^\lambda - \bar u^\lambda_j(\gamma\partial + m_u^\lambda)u^\lambda_j - \bar d^\lambda_j(\gamma\partial + m_d^\lambda)d^\lambda_j + igs_wA_\mu\left[-(\bar e^\lambda\gamma^\mu e^\lambda) + \frac{2}{3}(\bar u^\lambda_j\gamma^\mu u^\lambda_j) -\right.$$
$$\left.\frac{1}{3}(\bar d^\lambda_j\gamma^\mu d^\lambda_j)\right] + \frac{ig}{4c_w}Z^0_\mu[(\bar\nu^\lambda\gamma^\mu(1+\gamma^5)\nu^\lambda) + (\bar e^\lambda\gamma^\mu(4s_w^2-1-\gamma^5)e^\lambda) + (\bar u^\lambda_j\gamma^\mu(\tfrac{4}{3}s_w^2 -$$
$$1-\gamma^5)u^\lambda_j) + (\bar d^\lambda_j\gamma^\mu(1-\tfrac{8}{3}s_w^2-\gamma^5)d^\lambda_j)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}}W^+_\mu[(\bar\nu^\lambda\gamma^\mu(1+\gamma^5)e^\lambda) + (\bar u^\lambda_j\gamma^\mu(1+$$
$$\gamma^5)C_{\lambda\kappa}d^\kappa_j)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}}W^-_\mu[(\bar e^\lambda\gamma^\mu(1+\gamma^5)\nu^\lambda) + (\bar d^\kappa_jC^\dagger_{\lambda\kappa}\gamma^\mu(1+\gamma^5)u^\lambda_j)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}}\frac{m_e^\lambda}{M}[-\phi^+(\bar\nu^\lambda(1-$$
$$\gamma^5)e^\lambda) + \phi^-(\bar e^\lambda(1+\gamma^5)\nu^\lambda)] - \frac{g}{2}\frac{m_e^\lambda}{M}[H(\bar e^\lambda e^\lambda) + i\phi^0(\bar e^\lambda\gamma^5e^\lambda)] + \frac{ig}{2M\sqrt{2}}\phi^+[-m_d^\kappa(\bar u^\lambda_jC_{\lambda\kappa}(1-$$
$$\gamma^5)d^\kappa_j) + m_u^\lambda(\bar u^\lambda_jC_{\lambda\kappa}(1+\gamma^5)d^\kappa_j] + \frac{ig}{2M\sqrt{2}}\phi^-[m_d^\lambda(\bar d^\lambda_jC^\dagger_{\lambda\kappa}(1+\gamma^5)u^\kappa_j) - m_u^\kappa(\bar d^\lambda_jC^\dagger_{\lambda\kappa}(1-$$
$$\gamma^5)u^\kappa_j] - \frac{g}{2}\frac{m_u^\lambda}{M}H(\bar u^\lambda_ju^\lambda_j) - \frac{g}{2}\frac{m_d^\lambda}{M}H(\bar d^\lambda_jd^\lambda_j) + \frac{ig}{2}\frac{m_u^\lambda}{M}\phi^0(\bar u^\lambda_j\gamma^5u^\lambda_j) - \frac{ig}{2}\frac{m_d^\lambda}{M}\phi^0(\bar d^\lambda_j\gamma^5d^\lambda_j) +$$
$$\bar X^+(\partial^2-M^2)X^+ + \bar X^-(\partial^2-M^2)X^- + \bar X^0(\partial^2-\frac{M^2}{c_w^2})X^0 + \bar Y\partial^2Y + igc_wW^+_\mu(\partial_\mu\bar X^0X^- -$$
$$\partial_\mu\bar X^+X^0) + igs_wW^+_\mu(\partial_\mu\bar YX^- - \partial_\mu\bar X^+Y) + igc_wW^-_\mu(\partial_\mu\bar X^-X^0 - \partial_\mu\bar X^0X^+) +$$
$$igs_wW^-_\mu(\partial_\mu\bar X^-Y - \partial_\mu\bar YX^+) + igc_wZ^0_\mu(\partial_\mu\bar X^+X^+ - \partial_\mu\bar X^-X^-) + igs_wA_\mu(\partial_\mu\bar X^+X^+ -$$
$$\partial_\mu\bar X^-X^-) - \frac{1}{2}gM[\bar X^+X^+H + \bar X^-X^-H + \frac{1}{c_w^2}\bar X^0X^0H] + \frac{1-2c_w^2}{2c_w}igM[\bar X^+X^0\phi^+ -$$
$$\bar X^-X^0\phi^-] + \frac{1}{2c_w}igM[\bar X^0X^-\phi^+ - \bar X^0X^+\phi^-] + igMs_w[\bar X^0X^-\phi^+ - \bar X^0X^+\phi^-] +$$
$$\frac{1}{2}igM[\bar X^+X^+\phi^0 - \bar X^-X^-\phi^0]$$

Z čeho se urychlovač skládá

Iontový zdroj – produkce nabitých částic

Elektrostatické nebo proměnné elektrické pole – urychlení částice – urychlovací systém

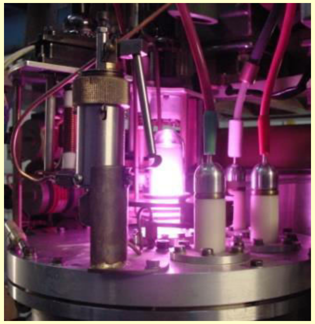
Magnetické pole – určuje dráhu částice, provádí fokusaci svazku – magnetické čočky vedou svazek a snaží se co nejvíce jej zúžit

Vakuový systém – částice se při urychlování musí pohybovat ve vysokém vakuu – nutný systém vývěv

Chlazení – supravodivé magnety potřebují heliové teploty

Radiační ochrana – zajištění bezpečnosti pomoci stínění

Řídící systém – ovládání, řízení a kontrola práce urychlovače



Zdroj plazmy – elektrický výboj

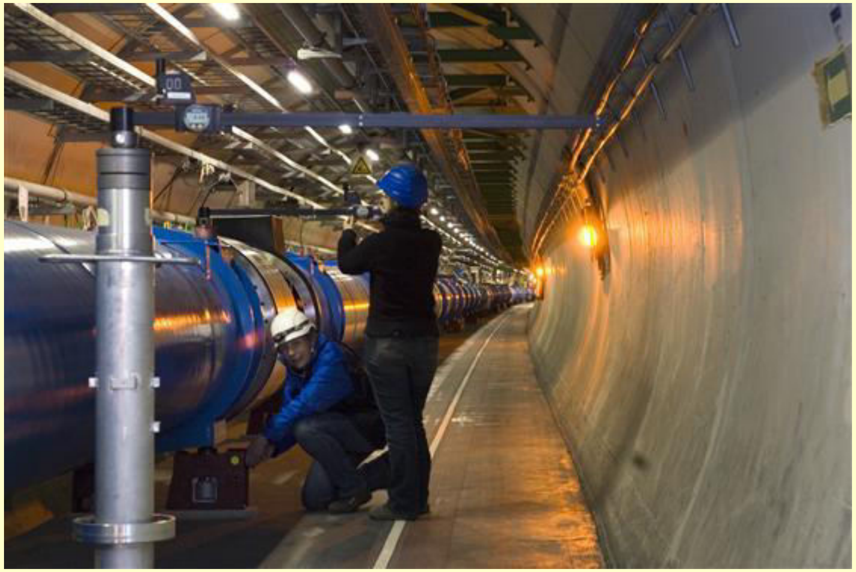
Urychlovací prvky LHC

Kryogenní systém pro LHC

Řídící centrum urychlovače LHC

Dipólové magnety LHC

Projeďme a projděme největším urychlovačem na světě

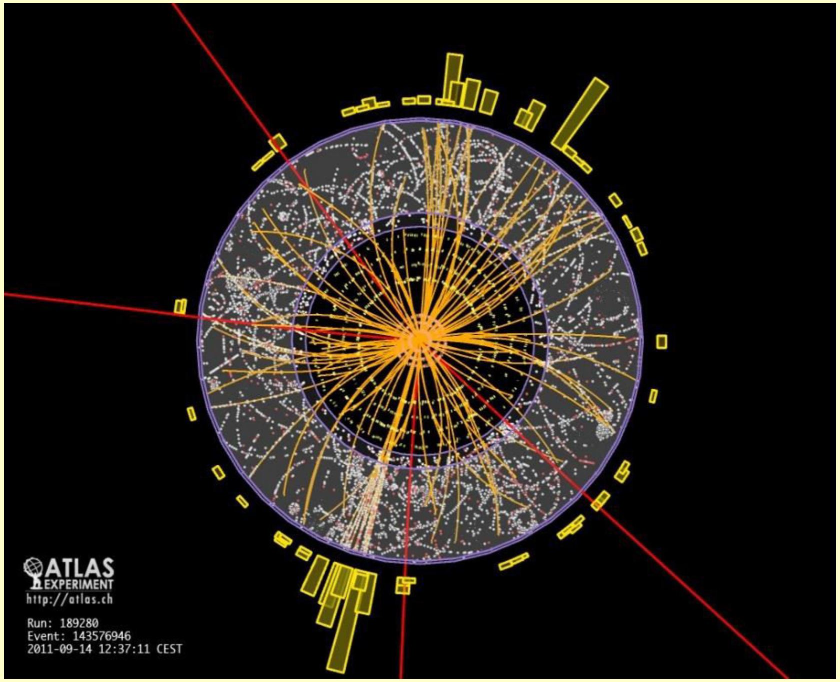


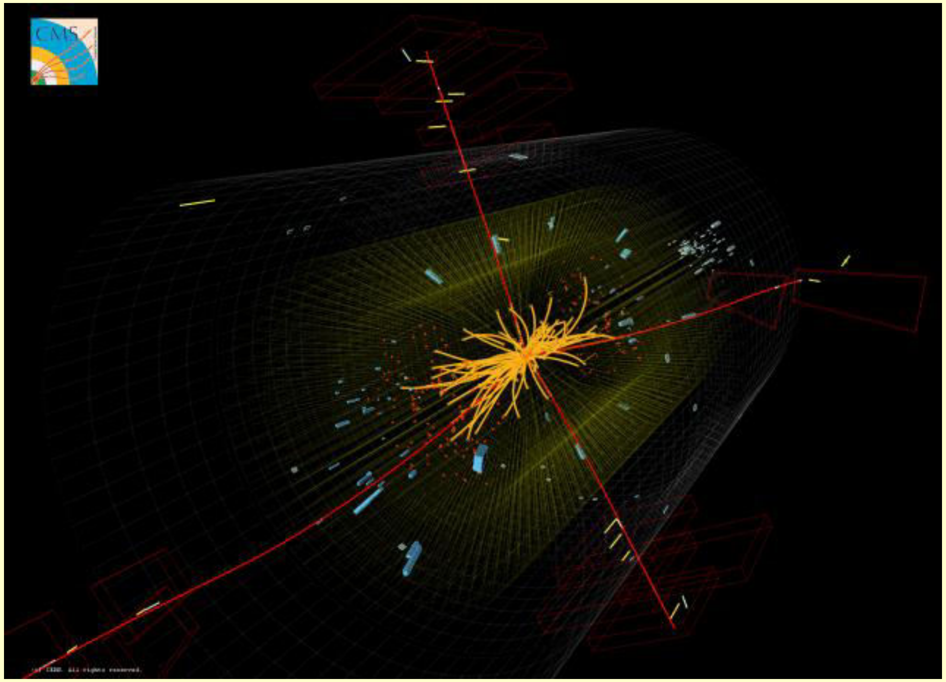
Jak identifikovat částici detekcí produktů rozpadu?

Pomůže speciální teorie relativity !!!

$$\left(\sum_{i=1}^{n} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\right)^2 c^2 = \left(mc^2\right)^2$$

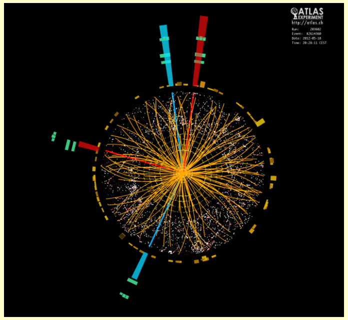
Určit hybnosti a energie produktů rozpadu a z nich spočítat klidovou hmotnost původní částice



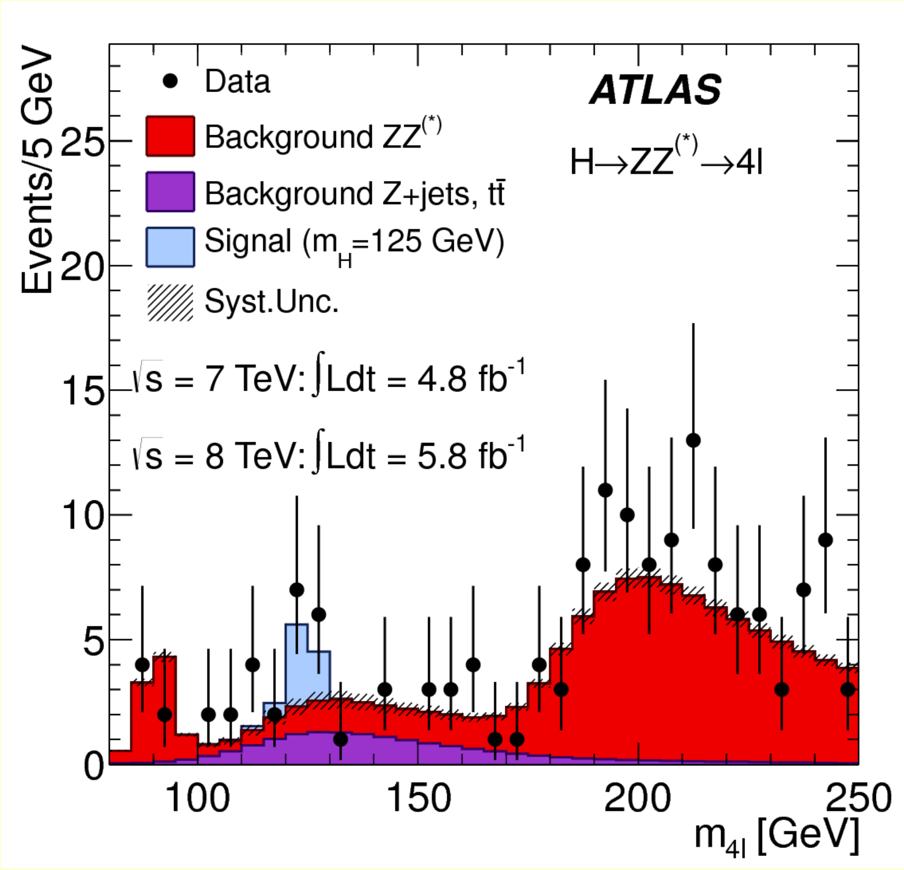


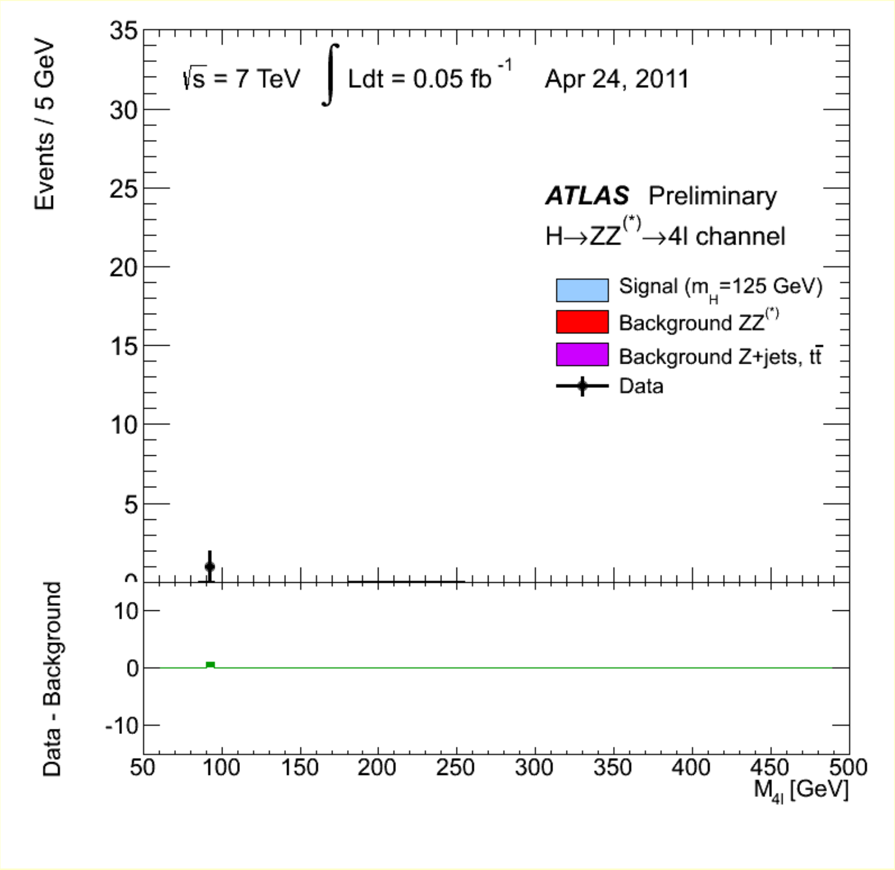
Zlatý rozpad – přes dva Z

velmi čistý, téměř bez pozadí



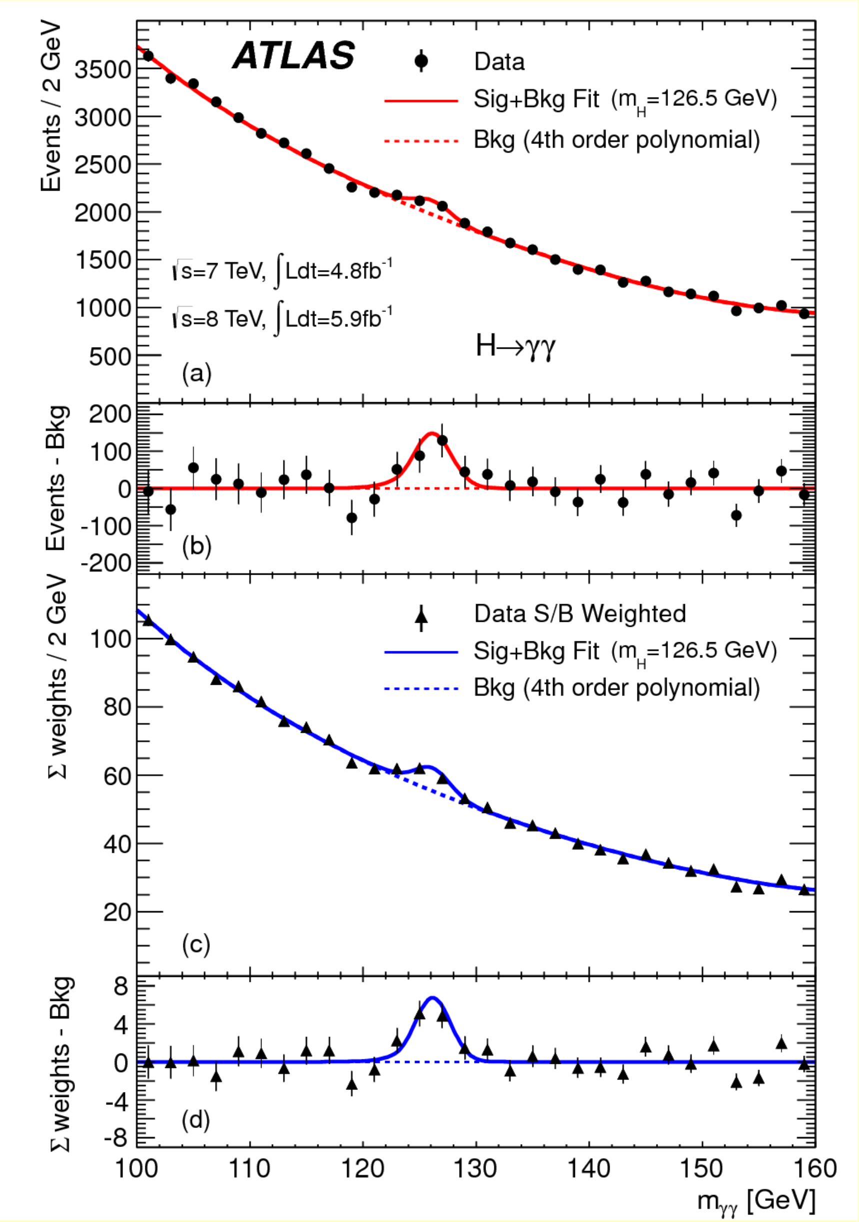
ATLAS – výsledky:

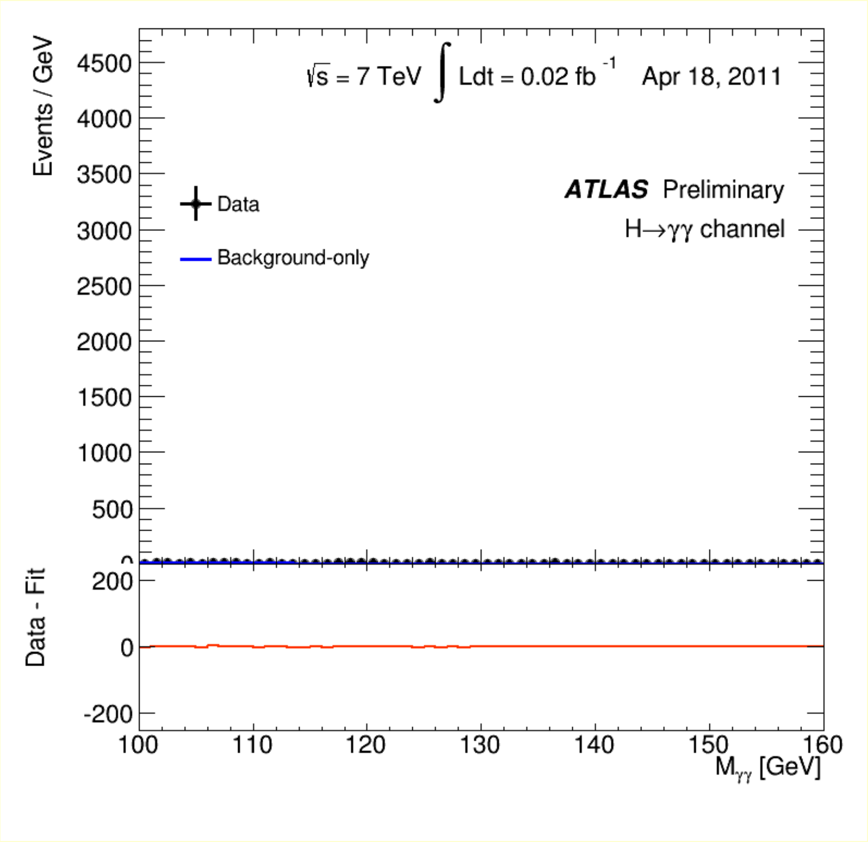




ATLAS Experiment © 2013 CERN

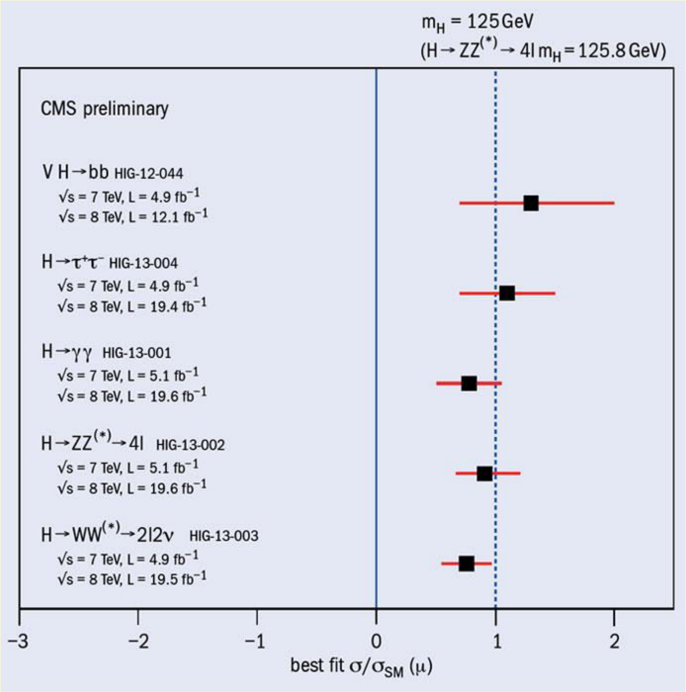
Rozpad na dvě gama





Foton i bosony Z i W mají spin 1.
Tedy spin původní částice nemůže být 1

Existence nové částice higgse? potvrzena !

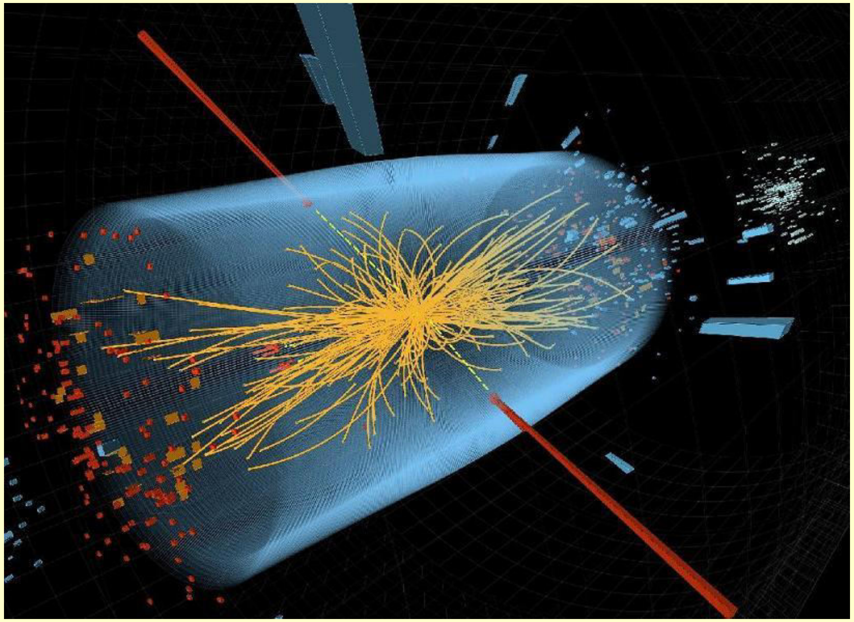


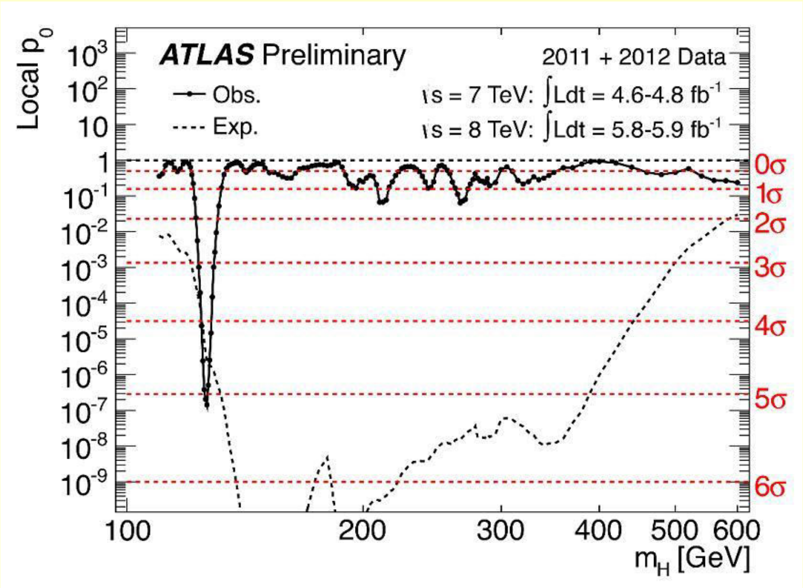
1) Pozorován přebytek pro $\gamma\gamma$ a ZZ rozpady v oblasti hmotnosti 125 GeV

2) Pravděpodobnosti produkce a rozpadu odpovídají standardnímu higgsi

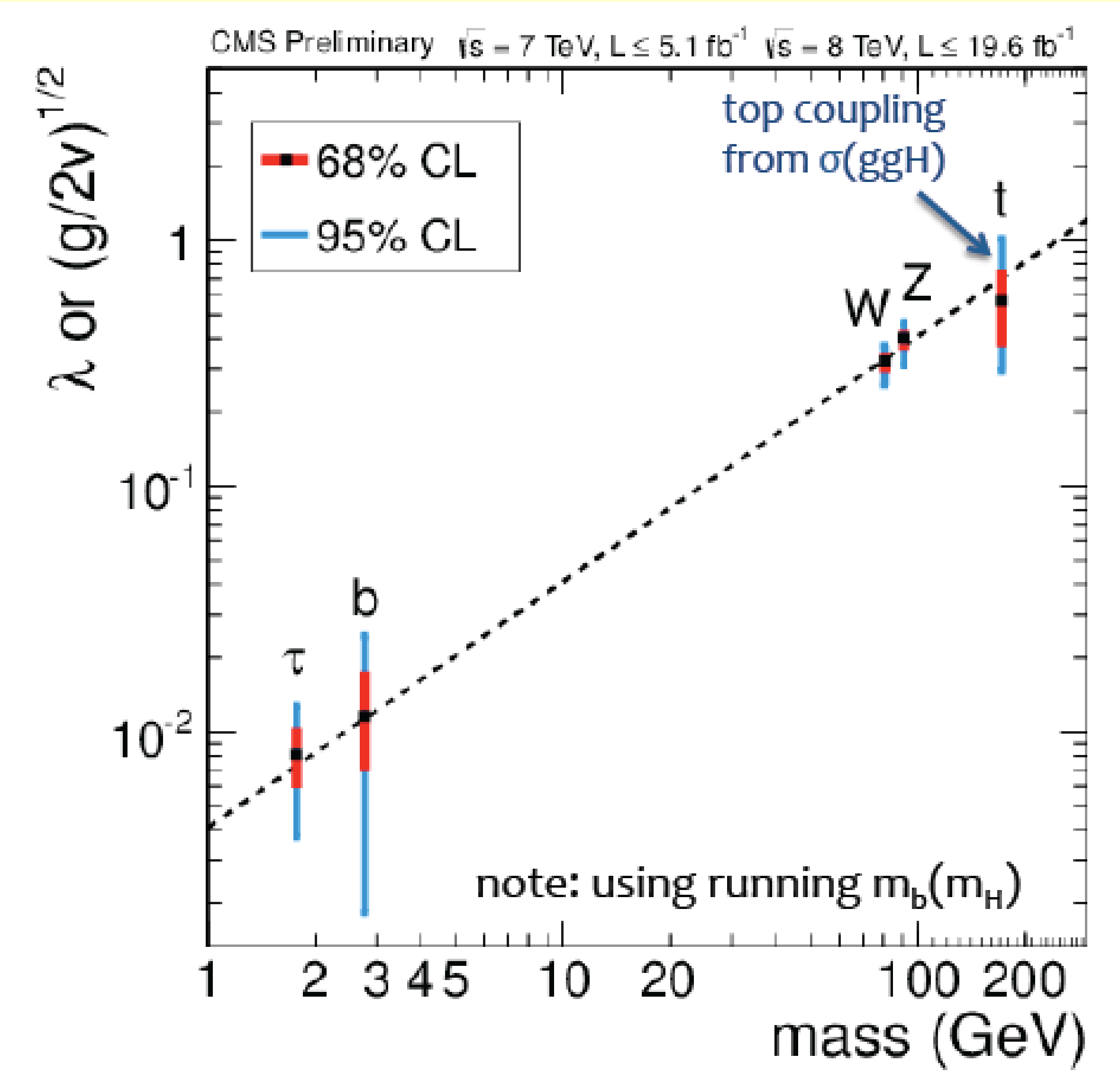
3) Jedná se o boson se spinem 0 a paritou +

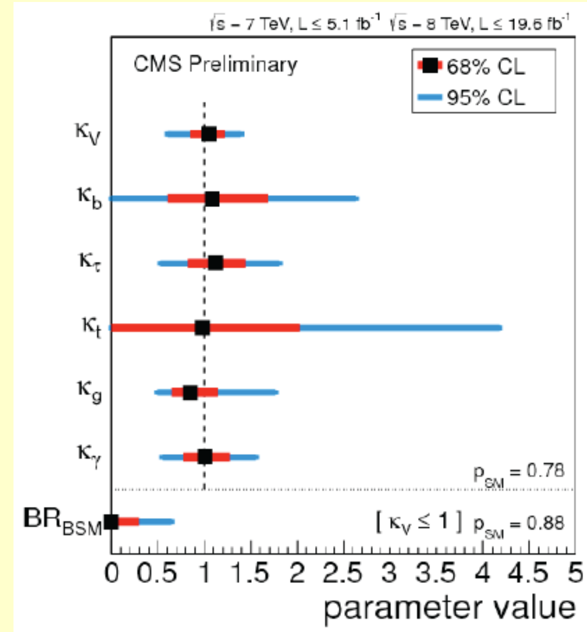
4) Větší statistika a studium dalších reakcí potvrdí, zda jde opravdu o standardního higgse



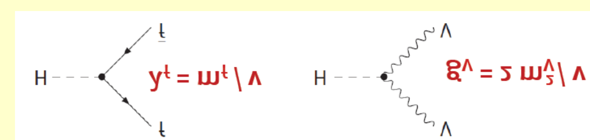


„Coupling“ Higgse s částicemi Standardního modelu



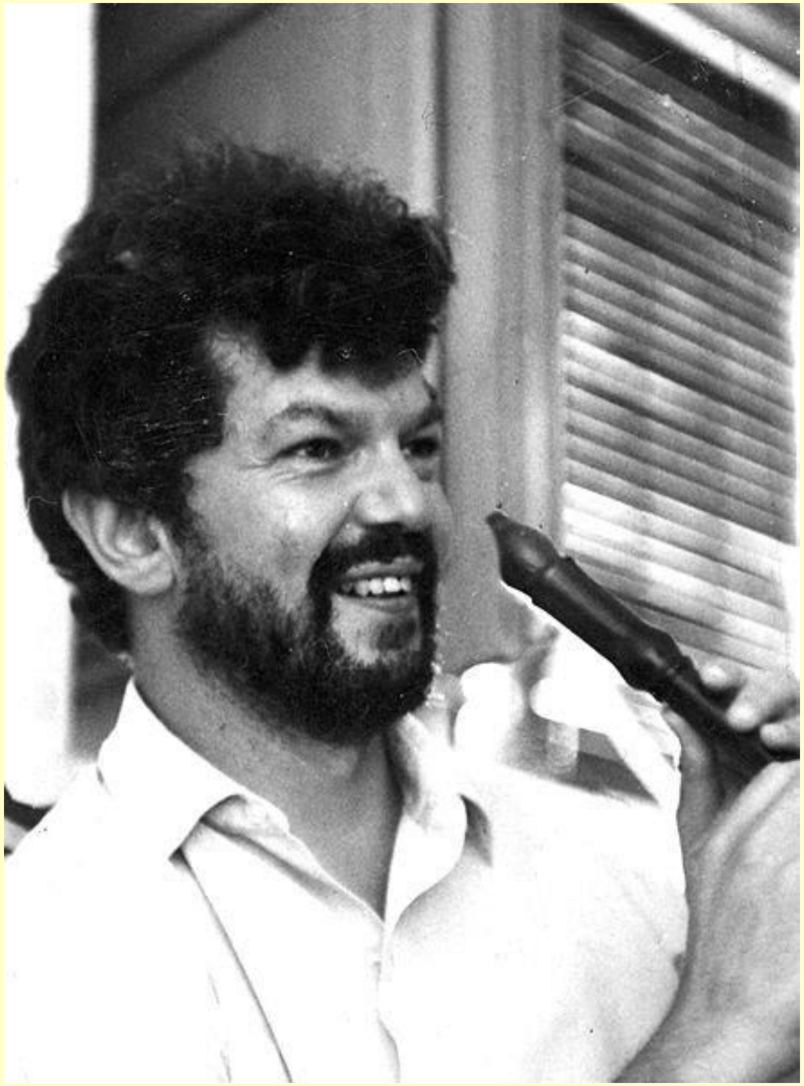


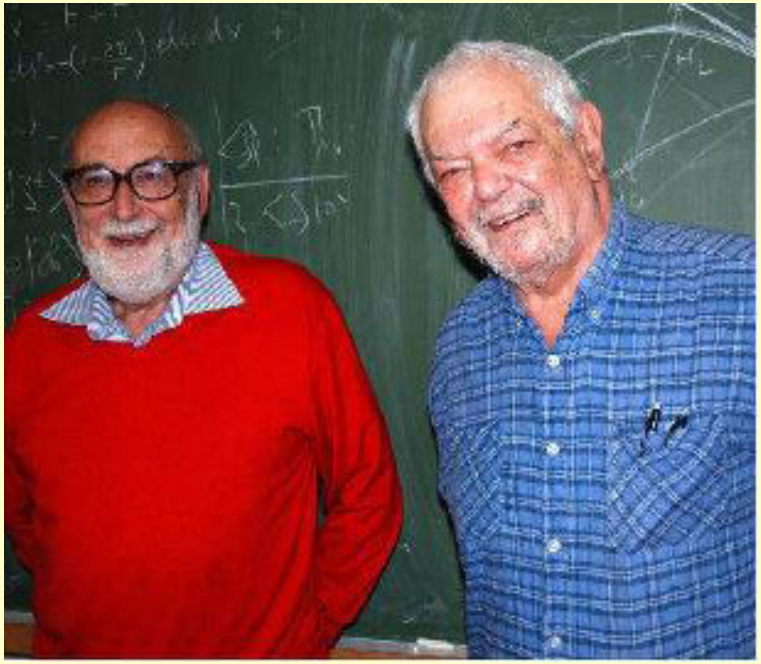
„Coupling“ Higgse s částicí je úměrný hmotnosti částice



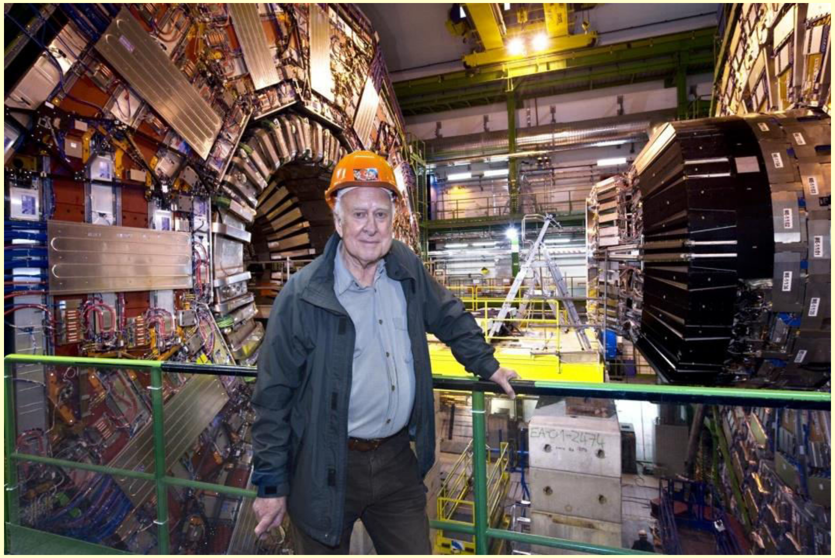
Robert Brout

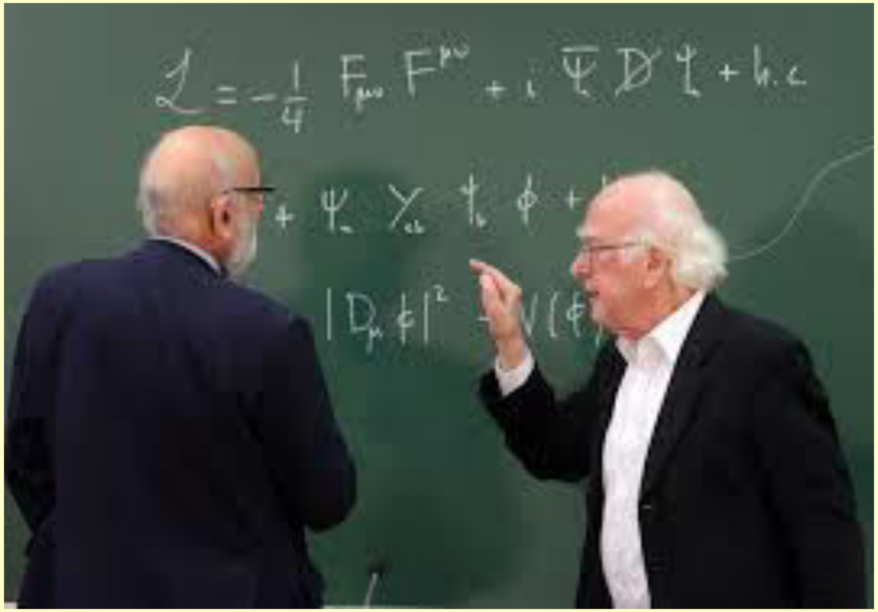
zemřel v roce 2011





Nobelova cena za rok 2013

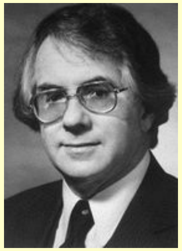




Cesta za standardní model aneb sjednocení všech interakcí

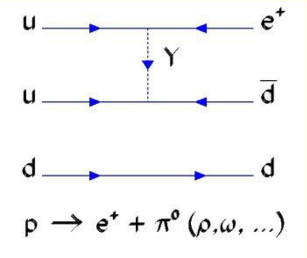
Navázání na úspěchy sjednocovacích teorií Maxwella, Weinberga
Velký význam symetrií a jejich narušení. Pozorování nezachování symetrie P
(T.D. Lee, C.N. Yang, Ch.S. Wu - 1957) a symetrie CP (J. W. Cronin, W.L. Fitch - 1964)

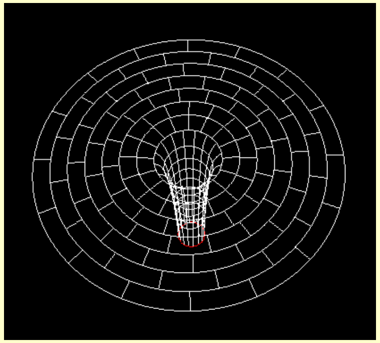
Teorie (zatím hypotéza) velkého sjednocení silné a elektroslabé interakce
(1973 – J.C. Pati, A. Salam, H. Georgi a S.L. Glashow) .

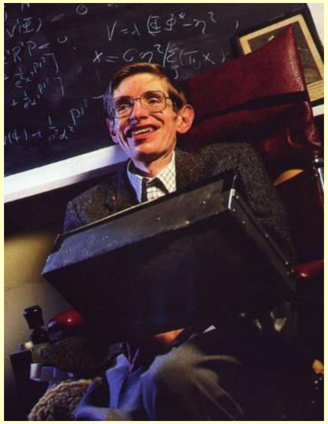


S.L. Glashow

Rozpad protonu v teorii velkého sjednocení





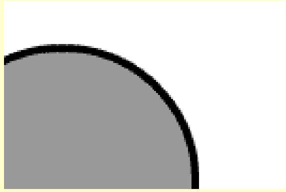


S. Hawking

Supersymetrické teorie připojující i gravitaci.

Práce na kvantové teorii gravitace. Kvantové efekty v černých dírách – vypařování černých děr
(S. Hawking – 1975) a další kvantové efekty (R. Penrouse)

Hawkingovo záření – v blízkosti horizontu černé díry vzniká virtuální pár částice a antičástice, jedna z nich padá do černé díry a druhá letí pryč



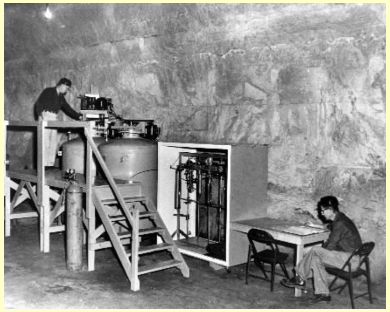
Strunové teorie vznikly při vypracovávání teorie silných interakcí (matematicky vypracovaná G. Venezianem - 1968). M.B. Green a J.H. Schwarz (1984) ??prokázaly?? vhodnost strunových teorií pro hledání „Jednotné teorie všech interakcí“. Řada strunových teorií – hledání vyšší M-teorie.

V současné době situace se strunami velmi neuspokojivá – žádné reálné předpovědi

Možné experimentální evidence:

1) Hledání rozpadu protonu,
2) Elektric. dipolového momentu neutronu
3) Kosmologická pozorování (baryonová asymetrie – A. Sacharov).
4) Existence temné hmoty a temné energie

Objekty ve vesmíru jsou pouze z hmoty → existence baryonové asymetrie



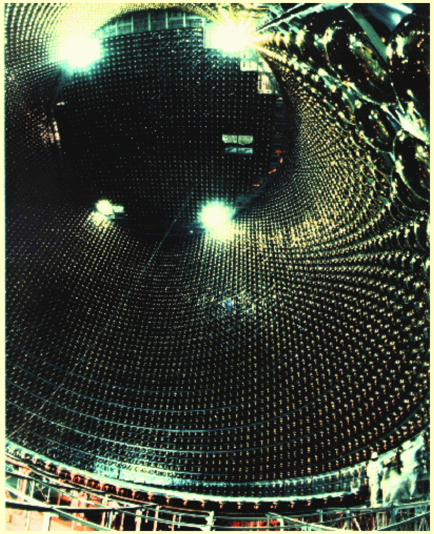
Původní Davisův experiment

Pozorování slunečních neutrin – R. Davis → problém chybějících neutrin

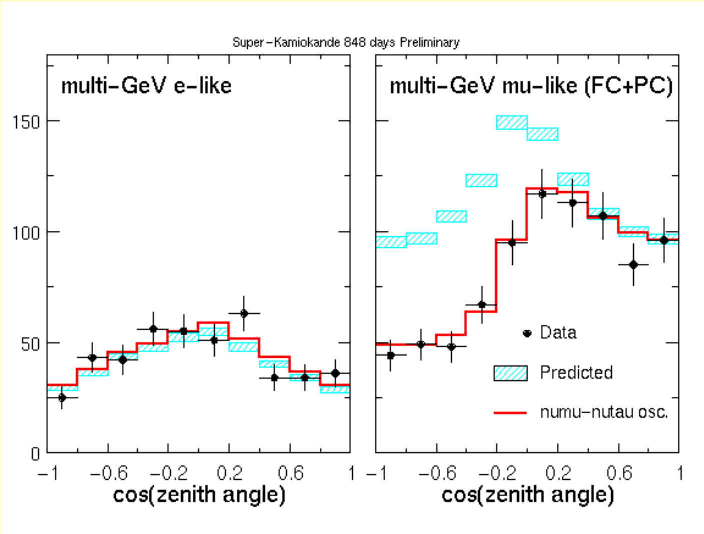
Pozorování oscilace neutrin detektorem SuperKamiokande (1998)

Pozorování oscilací neutrin z kosmického záření, reaktorových, z urychlovače

Konečná varianta



Detektor SuperKamiokande

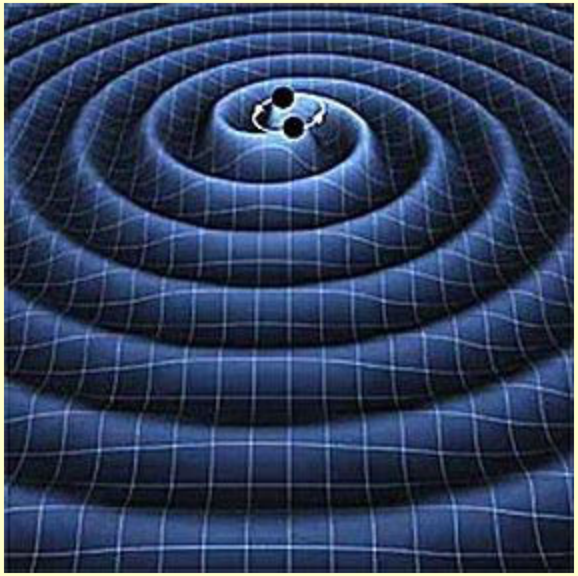


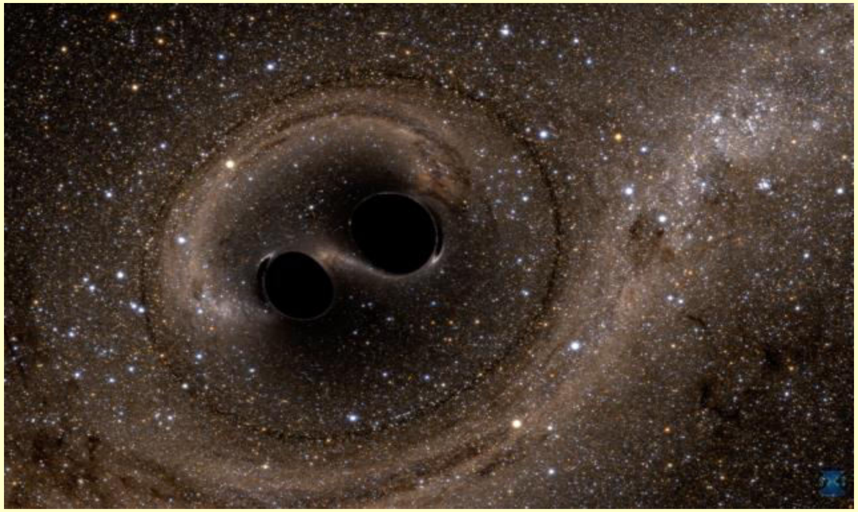
Úhlové rozložení neutrin (ν_e –vlevo,ν_μ –vpravo), experiment, teorie bez oscilací, s oscilacemi na ν_τ

První přímé pozorování gravitačních vln a černých děr

Vylepšené LIGO dva dny před oficiálním spuštěním první pozorování 14. září 2015

Nyní už čtyři pozorování
Poslední 14. srpna 2017 i detektorem VIRGO





https://youtu.be/Zt8Z_uzG71o

Projekt LIGO (USA)

Dva detektory vzdálené 3000 km (Hanford – Washington) a (Livingston – Louisiana)

Ramena 4 km
Roury o průměru 1,5 m

Relativní posuv 10^{-21}
tedy pro 4 km posuv o 10^{-18} m
Frekvence 20 - 1000 Hz

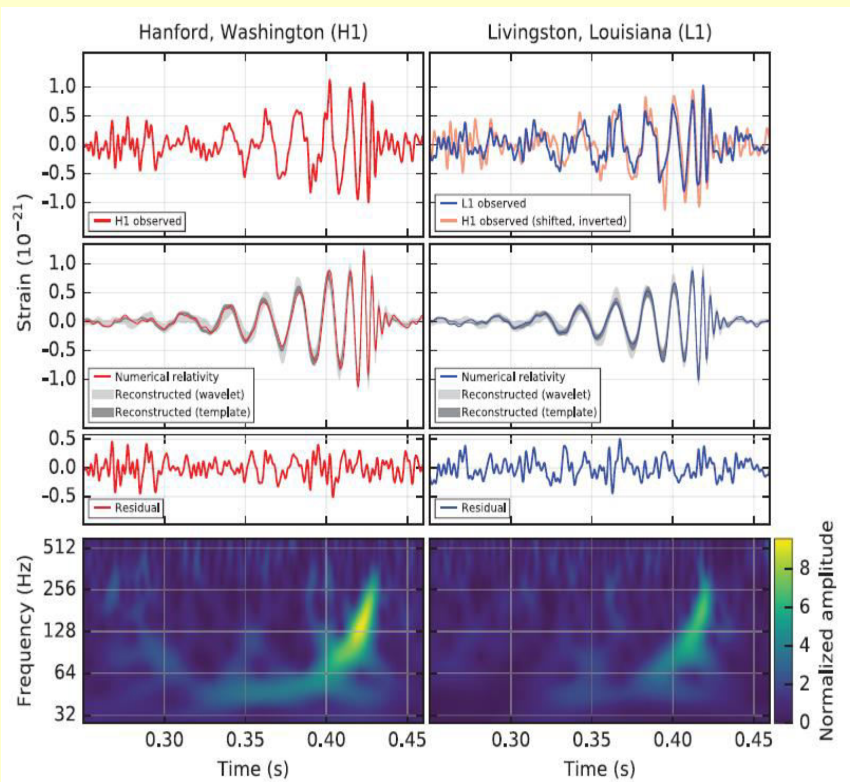
Průběh splynutí dvojice černých děr

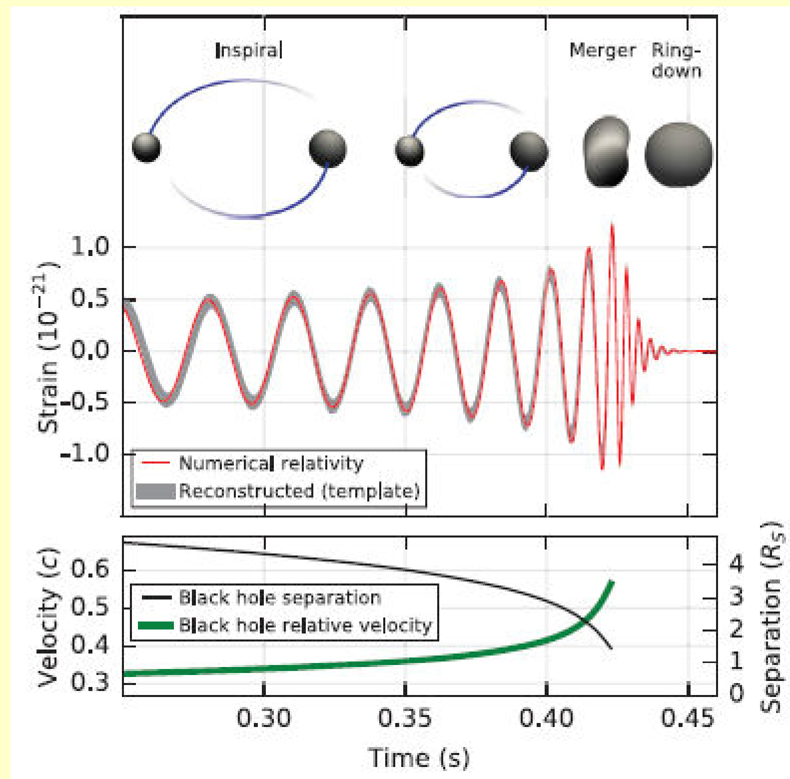
Odezva odpovídá splynutí systému dvojice černých děr o hmotnosti 29 a 36 M_S

Okolo 3 M_S se přeměnily na gravitační vlny, jev proběhl zhruba za dobu 150 ms.

Výkon v tom zlomku sekundy byl větší než 50krát výkon všech hvězd ve vesmíru ve viditelné oblasti

!! První přímý důkaz existence černých děr !!





Kvantové vlastnosti a popis atomu

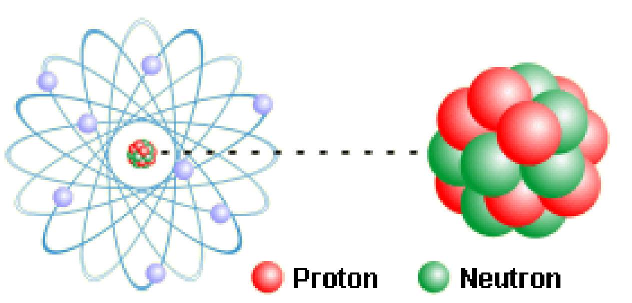
1) Úvod

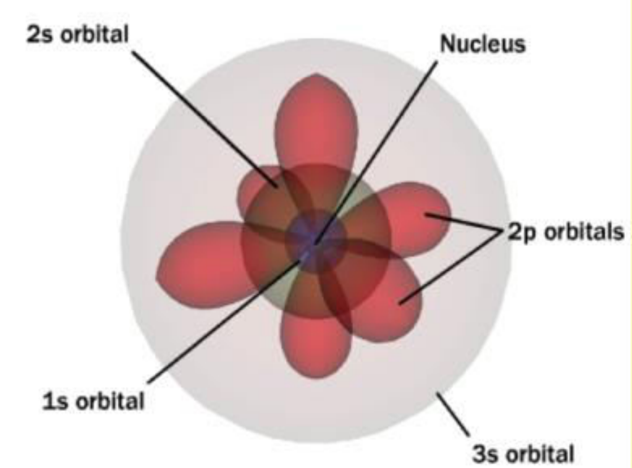
2) Kvantové vlastnosti světla

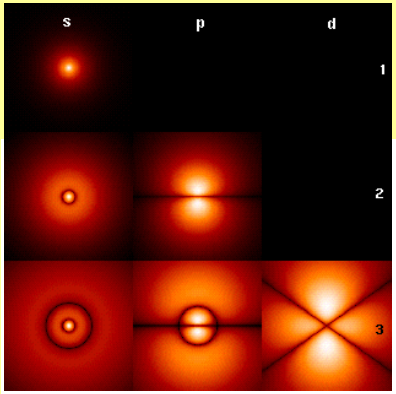
3) Vlnové vlastnosti částic

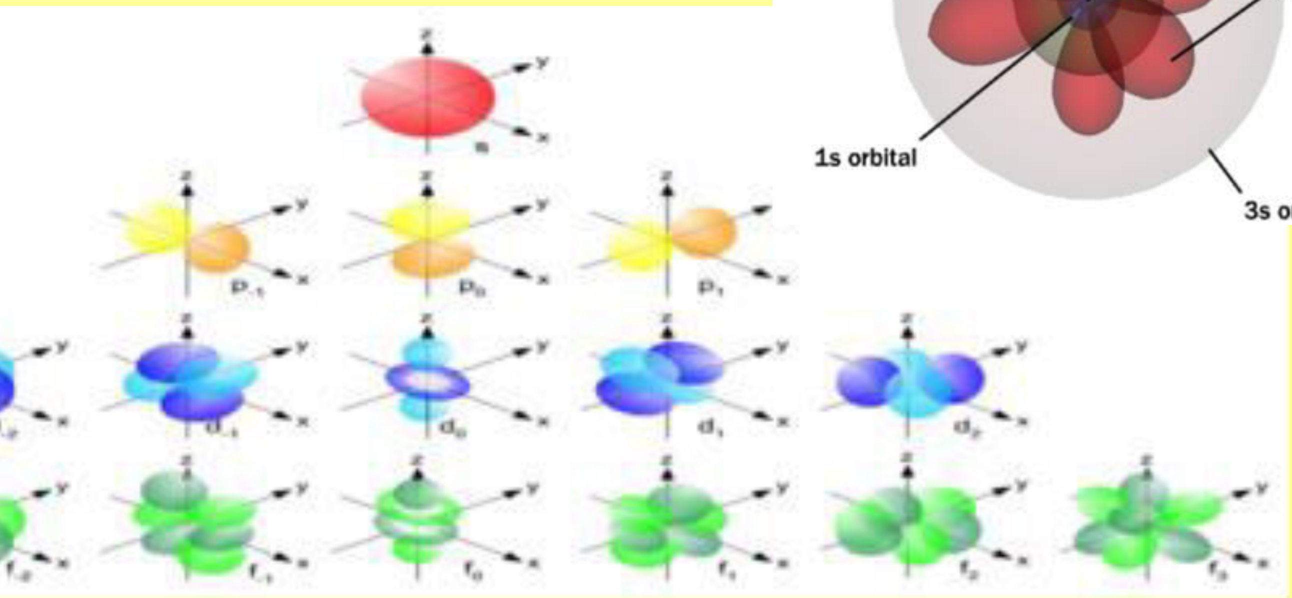
4) Model atomu

5) Spin a magnetický moment elektronu a atomu









Úvod

Mikroskopické objekty a systémy → nutnost využití kvantové fyziky

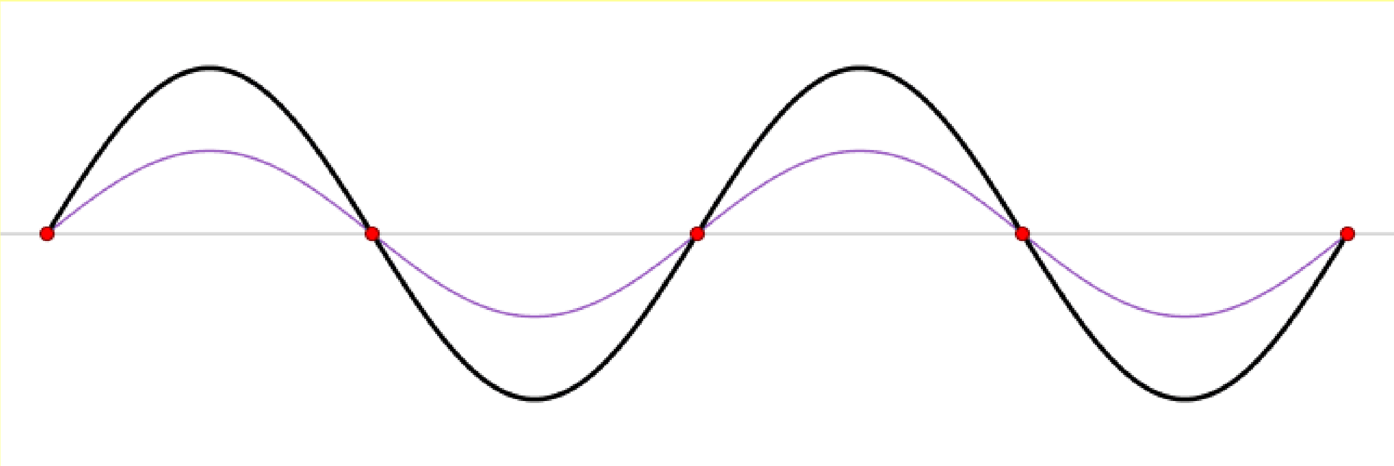
Duální povaha objektů v mikrosvětě – vlnění a částice

Elektromagnetické vlnění má i povahu kvanta (částice)

Částice mají i povahu vlny (de Broglieho vlny)

Kvantové vlastnosti – diskrétní hodnoty některých veličin: energie, hybnost, moment hybnost (spin)

Princip superpozice – $F(x_1+x_2+ \ldots) = F(x_1) + F(x_2) + \ldots$ $F(ax) = a(Fx)$



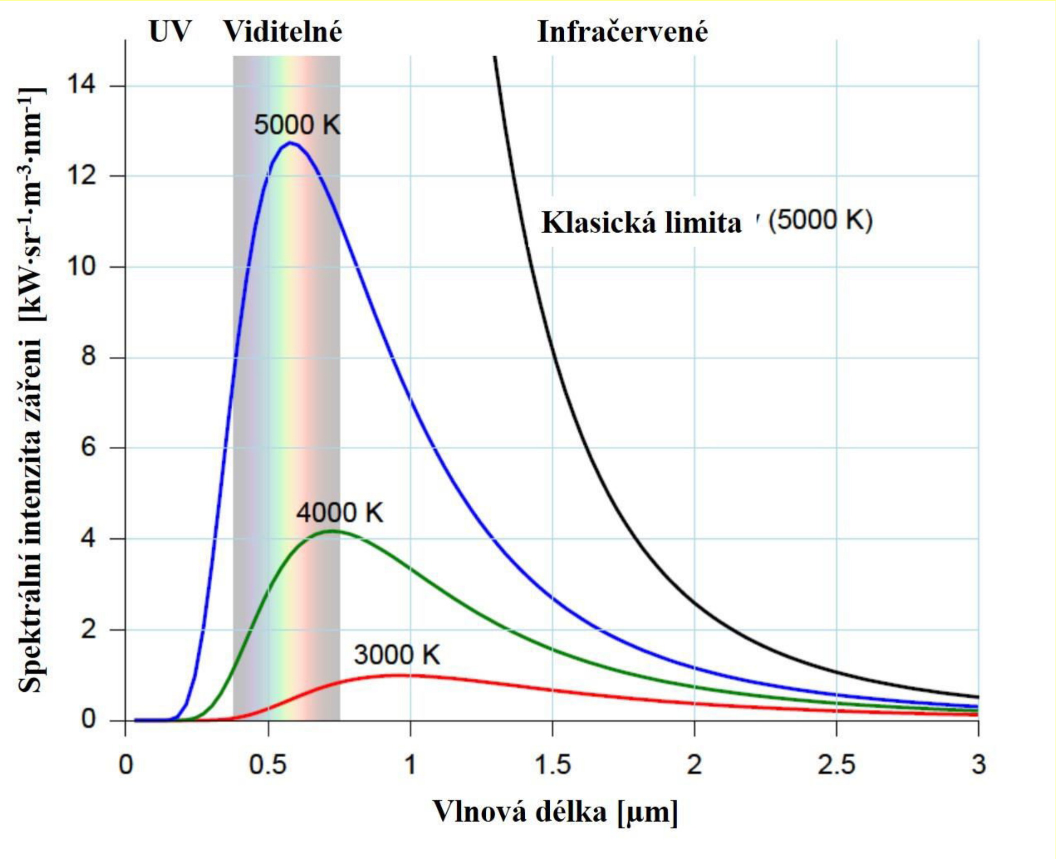
Kvantové vlastnosti světla

1) Vyzařování absolutně černého tělesa – Planckův vyzařovací zákon → světlo se vyzařuje v kvantech

Spektrální intenzita záření

$[\mathrm{W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-3}}]$

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}$$



Planckova konstanta:

$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ J·s
$= 4{,}136 \cdot 10^{-15}$ eV·s

Redukovaná Planckova konstanta:

$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}054 \cdot 10^{-34}$ J·s
$= 0{,}6582 \cdot 10^{-15}$ eV·s

$\hbar \cdot c = 197$ MeV·fm $= 197$ eV·nm

Limitní případy:

$\lambda \to 0$ **Wienův zákon:** $B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}}$

$\lambda \to \infty$ **Raileigh Jeansův (Taylorův rozvoj:** $e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} = 1 + \frac{hc}{\lambda k_B T}$ **) :** $B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2 k_B c T}{\lambda^4}$

Planckův zákon vyjádřený v závislosti na frekvenci

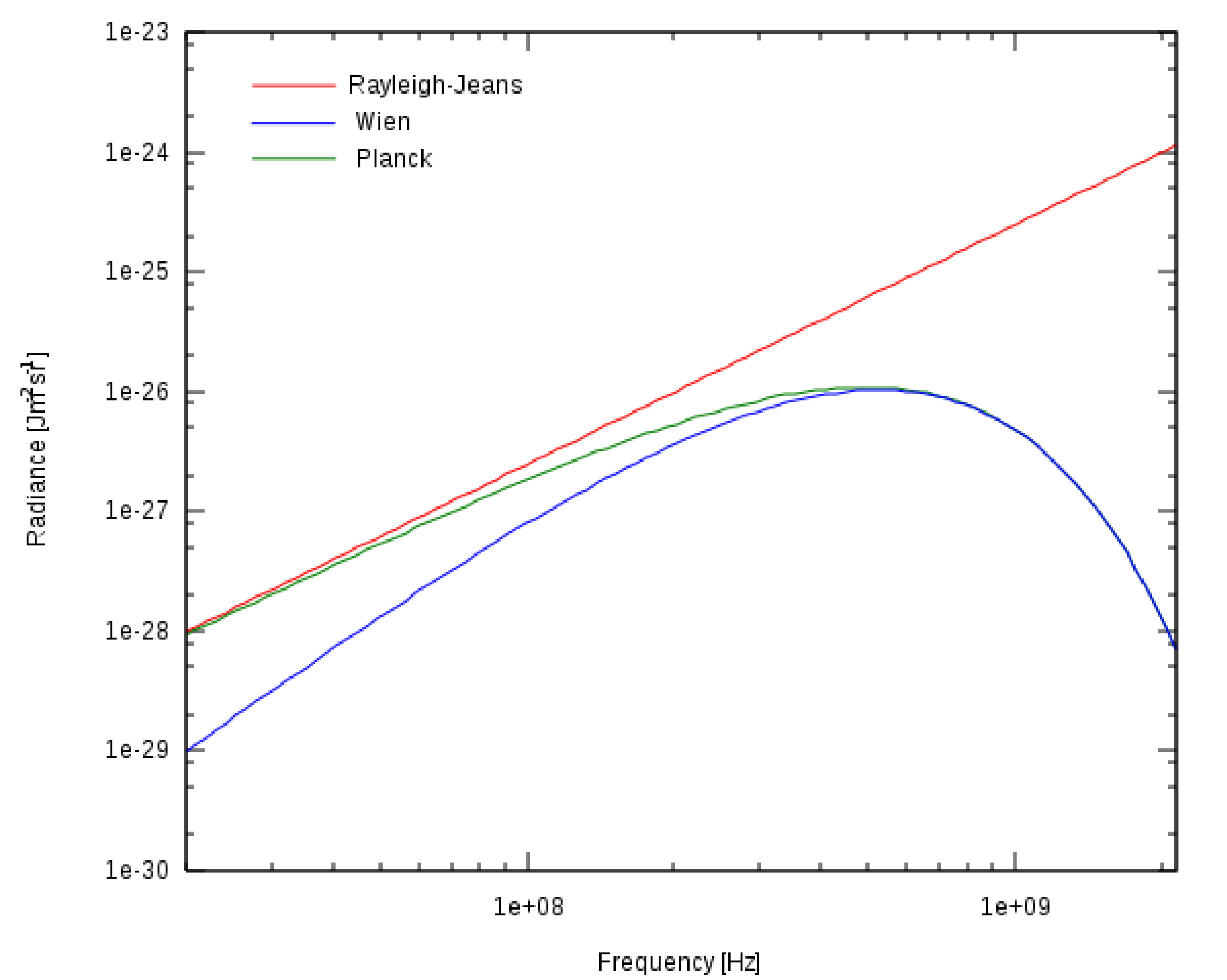
$$\nu = \frac{c}{\lambda} \Rightarrow d\nu = \frac{c}{\lambda^2}\,\mathrm{d}\lambda$$

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$$

Elektromagnetické záření je vyzařováno po kvantech s energií:

$$\mathbf{E = h\nu}$$

$$\mathbf{E = h\frac{c}{\lambda}}$$

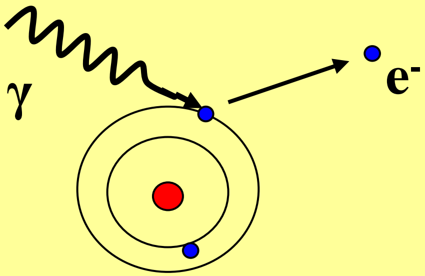


2) Fotoefekt $\rightarrow$ světlo se pohlcuje v kvantech. Lze tak vysvětlit, proč:

1) Pro vlnovou délku větší než prahová hodnota fotoefekt nenastane bez ohledu na intenzitu

2) Pro vlnovou délku kratší než prahová je fotoefekt i pro minimální intenzity

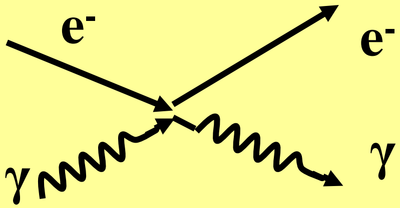
Energie elektronu: $E_{kin} = h\nu - B_e$



Rentgenka: proud urychlených elektronu dopadající na destičku produkuje elektromagnetické záření v rentgenovské oblasti - charakteristické rentgenovské záření (čáry dané přechody elektronů v atomech) a obrácený fotoefekt, brzdné záření (spojité spektrum s hraniční minimální vlnovou délkou)

3) Comptonův rozptyl – světlo se šíří v kvantech

Rozptyl fotonů na elektronech – fotony se chovají jako kvanta (částice) s energií:

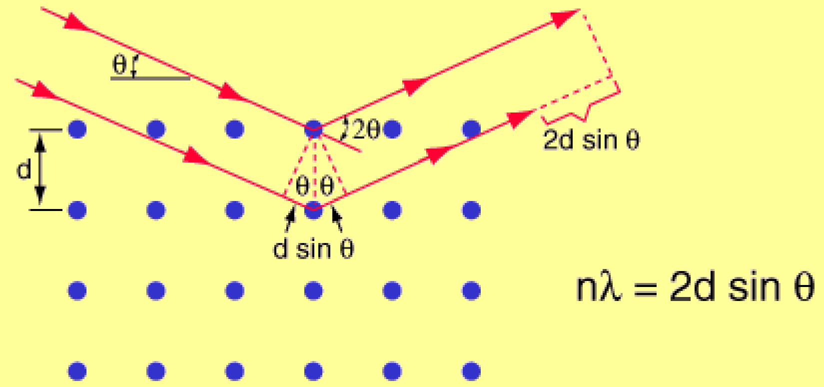


$$E = h\nu$$

Vlnové vlastnosti částic

Rozptyl elektronů na mříži

Braggův zákon: $n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin \Theta$

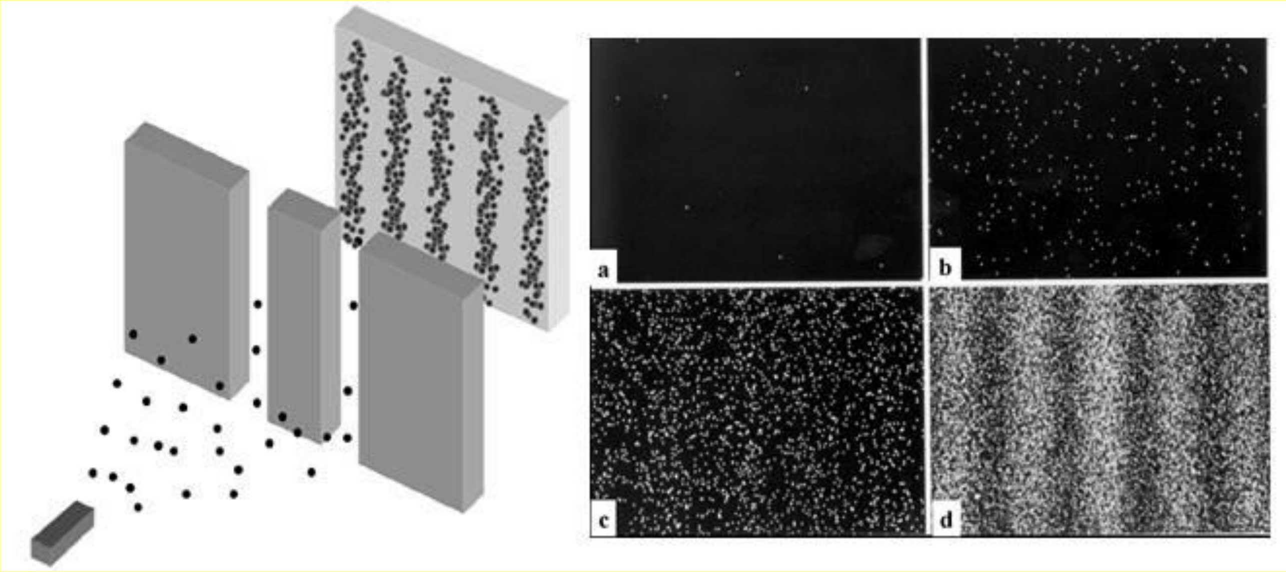


d – mřížková konstanta
λ – vlnová délka záření
n – difrakční řád

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}\boxed{\sqrt{\left(1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right)}}$$

Relativistické chování

Interference probíhá i v případě, když elektrony prolétají mříží po jednom



Interference pozorována i pro těžší částice: Neutrony, atomy helia i molekuly fullerenu C_{60}

Bohrův model atomu

Ruthefordův experiment → malé těžké jádro a oblak elektronů

Nutnost vysvětlit, proč elektrony na orbitě okolo jádra nevyzařují elmg. záření a nespadnou na ně

Bohrův model – tři základní předpoklady:

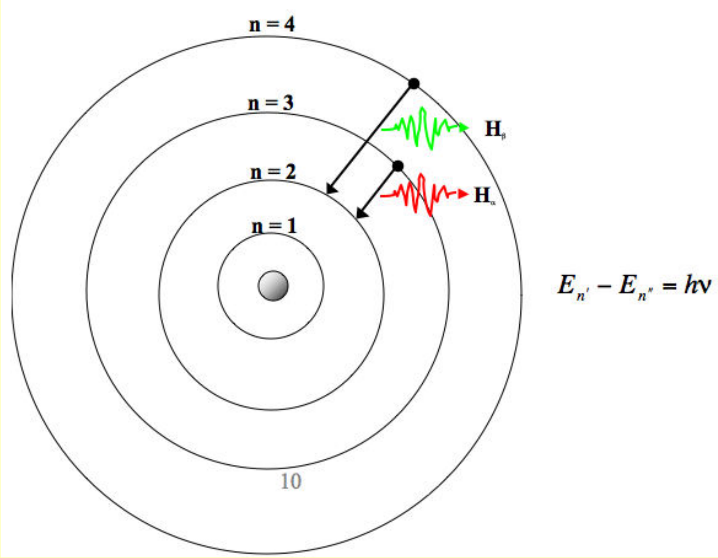
1) Elektrony obíhají kolem atomu po kruhové dráze
2) Stabilní dráhy bez vyzařování jsou pouze speciální. Ty pro něž je de Broglieho vlnová délka elektronu celočíselným násobkem obvodu kruhové dráhy
3) Elektron může vyzařovat nebo pohlcovat fotony pouze s energií, která je rozdílem mezi těmito stabilními drahami

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \qquad n\lambda = 2\pi r_n \Rightarrow r_n = \frac{nh}{2\pi mv} = \frac{n\hbar}{mv}$$

$$F_{od} = m\cdot\frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{r^2} = F_e$$

$$m\cdot v^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{n\hbar}mv$$

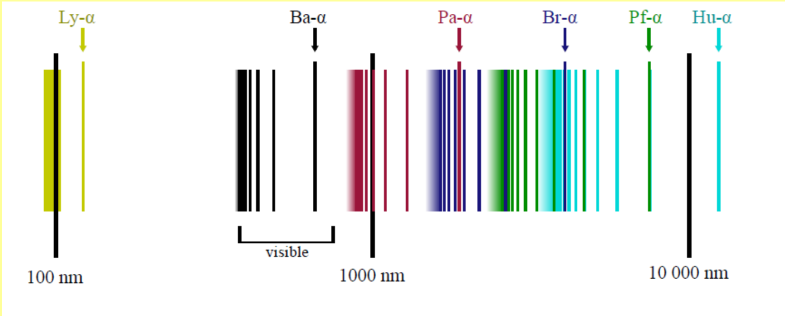
$$v = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{n\hbar} \Rightarrow E_{kin} = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}\cdot\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\cdot\left(\frac{Ze^2}{n\hbar}\right)^2$$



$$\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{\hbar c} \Rightarrow \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = \alpha\cdot\hbar c$$ $\alpha = 1/137$ $m_e c^2 = 0{,}511$ MeV $\hbar c = 197$ eV·nm

$$E_{kin} = \frac{m}{2}\cdot\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\cdot\left(\frac{Ze^2}{n\hbar}\right)^2 = \frac{mc^2}{2}\cdot\left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c}\right)^2\cdot\left(\frac{1}{n}\right)^2 = \frac{mc^2}{2}\cdot(Z\alpha)^2\cdot\left(\frac{1}{n}\right)^2$$

$$v = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{n\hbar} = Z\,\alpha\cdot c\frac{1}{n} \Rightarrow \beta = \frac{v}{c} = \frac{Z}{137}\cdot\frac{1}{n}$$



Bohrův poloměr

$$r_n = \frac{n\hbar}{mv} = \frac{n^2\hbar c}{mc^2 Z\alpha}$$ $$r_0 = \frac{\hbar c}{mc^2\alpha} = 0{,}052 \text{ nm}$$

$$E_{pot} = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2\,mc^2Z\alpha}{\hbar c}\cdot\left(\frac{1}{n}\right)^2 = -mc^2\cdot(Z\alpha)^2\cdot\left(\frac{1}{n}\right)^2$$

$$E = E_{pot} + E_{kin} = \frac{mc^2}{2}\cdot(Z\alpha)^2\cdot\left(\frac{1}{n}\right)^2 - mc^2\cdot(Z\alpha)^2\cdot\left(\frac{1}{n}\right)^2 = -\frac{mc^2}{2}\cdot(Z\alpha)^2\cdot\left(\frac{1}{n}\right)^2$$

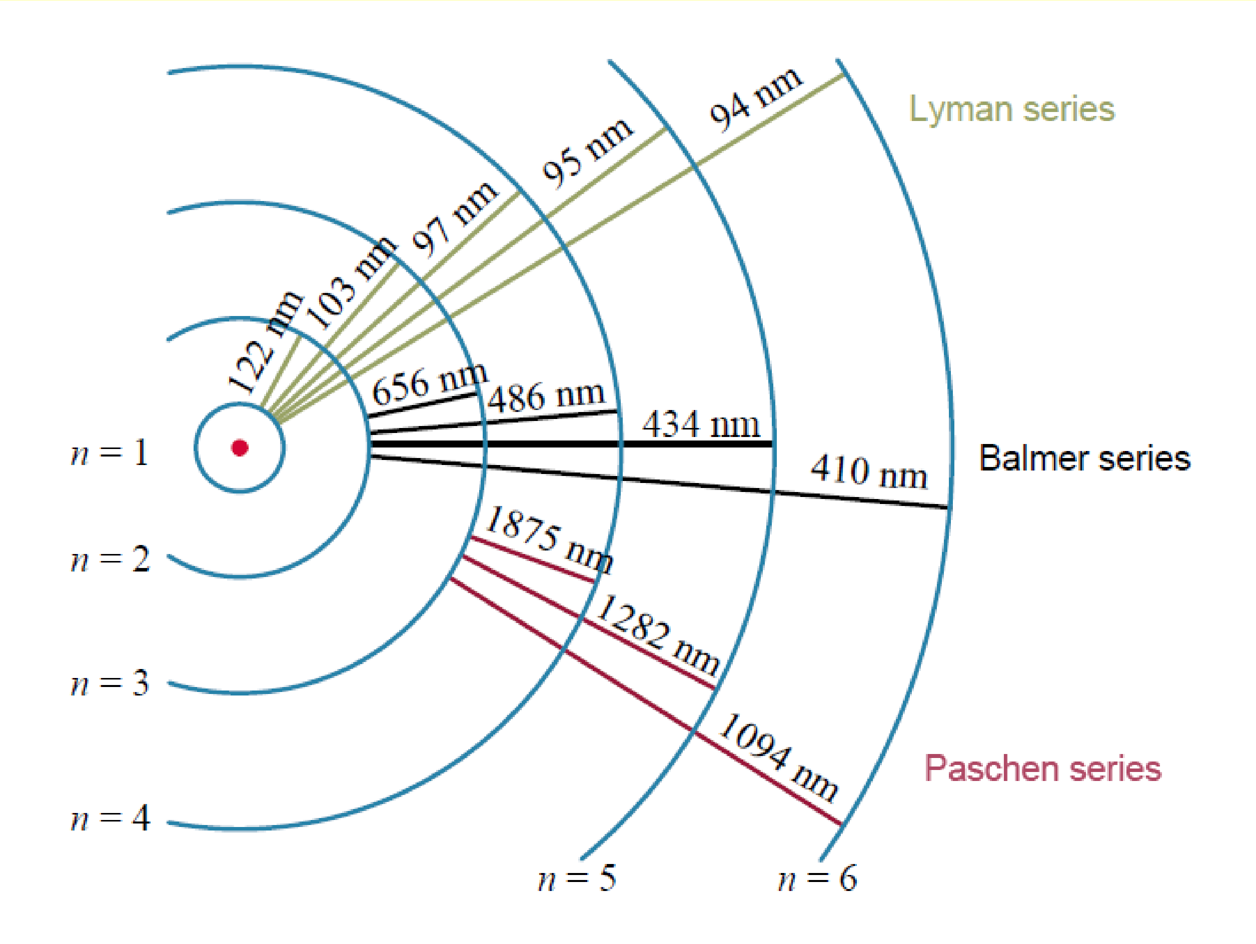
$E_{pot} = -2\cdot E_{kin}$

$$h\nu = E_{n1} - E_{kn2} = \frac{mc^2}{2}\cdot(Z\alpha)^2\cdot\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right]$$

Rydbergova konstanta R

Vodík:

$$h\nu = E_{n1} - E_{kn2} = \boxed{\frac{mc^2}{2}\cdot(\alpha)^2}\cdot\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right] = \frac{511000\ eV}{2}\cdot\left(\frac{1}{137}\right)^2\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right] = 13{,}613\ \text{eV}\cdot\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right]$$



$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{\frac{mc^2}{2}\cdot(\alpha)^2}\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right]^{-1} = \frac{4\pi\hbar c}{mc^2(\alpha)^2}\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right]^{-1} = 90{,}97\ \mathrm{nm}\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right]^{-1}$$

Rydbergova konstanta: $\mathbf{R = 1{,}099\cdot 10^7\ m^{-1}}$

Franckův Hertzův pokus

Potvrzení kvantové povahy energie elektronů vázaných v atomu

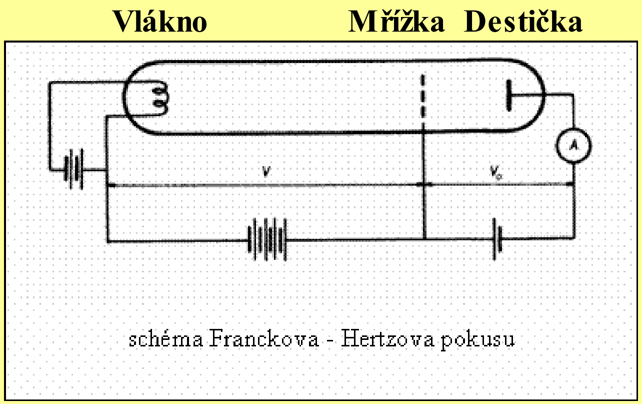
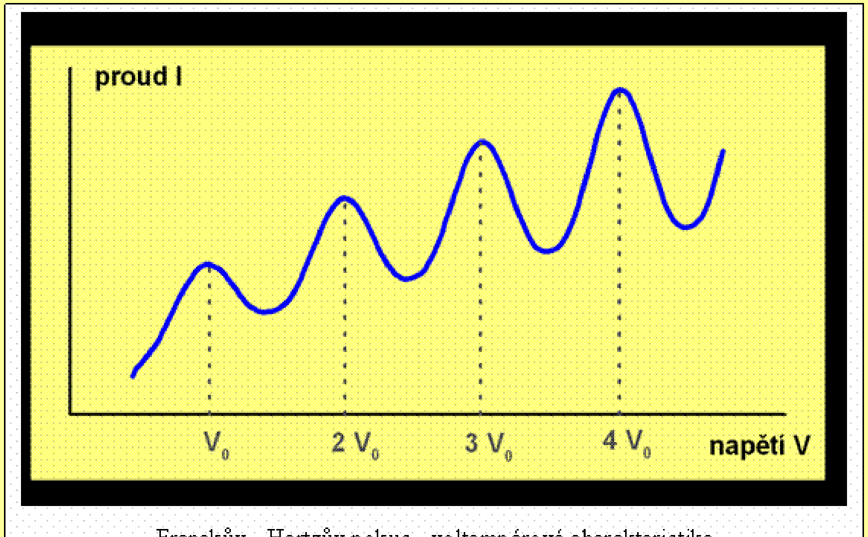


schéma Franckova - Hertzova pokusu

Vysoké napětí **V**, slabé brzdící napětí V_0

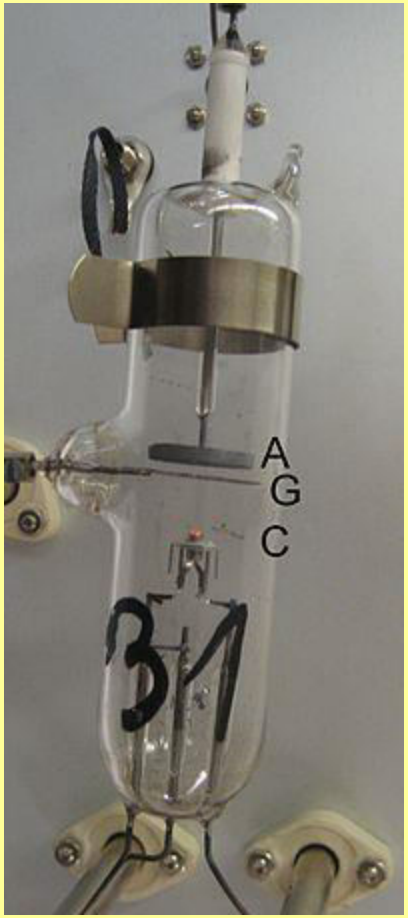
Trioda – žhavená katoda produkuje elektrony a ty jsou urychlovány v prostředí rtuťových par



Franckův - Hertzův pokus - voltampérová charakteristika

Klasicky – bude pozvolný růst a nemohou vzniknout maxima

Bohrův model – maxima vznikají vyražením dalších elektronů – energie vyšší než jejich vazebná



Konkrétní trioda použitá Franckem a Hertzem

Princip korespondence u Bohrova modelu atomu

Mezi kvantovou a klasickou fyzikou by měl platit princip korespondence. Platí i pro Bohrův model?

Připomínka: Pro elektron v atomu vodíku platí: $\mathbf{F_{od}} = \mathbf{m}\cdot\frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{r^2} = \mathbf{F_e}$

$$\mathbf{v}^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{mr} \Rightarrow \mathrm{v} = \frac{e}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0 mr}}$$

Frekvence oběhu elektronu: $\mathbf{f} = \frac{v}{2\pi r} = \frac{e}{2\pi\sqrt{4\pi\varepsilon_0 mr^3}}$

Zároveň pro poloměr platí: $\mathbf{r_n} = \frac{n^2\hbar c}{mc^2\alpha}$

Dosadíme do frekvence za $r = r_n$: $\mathbf{f} = \frac{\alpha^2 mc^2}{4\pi\hbar}\frac{2}{n^3} = \frac{R}{h}\frac{2}{n^3}$

Frekvence vyzařovaného záření z Bohrova modelu: $\boldsymbol{\nu} = \frac{R}{h}\left[\left(\frac{1}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2\right] = \frac{R}{h}\frac{2p}{n^3}$

$\mathbf{n_2 = n}$
$\mathbf{n_1 = n + p}$

$n \rightarrow \infty$

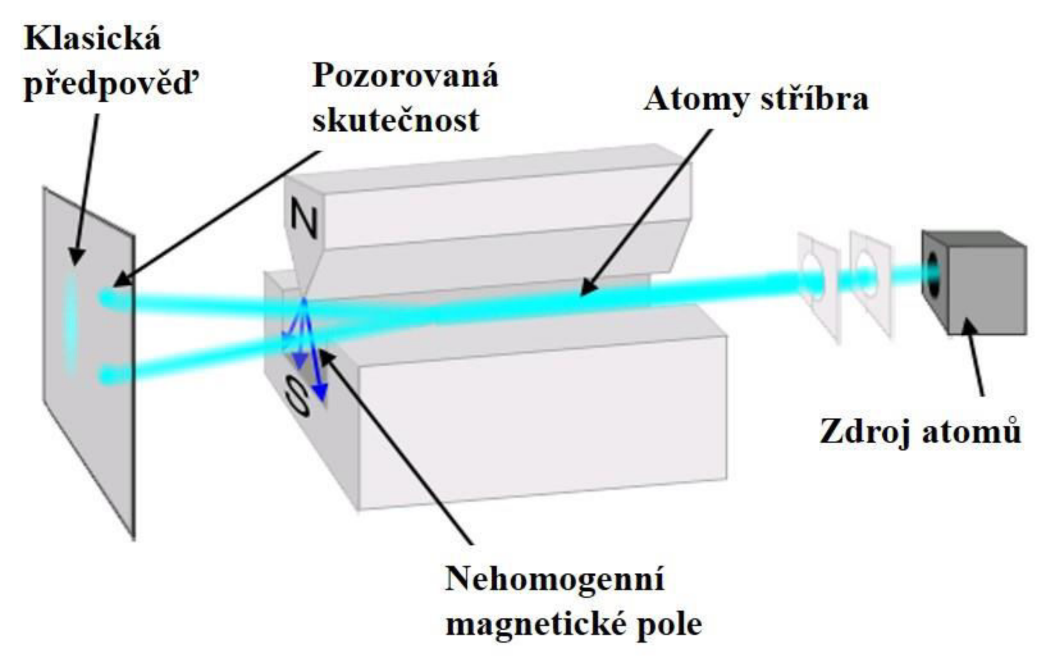
$$\left[\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \left(\frac{1}{n+p}\right)^2\right] = \frac{2p(n+p)}{n^2(n+p)^2} = \frac{2p}{n^2(n+p)} = \frac{2p}{n^3}$$

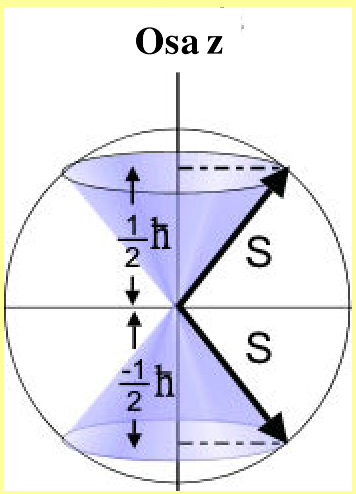
f = ν **stejný výsledek u vyzařování elektronu pro klasickou představu a Bohrův model pro dráhy velmi vzdálené od jádra**

Magnetický dipólový moment elektronu (atomu)

Prokázání existence vnitřního momentu částic - spinu

Pohyb neutrální částice nebo atomu v nehomogenním magnetickém poli





$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{\hbar}{2}$$

Prokázání existence diskrétních hodnot spinu a principu neurčitosti pro složky momentu hybnosti (lze určit zároveň pouze jednu a velikost momentu hybnosti – měření v z-ose zničí informaci o složce x a y)

Popis vlnové funkce $$|\psi\rangle = c_1 \left|\psi_{j=+\frac{\hbar}{2}}\right\rangle + c_2 \left|\psi_{j=-\frac{\hbar}{2}}\right\rangle$$

Možnost přechodu mezi různými projekcemi spinu pomocí vysokofrekvenčního pole

Kinematika srážkových procesů

1) Úvod - srážkové a rozpadové procesy

2) Rutherfordův rozptyl (Rutherfordův experiment ze všech stran).

3) Zákony zachování energie a hybnosti.

4) Laboratorní a těžišťová soustava.

5) Energie reakce, energie rozpadu.

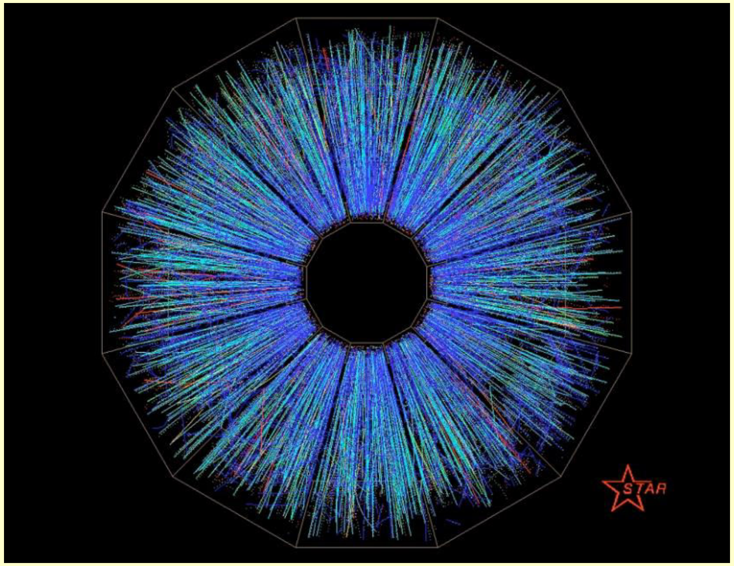
6) Srážkový diagram hybností

7) Nerelativistický, relativistický a ultrarelativistický přístup.

8) Relativistické invariantní kinematické proměnné.

9) Ultrarelativistický přístup –rapidita

10) Transformace kinematických veličin a účinného průřezu z laboratorní soustavy do těžišťové a naopak



Úvod

Zkoumání srážek a rozpadů jader a elementárních částic – hlavní metoda zkoumání vlastností mikrosvěta.

Pružný rozptyl – během něho se nemění vnitřní pohybový stav zúčastněných částic → při rozptylu nedochází k excitaci či deexcitaci částic a jejich klidové hmotnosti se nemění.

Nepružný rozptyl – během něho se vnitřní pohybový stav částic mění (jsou excitovány), ale nedochází k přeměně částic.

Hluboce nepružný rozptyl – dochází k velmi silné excitaci částic → velká přeměna kinetické energie na excitační energii.

Jaderná reakce (reakce elementárních částic) – jaderná přeměna vyvolaná vnějším zásahem. Dochází jak ke změně struktury zúčastněných jader (částic) tak ke změně pohybového stavu. Řadíme mezi ně i zmíněné rozptyly. Jaderné reakce můžeme dělit podle různých kriterií:

Podle průběhu (štěpná jaderná reakce, jaderná syntéza, reakce přenosu nukleonu …)

Podle účastníků srážky (fotojaderné reakce, reakce těžkých iontů, reakce indukované protony, reakce produkce neutronů …)

Podle energie reakce (exoenergetické, endoenergetické reakce)

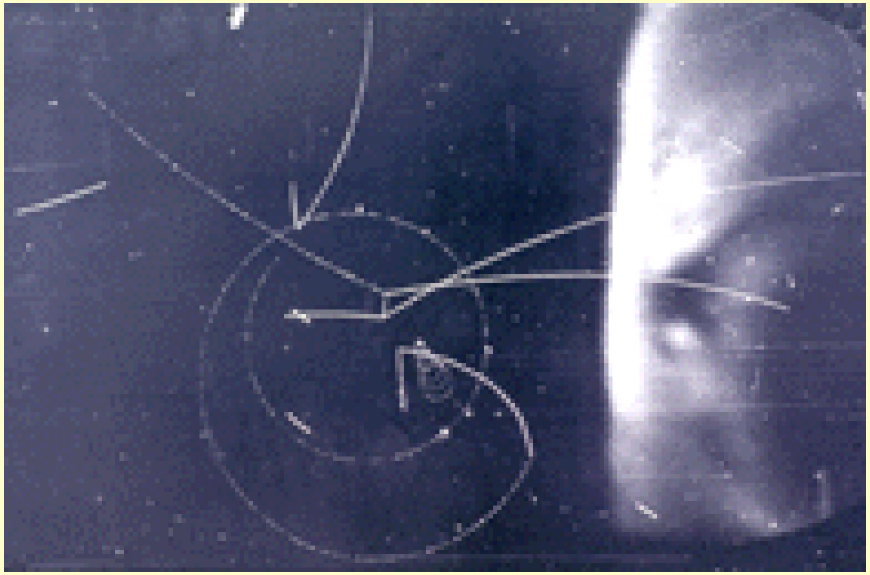
Podle energie nalétávajících částic (nízkoenergetické, vysoko-energetické, relativistické srážky, ultrarelativistické …)

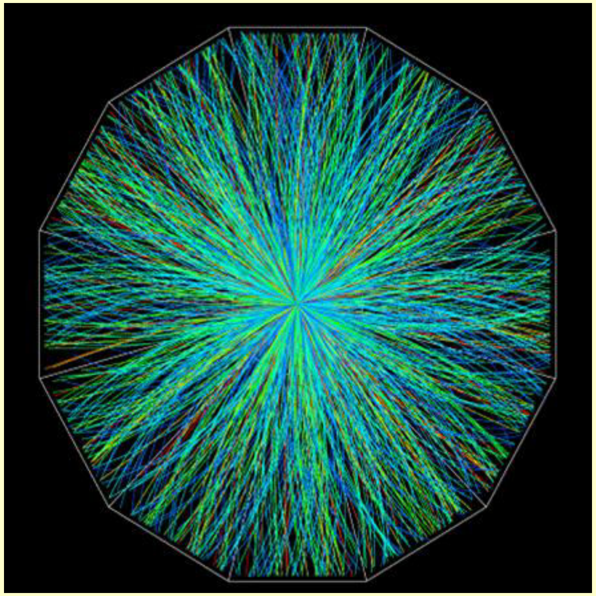
Jaderný rozpad (radioaktivita) – samovolná (ne vždy – indukovaný rozpad) jaderná přeměna spojená s produkcí částic.

Rozpad elementárních částic - totéž pro elementární částice

Kinematikou procesu nazýváme množinu hmotností, energií a hybností objektů účastnících se srážky či rozpadu. Ne všechny kinematické veličiny jsou nezávislé. Závislosti jsou určovány **zákony zachování**, z nichž jsou pro kinematiku nejdůležitější **zákon zachování energie** a **zákon zachování hybnosti**

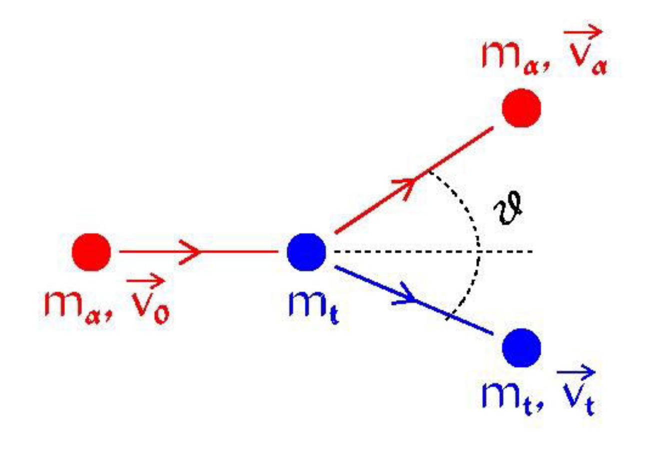
Při určování kinematických veličin jsou důležité **transformace mezi různými souřadnými soustavami** a veličiny, které se při těchto transformacích zachovávají (**invariantní proměnné**).





Rutherfordův rozptyl

Terč: tenká folie z těžkých jader (například zlata)



Svazek: kolimované nízkoenergetické částice α
s rychlostí $v = v_0 << c$, po rozptylu $v = v_\alpha << c$

Nezapočtení charakteru interakcí a struktury objektů

Zákon zachování hybnosti: $$m_\alpha \vec{v}_0 = m_\alpha \vec{v}_\alpha + m_t \vec{v}_t \quad \text{.. (1.1)}$$

a tedy: $$\vec{v}_0 = \vec{v}_\alpha + \frac{m_t}{m_\alpha}\vec{v}_t \quad \text{..... (1.1a)}$$

umocníme: $$v_0^2 = \left(v_\alpha^2 + 2\frac{m_t}{m_\alpha}\vec{v}_\alpha \cdot \vec{v}_t + \left(\frac{m_t}{m_\alpha}\right)^2 v_t^2 \right) \quad \text{..... (1.1b)}$$

Zákon zachování energie: $$\frac{1}{2}m_\alpha v_0^2 = \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2}m_t v_t^2 \quad \text{(1.2)}$$ **a tedy:** $$v_0^2 = v_\alpha^2 + \frac{m_t}{m_\alpha}v_t^2 \quad \text{.. (1.2b)}$$

Porovnáním rovnic (1.1b) a (1.2b) dostaneme: $$v_t^2\left(1 - \frac{m_t}{m_\alpha}\right) = 2\vec{v}_\alpha \cdot \vec{v}_t \quad \text{............ (1.3)}$$

Pro skalární součin vektorů platí $\vec{a}\cdot\vec{b} = |\vec{a}||\vec{b}|\cos\vartheta$ **takže dostaneme**

Připomínka rovnice (1.3) $v_t^2\left(1-\frac{m_t}{m_\alpha}\right)=2\vec{v}_\alpha\cdot\vec{v}_t=2\cdot|\vec{v}_\alpha|\cdot|\vec{v}_t|\cdot\cos\vartheta$

Je-li $m_t \ll m_\alpha$:

Levá strana rovnice (1.3) kladná → z pravé plyne, že terč i α se pohybují po rozptylu v původním směru → jen malé odchylky α částice

Je-li $m_t \gg m_\alpha$:

Levá strana rovnice (1.3) záporná → z pravé plyne velký úhel mezi α a odraženým jádrem terče → velký úhel rozptylu částice α

Konkrétní příklad rozptylu na atomu zlata:

$$m_\alpha \cong 3{,}7\cdot 10^3\ \mathrm{MeV/c^2},\ m_e \cong 0{,}51\ \mathrm{MeV/c^2}\ \text{a}\ m_{Au} \cong 1{,}8\cdot 10^5\ \mathrm{MeV/c^2}$$

1) Jestliže $m_t = m_e$, pak $m_t/m_\alpha \cong 1{,}4\cdot 10^{-4}$:

Připomínka rovnice (1.2b):

$$v_0^2 = v_\alpha^2 + \frac{m_t}{m_\alpha}v_t^2$$

Z rovnice (1.3) dostaneme: $v_e = v_t = 2v_\alpha\cos\vartheta \le 2v_\alpha$
Z rovnice (1.2b) dostaneme: $v_\alpha \cong v_0$

Pak pro velikosti hybností platí: $m_e v_e = m_\alpha (m_e/m_\alpha)\, v_e \le m_\alpha \cdot 1{,}4\cdot 10^{-4}\cdot 2v_\alpha \cong 2{,}8\cdot 10^{-4} m_\alpha v_0$

Maximální hybnost přenesená na elektron je $\le 2{,}8\cdot 10^{-4}$ původní hybnosti a jen o adekvátní (tedy zanedbatelnou) část hybnosti se zmenší hybnost částice α .

Maximální úhlová odchylka ϑ_α částice α nastane, jestliže celá změna hybnosti elektronu i α jde do směru kolmého. Pak ($\vartheta_\alpha \to 0$):

$$\vartheta_\alpha\,[\mathrm{rad}] \cong \tan\vartheta_\alpha = m_e v_e / m_\alpha v_0 \le 2{,}8\cdot 10^{-4} \to \vartheta_\alpha \le 0{,}016^\circ$$

Připomínka rovnice (1.3) $v_t^2\left(1-\dfrac{m_t}{m_\alpha}\right)=2\vec{v}_\alpha\cdot\vec{v}_t=2\cdot|\vec{v}_\alpha|\cdot|\vec{v}_t|\cdot\cos\vartheta$

Připomínka rovnice (1.2b): $v_0^2=v_\alpha^2+\dfrac{m_t}{m_\alpha}v_t^2$

2) Jestliže $m_t = m_{Au}$, pak $m_{Au}/m_\alpha \cong 49$

Z rovnice (1.3) dostaneme pro velikost rychlosti: $v_{Au} = v_t = 2(m_\alpha/m_t)v_\alpha|\cos\vartheta| \le 2(m_\alpha v_\alpha)/m_t$

Dosadíme tuto maximální možnou rychlost v_t do (1.2b) dostaneme: $v_\alpha \cong v_0$

neboť: $$v_0^2=v_\alpha^2+\frac{m_t}{m_\alpha}v_t^2=v_\alpha^2+\frac{m_t}{m_\alpha}\left(\frac{2m_\alpha v_\alpha}{m_t}\right)^2=v_\alpha^2+\frac{4m_\alpha}{m_t}v_\alpha^2=v_\alpha^2$$

Pak pro velikosti hybností platí: $m_{Au}v_{Au} \le 2m_\alpha v_\alpha \cong 2m_\alpha v_0$

Maximální hybnost přenesená na jádro Au je dvojnásobek původní hybnosti a částice α může být odražena zpět z původní velikostí hybnosti (rychlosti).

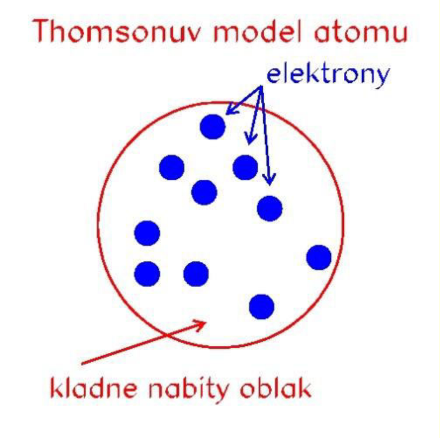
Maximální úhlová odchylka ϑ_α částice α bude až 180°.

Plně odpovídá Rutherfordovu experimentu a modelu:

1) Slabě odchýlené α - rozptyl na elektronech
2) α rozptýlené na velké úhly – rozptyl na hmotném jádře

Pozor připomenutí!!: předpokládali jsme objekty podobné bodovým a neuvažovali charakter sil.

Zahrneme charakter síly – centrální odpudivé elektrické pole:

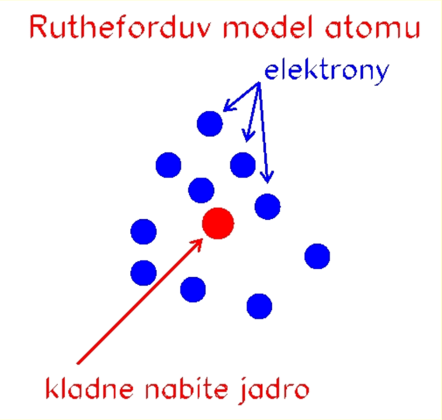


Thomsonův model - kladně nabitý oblak s poloměrem atomu R_A :

Intenzita elektrického pole vně: $$E(r \geq R_A) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}$$

Intenzita elektrického pole uvnitř: $$E(r \leq R_A) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Qr}{R_A^3}$$

Nejsilnější pole je na povrchu oblaku a síla působící na částici α ($Q_\alpha = 2e$) je: $$F_{MAX} = 2eE(r = R_A) = \frac{2eQ}{4\pi\varepsilon_0 R_A^2}$$



Tato síla rychle klesá se vzdáleností a působí po dráze $L \approx 2R_A \rightarrow \Delta t = L/v_0 \approx 2R_A/v_0$. Výsledná změna hybnosti částice α = udělený příčný impuls:

$$\Delta p_\alpha = F_{MAX}\Delta t \approx \frac{4eQ}{4\pi\varepsilon_0 R_A v_0}$$

Maximální úhel je: $$\tan\vartheta_\alpha \leq \Delta p_\alpha / p_\alpha \approx \frac{4eQ}{4\pi\varepsilon_0 R_A m_\alpha v_0^2}$$

Dosadíme za $R_A \approx 10^{-10}$m, $v_0 \approx 10^7$ m/s, Q = 79e (Thomsonův mod.):
$\vartheta_\alpha[\mathrm{rad}] \approx \tan\vartheta_\alpha \leq 2{,}7\cdot10^{-4} \rightarrow \vartheta_\alpha \leq 0{,}015^\circ$ jen velmi malé úhly.

Uděláme odhad pro Rutherfordův model:

Dosadíme za $R_A = R_J \approx 10^{-14}$m (pouze kvalitativní odhad):
$\tan\vartheta_\alpha \leq\approx 2{,}7 \rightarrow \vartheta_\alpha \leq\approx 70^\circ \rightarrow$ i velmi velké úhly rozptylu.

Možnost dosažení velkých odchylek mnohonásobným rozptylem

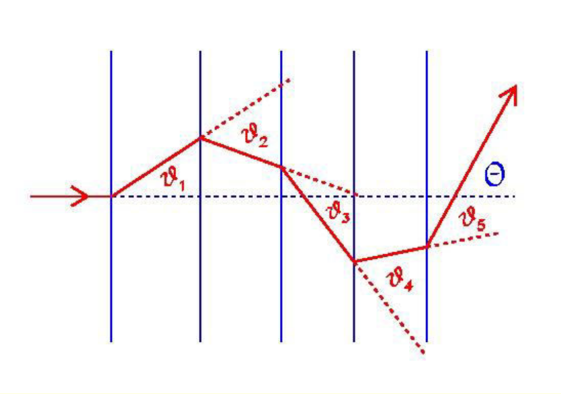
Folie v experimentu měla 10^4 atomových vrstev. Předpokládejme:

1) **Thomsonův model (rozptyl na elektronu nebo na kladně nabitém oblaku)**
2) **Jeden rozptyl v každé atomové vrstvě**
3) **Střední hodnota velikosti jedné odchylky $\vartheta_\alpha \approx 0{,}01^o$. Buď na elektronu nebo na kladně nabitém oblaku**

Střední hodnota celkové velikosti odchylky po N rozptylech je (odchylky jsou do všech směrů, proto se musí vycházet z kvadrátů):

$$\overline{\Theta^2} = \overline{\left(\sum_{i=1}^{N} \vartheta_i\right)^2} = \sum_{i=1}^{N} \overline{\vartheta_i^2} = N\overline{\vartheta^2} \quad \rightarrow \quad \left|\Theta\right| = \sqrt{N} \cdot \left|\vartheta\right| \quad \text{........} \quad (1)$$

Odvodíme vztah (1). Rozptyl se odehrává se v prostoru, ale pro jednoduchost dokumentujme úlohu na dvojrozměrném příkladu:



Mnohonásobný rozptyl částic

V daném případě jsou odchylky ϑ_i jak v kladném tak záporném směru statisticky rozděleny podle Gaussova normálního rozdělení. Takže střední hodnota odchylky částice od původního směru je rovna nule:

$$\overline{\Theta} = \overline{\sum_{i=1}^{N} \vartheta_i} = \sum_{i=1}^{N} \overline{\vartheta_i} = 0$$

Rozptyl na každé atomové vrstvě je stejného typu: $\overline{\vartheta_i} = \overline{\vartheta} \qquad \overline{\vartheta_i^2} = \overline{\vartheta^2}$

Pak můžeme odvodit uvedený vztah (1):

$$\overline{\left(\sum_{i=1}^{N} \vartheta_i\right)^2} = \overline{\left(\sum_{i=1}^{N} \vartheta_i^2 + 2\sum_{i=1}^{N-1}\sum_{j=i+1}^{N} \vartheta_i \vartheta_j\right)} = \sum_{i=1}^{N} \overline{\vartheta_i^2} + 2\sum_{i=1}^{N-1}\sum_{j=i+1}^{N} \overline{\vartheta_i \vartheta_j} = \sum_{i=1}^{N} \overline{\vartheta_i^2} = N\overline{\vartheta^2}$$

Neboť pro dvě vzájemně nezávislé náhodné veličiny a a b z Gaussým rozdělením platí:

$$\bar{a} \cdot \bar{b} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} a_i \frac{1}{M}\sum_{j=1}^{M} b_i = \frac{1}{N \cdot M}\sum_{i=1}^{N} a_i \sum_{j=1}^{M} b_i = \frac{1}{N \cdot M}\sum_{k=1}^{N \cdot M} (ab)_k = \overline{ab}$$

A platí tedy i již uvedené: $\overline{|\Theta|} = \sqrt{N} \cdot \overline{|\vartheta|}$

Dosadíme za N zmíněných 10^4 a střední odchylku ϑ hodnotu $0{,}01^o$. Střední hodnota velikosti odchylky po mnohonásobném rozptylu v experimentech Geigera a Marsdena nám pak vychází ≈ 1^o. Hodnota blízká této hodnotě byla opravdu naměřena.

V experimentu se určité velmi malé procento částic odchylovalo o více než 90^o (jedna na každých 8000 částic). Určeme pravděpodobnost $P(\geq\Theta)$, že se díky mnohonásobnému rozptylu objeví velikost odchylky větší než Θ.

Nejdříve si všimněme, že i kdyby všechny odchylky byly velikosti střední odchylky a v jednom směru, bude konečný úhel ~100^o (zdůrazněme předpoklad → každý rozptyl je o úhel rovný střední hodnotě). Pravděpodobnost toho je $P = (1/2)^N = (1/2)^{10000} = 10^{-3010}$. Korektním výpočtem dostaneme:

$P(\geq \Theta) = e^{-\left(\Theta/\overline{\Theta}\right)^2}$ **Dosadíme:** $P(\geq 90^o) = e^{-\left(90^o/1^o\right)^2} = e^{-8100} = 10^{-3500}$

Jasný rozpor s experimentem – Thomsonův model je třeba zavrhnout

Odvození Rutherfordova vzorce pro rozptyl:

Předpoklady:

1) Částice α i atomové jádro považujeme za hmotné body a bodové náboje.
2) Mezi částicí a jádrem působí pouze elektrická repulzní síla – započítáváme i dynamiku.
3) Jádro je ve srovnání s částicí tak masivní, že se nepohybuje.

Působící síla: Nabité částice s nábojem **Ze** produkují coulombovský potenciál: $U(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze}{r}$

Dvě nabité částice s náboji **Ze** a **Z'e** ve vzdálenosti $r = |\vec{r}|$

na sebe působí silou, která dává přírůstek k potenciální energii : $V(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{ZZ'e^2}{r}$

Coulombovská síla je:

1) Konservativní – síla je gradientem potenciální energie: $\vec{F}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}V(\vec{r})$

2) Centrální : $V(\vec{r}) = V(|\vec{r}|) = V(r)$

Velikost coulombovské síly je $F(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{ZZ'e^2}{r^2}$ a působí ve směru spojnice částic.

Elektrostatická síla je tedy úměrná **$1/r^2$** $\rightarrow$ dráha částic α tvoří hyperbolu s jádrem ve vnějším ohnisku.

Definujme:

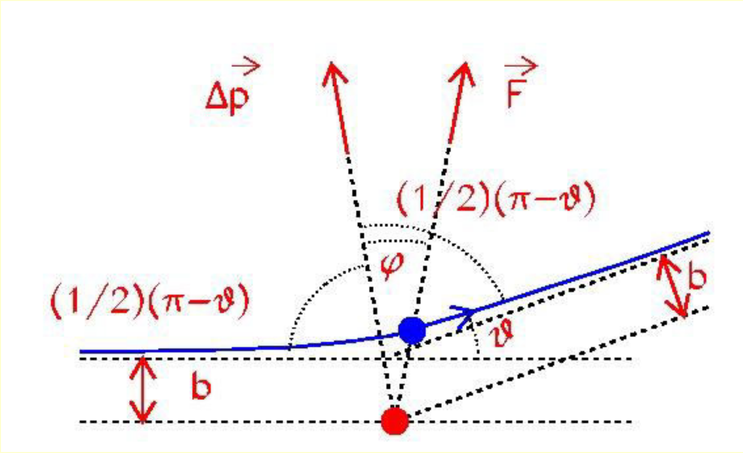
Parametr srážky b – minimální vzdálenost, na kterou by se částice α přiblížila k jádru, kdyby mezi nimi neexistovaly žádné síly.

Úhel rozptylu ϑ - úhel mezi asymptotickými směry příletu a odletu částice α.

Nejdříve najdeme vztah mezi b a ϑ :

Jádro udělí částici α impuls $\int \vec{F}dt$ → změní se její hybnost z počáteční hodnoty p_0 na konečnou hodnotu p_α:

$$\Delta\vec{p} = \vec{p}_\alpha - \vec{p}_0 = \int \vec{F}dt \qquad \text{.......................} \ (1)$$



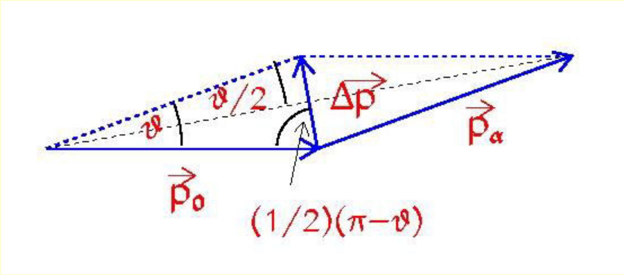
Geometrie Ruthefordova rozptylu.

Z předpokladu o nehybnosti jádra plyne, že kinetická energie a velikosti hybností částice α před, v průběhu a po rozptylu jsou stejné:

$$p_0 = p_\alpha = m_\alpha v_0 = m_\alpha v_\alpha$$

Z obrázku je vidět, že:

$$\frac{1}{2}\Delta p = m_\alpha v_0 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \rightarrow \Delta p = 2m_\alpha v_0 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \qquad \text{...........} \ (2)$$



Hybnosti v Ruthefordově rozptylu:

Protože je impuls ve stejném směru jako změna hybnosti, platí:

$$\int F \cdot \cos\varphi \cdot dt \qquad \text{...............................} \ (3)$$

kde φ je okamžitý úhel mezi $\vec{F}$ a $\Delta\vec{p}$ podél dráhy částice.

Dosadíme (2) a (3) do (1): $$2m_\alpha v_0 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \int_0^\infty F\cdot\cos\varphi\, dt \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(4)$$

Změníme integrační proměnou z t na φ: $$2m_\alpha v_0 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \int_{-(1/2)(\pi-\vartheta)}^{+(1/2)(\pi-\vartheta)} F\cdot\cos\varphi\cdot\frac{dt}{d\varphi}d\varphi \qquad \ldots\ldots\ldots(5)$$

Kde dφ/dt je úhlová rychlost částice α kolem jádra. Elektrostatické působení jádra na částici podél vektoru spojnice → $\vec{r}\times\vec{F}=0$ → nepůsobí žádný silový moment → moment hybnosti se nemění (jeho počáteční hodnota je $m_\alpha v_0 b$) a je spojen s úhlovou frekvencí $\omega_\alpha = d\varphi/dt$ → $m_\alpha \omega_\alpha r^2$ = konst = = $m_\alpha r^2 (d\varphi/dt) = m_\alpha v_0 b$

tedy: $$\frac{dt}{d\varphi} = \frac{r^2}{v_0 b}$$

dosadíme za dt/dφ do (5): $$2m_\alpha v_0^2 b\cdot\sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \int_{-(1/2)(\pi-\vartheta)}^{+(1/2)(\pi-\vartheta)} Fr^2\cos\varphi\cdot d\varphi \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ (6)$$

Dosadíme za elektrostatickou sílu F (Z_α=2): $$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Ze^2}{r^2}$$

Dostaneme: $$\int_{-(1/2)(\pi-\vartheta)}^{+(1/2)(\pi-\vartheta)} Fr^2\cos\varphi\cdot d\varphi = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\int_{-(1/2)(\pi-\vartheta)}^{+(1/2)(\pi-\vartheta)}\cos\varphi\cdot d\varphi = \frac{Ze^2}{\pi\varepsilon_0}\cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$$

neboť platí: $$\int_{-(1/2)(\pi-\vartheta)}^{+(1/2)(\pi-\vartheta)}\cos\varphi\cdot d\varphi = \left[\sin\varphi\right]_{-(1/2)(\pi-\vartheta)}^{+(1/2)(\pi-\vartheta)} = 2\sin\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\vartheta}{2}\right) = 2\cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$$

Dosadíme do rovnice (6): $$2m_\alpha v_0^2 b\cdot\sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{Ze^2}{\pi\varepsilon_0}\cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$$

Úhel rozptylu ϑ souvisí se srážkovým parametrem b vztahem: $$\mathrm{cotg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{2\pi\varepsilon_0 m_\alpha v_0^2 b}{Ze^2} = \frac{4\pi\varepsilon_0 E_{KIN}}{Ze^2}b \qquad \ldots\ (7)$$

Čím menší parametr srážky b, tím větší úhel rozptylu ϑ.

Zákony zachování energie a hybnosti

V kinematice jsou důležité právě tyto zákony zachování, které určují vztah mezi kinematickými veličinami. Pro izolovanou soustavu platí:

Zákon zachování celkové energie: $$\sum_{k=1}^{n_f} E_k = \sum_{j=1}^{n_i} E_j \qquad \sum_{k=1}^{n_f}\left(m_0c^2 + E_{KIN}\right)_k = \sum_{j=1}^{n_j}\left(m_0c^2 + E_{KIN}\right)_j$$

$$\sum_{k=1}^{n_f}\left(m_0c^2\right)_k + \sum_{k=1}^{n_f}\left(E_{KIN}\right)_k = \sum_{j=1}^{n_i}\left(m_0c^2\right)_j + \sum_{j=1}^{n_j}\left(E_{KIN}\right)_j \qquad M_0^f c^2 + E_{KIN}^f = M_0^i c^2 + E_{KIN}^i$$

Nerelativistické přiblížení ($m_0c^2 >> E_{KIN}$): $E_{KIN} = p^2/(2m_0)$

$$M_0^f c^2 = M_0^i c^2 \longrightarrow M_0^f = M_0^i$$

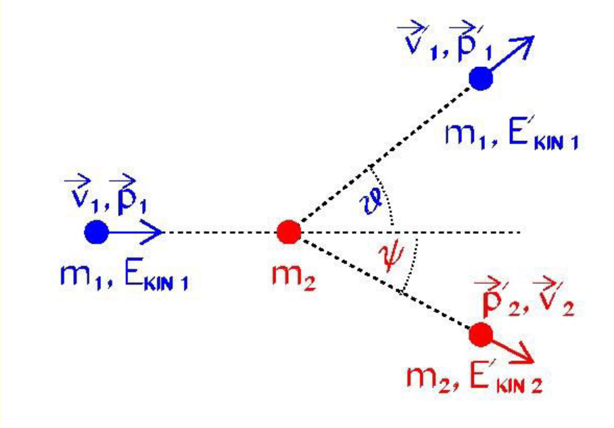
Pro pružný rozptyl platí zároveň: $$E_{KIN}^f = E_{KIN}^i \longrightarrow \sum_{k=1}^{n_f}\left(\frac{p^2}{2m_0}\right)_k = \sum_{j=1}^{n_i}\left(\frac{p^2}{2m_0}\right)_j$$

Ultrarelativistické přiblížení ($m_0c^2 << E_{KIN}$): $E \approx E_{KIN} \approx pc$

$$E^f = E^i \longrightarrow E_{KIN}^f = E_{KIN}^i \longrightarrow \sum_{k=1}^{n_f} p_k c = \sum_{j=1}^{n_i} p_j c \longrightarrow \sum_{k=1}^{n_f} p_k = \sum_{j=1}^{n_i} p_j$$

Zákon zachování celkové hybnosti: $$\sum_{k=1}^{n_f} \vec{p}_k = \sum_{j=1}^{n_i} \vec{p}_j$$

Pro pružný rozptyl dostaneme:



Ze zákona zachování hybnosti:

$$0 = p'_1 \sin\vartheta - p'_2 \sin\psi \quad \text{a} \quad p_1 = p'_1\cos\vartheta + p'_2\cos\psi$$

použitím kosinové věty dospějeme k: $p'^2_2 = p'^2_1 + p_1^2 - 2p_1p'_1\cos\vartheta$

Nerelativistickém přiblížení:

Ze zákona zachování energie: $\dfrac{p_1^2}{2m_1} = \dfrac{p'^2_1}{2m_1} + \dfrac{p'^2_2}{2m_2}$

Díky těmto rovnicím můžeme vždy eliminovat dvě proměnné. Většinou se neměří energie odražené částice E‘$_{KIN\,2}$ a úhel odrazu ψ. S uvedených rovnic pak dostaneme vztah pro zbývající kinematické proměnné:

$$p'^2_1\left(1+\frac{m_1}{m_2}\right) - p_1^2\left(1-\frac{m_1}{m_2}\right) - 2\frac{m_1}{m_2}p_1p'_1\cos\vartheta = 0 \qquad E'_{KIN1}\left(1+\frac{m_1}{m_2}\right) - E_{KIN1}\left(1-\frac{m_1}{m_2}\right) - 2\frac{m_1}{m_2}\sqrt{E_{KIN1}E'_{KIN1}}\cos\vartheta = 0$$

Ultrarelativistické přiblížení:

Ze zákona zachování energie: $p_1 = p'_1 + p'_2 \rightarrow p'^2_2 = p_1^2 + p'^2_1 - 2p_1p'_1$

Z tohoto vztahu a vztahu pro zachování hybnosti dostaneme: $\cos\vartheta \rightarrow 1$ **a tedy** $\vartheta \rightarrow 0$

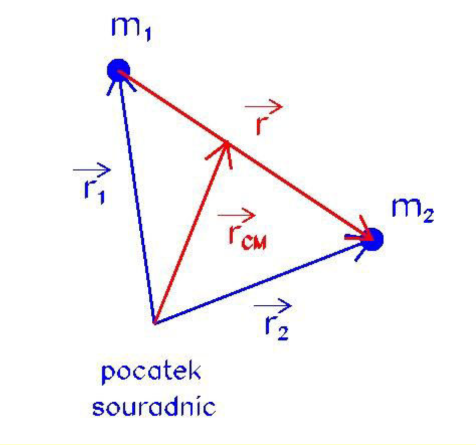
Laboratorní a těžišťová soustava

Nestudujeme pouze srážku částice s pevným centrem. V případě centrálního potenciálu lze i v případě komplikovanějším zjednodušit popis oddělením pohybu těžiště. Řešení úlohy pak provádíme ve výhodnější vztažné soustavě.

Laboratorní soustava – probíhá v ní experiment, měří se v ní veškeré kinematické veličiny. Z hlediska experimentu primární. Většinou je terčová částice v této soustavě v klidu (výjimkou jsou experimenty s vstřícnými svazky).

Těžišťová soustava – soustava v níž je těžiště v klidu a tedy celková hybnost částic nulová. Většinou nás zajímá relativní pohyb částic a ne pohyb celé soustavy jako celku, takže je použití této soustavy velmi výhodné.

Připomenutí zavedení těžiště: předpokládejme dvě částice (o hmotnosti m_1, m_2 a souřadnicích $\vec{r}_1, \vec{r}_2$) interagující vzájemně pouze centrálním potenciálem: $V\left(\left|\vec{r}_2 - \vec{r}_1\right|\right)$



$$\vec{r}_1 = r_1, \hat{r}_1 \qquad \vec{r}_2 = r_2, \hat{r}_2 \qquad \vec{r} = r, \hat{r} \qquad \vec{r}_{CM} = r_{CM}, \hat{r}_{CM}$$

Pohybové rovnice lze zapsat ve tvaru:

$$m_1 \ddot{\vec{r}}_1 = -\vec{\nabla}_1 V\left(\left|\vec{r}_2 - \vec{r}_1\right|\right) = \vec{F}_1(\vec{r}) \qquad m_2 \ddot{\vec{r}}_2 = -\vec{\nabla}_2 V\left(\left|\vec{r}_2 - \vec{r}_1\right|\right) = \vec{F}_2(\vec{r}) \qquad \ldots(1)$$

kde $\vec{\nabla}$ má ve sférických souřadnicích tvar ($\hat{r}_i, \hat{\vartheta}_i, \hat{\varphi}_i$ jsou příslušné jednotkové vektory):

$$\vec{\nabla}_i = \hat{r}_i \frac{\partial}{\partial r_i} + \frac{\hat{\vartheta}_i}{r_i} \frac{\partial}{\partial \vartheta_i} + \frac{\hat{\varphi}_i}{r_i \sin \vartheta_i} \frac{\partial}{\partial \varphi_i} \qquad \mathbf{i = 1,2}$$

Potenciální energie závisí pouze na vzájemné vzdálenosti částic.

Připomenutí rovnic (1):

$$m_1\ddot{\vec{r}}_1 = \vec{F}_1(\vec{r})$$

$$m_2\ddot{\vec{r}}_2 = \vec{F}_2(\vec{r})$$

Definujme nové souřadnice:

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \qquad \vec{r}_{CM} = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2} \qquad \text{.........................} \; (2)$$

Ze vztahů (1) a (2) dostaneme (platí $-\vec{F}_2(\vec{r}) = \vec{F}_1(\vec{r}) = \vec{F}(\vec{r})$):

$$\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\ddot{\vec{r}} \equiv \mu \cdot \ddot{\vec{r}} = \vec{F}(\vec{r})$$

$$(m_1 + m_2)\ddot{\vec{r}}_{CM} \equiv M\ddot{\vec{r}}_{CM} = 0 \qquad \dot{\vec{r}}_{CM} = \text{konstanta} \cdot \hat{r}$$

Kde μ je redukovaná a M celková hmotnost systému. V případě centrálního potenciálu lze pohyb rozdělit přepsáním do souřadnice vzájemné vzdálenosti a souřadnice těžiště:

Pohyb těžiště je rovnoměrný přímočarý, v laboratorní soustavě se těžiště pohybuje konstantní rychlostí $\vec{v}_{CM} = \dot{\vec{r}}_{CM}$ nezávisle na konkrétním tvaru potenciálu.

Dynamika je plně obsažena v pohybu fiktivní částice s redukovanou hmotností μ a souřadnicí r.
V těžišťové soustavě se kompletní dynamika dá popsat pohybem jedné částice s hmotností μ rozptýlené na nehybném centrálním potenciálu.

Kinetická energie se dělí na kinetickou energii těžiště a část odpovídající relativnímu pohybu částic (kinetická energie v těžišťové soustavě).

Transformační vztahy mezi laboratorní a těžišťovou soustavou pro kinematické veličiny:

Předpokládejme dvoučásticový rozptyl na pevném terči ($v_2 = p_2 = 0$):
Těžiště se v laboratorní soustavě pohybuje ve směru pohybu nalétávající částice rychlostí:

$$\vec{p}_{CM} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \qquad \vec{v}_{CM} = \dot{\vec{r}}_{CM} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1\vec{v}_1}{m_1 + m_2}$$

V těžišťové soustavě se pohybují částice proti sobě rychlostmi:

$$\vec{\tilde{v}}_1 = \vec{v}_1 - \vec{v}_{CM} = \frac{m_2\vec{v}_1}{m_1 + m_2} \qquad \vec{\tilde{v}}_2 = \vec{v}_2 - \vec{v}_{CM} = -\frac{m_1\vec{v}_1}{m_1 + m_2}$$

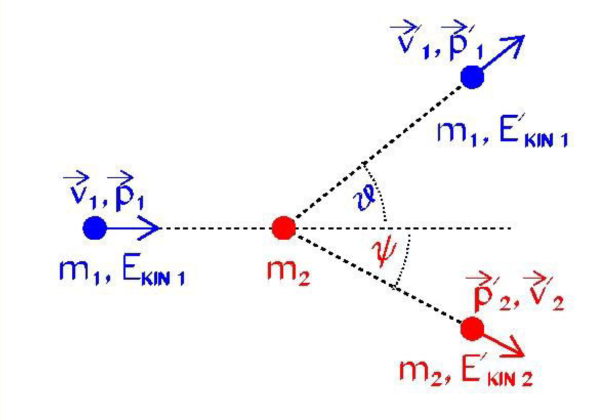
a tedy:

$$\vec{\tilde{p}}_1 = m_1\vec{\tilde{v}}_1 = \mu \cdot \vec{v}_1 \qquad \vec{\tilde{p}}_2 = m_2\vec{\tilde{v}}_2 = -\mu \cdot \vec{v}_1$$

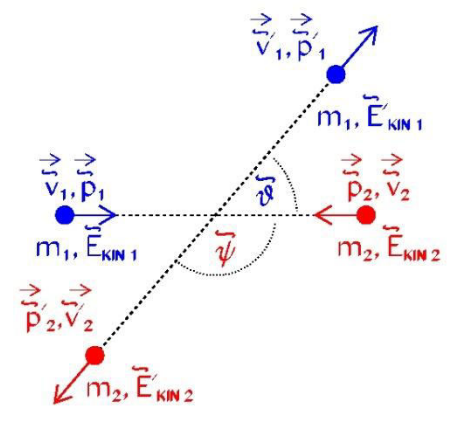
(je vidět, že hybnosti jsou opačného směru a mají stejnou velikost)

a

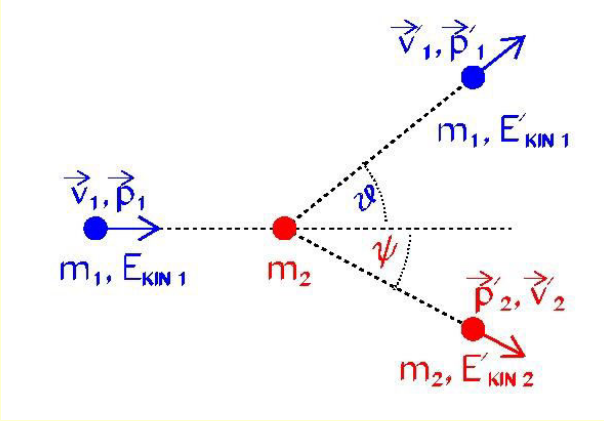
$$\tilde{E}_{KIN} = \tilde{E}_{KIN1} + \tilde{E}_{KIN2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_{KIN1} = \frac{1}{2}\mu \cdot v_1^2$$



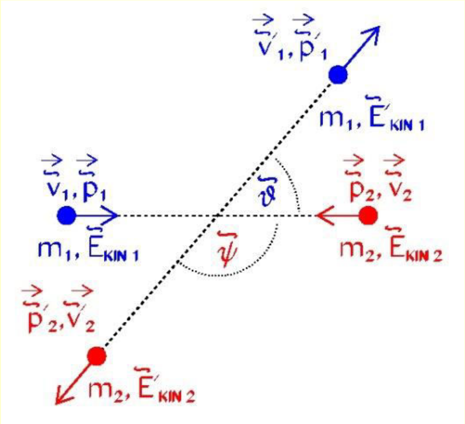
Laboratorní souřadná soustava



Těžišťová souřadná soustava



Laboratorní souřadná soustava



Těžišťová souřadná soustava

Odvození vztahu mezi úhly rozptylu v těžišťové a laboratorní souřadné soustavě:

Vztah mezi komponentami rychlostí ve směru pohybu částice svazku je:

$$v'_1 \cos\vartheta - v_{CM} = \tilde{v}'_1 \cos\tilde{\vartheta} \longrightarrow v'_1 \cos\vartheta = \tilde{v}'_1 \cos\tilde{\vartheta} + v_{CM}$$

Vztah mezi komponentami rychlostí kolmými na směr pohybu částice svazku:

$$v'_1 \sin\vartheta = \tilde{v}'_1 \sin\tilde{\vartheta}$$

Podílem těchto vztahů dostaneme:

$$\tan\vartheta = \frac{\tilde{v}'_1 \sin\tilde{\vartheta}}{\tilde{v}'_1 \cos\tilde{\vartheta} + v_{CM}} = \frac{\sin\tilde{\vartheta}}{\cos\tilde{\vartheta} + \left(v_{CM}/\tilde{v}'_1\right)} \qquad \text{..} \quad \mathbf{(3)}$$

Pro pružný rozptyl platí: $\zeta \equiv \dfrac{v_{CM}}{\tilde{v}'_1} = \dfrac{m_1}{m_2}$

Rovnici (3) můžeme přepsat do tvaru: $\cos\vartheta = \dfrac{\cos\tilde{\vartheta} + \zeta}{(1 + 2\zeta\cos\tilde{\vartheta} + \zeta^2)^{1/2}}$

Srážkový diagram hybností

Zase předpokládáme, že terčové jádro je v klidu a nerelativistické přiblížení. Zapišme vztahy mezi hybnostmi částic před a po srážce:

$$\vec{v}_1' = \vec{\tilde{v}}_1' + \vec{v}_{CM} \qquad \vec{p}_1' = \vec{\tilde{p}}_1' + \frac{m_1}{m_1+m_2}\vec{p}_1 \qquad \vec{v}_2' = \vec{\tilde{v}}_2' + \vec{v}_{CM} \qquad \vec{p}_2' = -\vec{\tilde{p}}_1' + \frac{m_2}{m_1+m_2}\vec{p}_1$$

(Sečteme-li tyto rovnice, dostaneme zákon zachování hybnosti pro zkoumaný případ: $\vec{p}_1 = \vec{p}_1' + \vec{p}_2'$ **)**

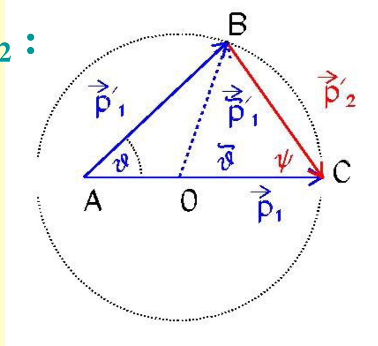
Tyto vztahy jsou výchozími rovnicemi pro konstrukci vektorového diagramu hybností:

1) Hybnost $\vec{p}_1$ **dopadající částice zobrazíme orientovanou úsečkou** $\overline{AC}$ **.**

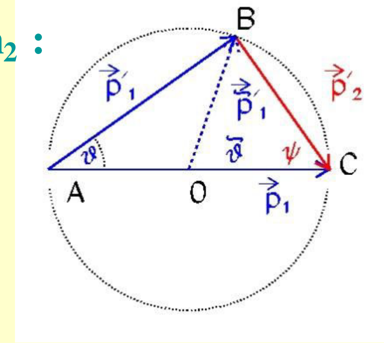
2) Rozdělíme úsečku $\overline{AC}$ **na dvě části v poměru** $\overline{AO} : \overline{OC} = m_1 : m_2$

3) Kolem bodu O opíšeme kružnici procházející bodem C. Její poloměr je roven velikosti hybnosti p_1 v těžišťové soustavě $\tilde{p}_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} p_1$ **. Kružnice je geometrickým místem vrcholů B vektorového trojúhelníku hybností ABC (znázorňuje zákon zachování hybnosti), jehož strany** $\overline{AB}$ **a** $\overline{BC}$ **představují možné hybnosti částic po srážce v laboratorní soustavě.**

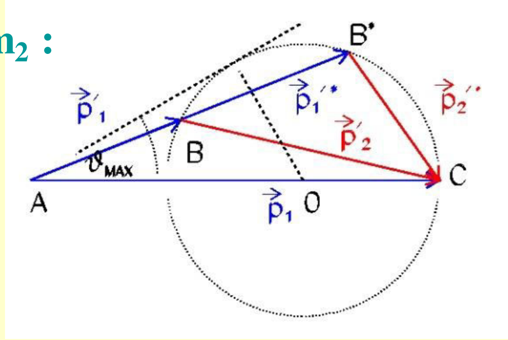
$m_1 < m_2$:



$m_1 = m_2$:



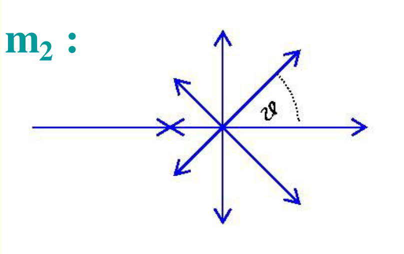
$m_1 > m_2$:



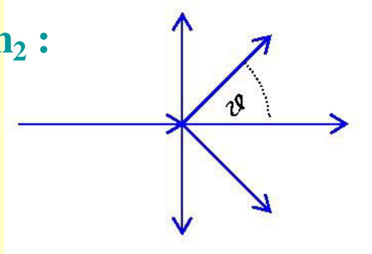
V závislosti na poměru hmotností částic se může bod A nacházet uvnitř dané kružnice, na ní nebo vně. Úhel rozptylu v těžišťové soustavě může nabývat všechny možné hodnoty $\tilde{\vartheta}$ od 0 do π. Dovolené hodnoty úhlu rozptylu ϑ v laboratorní soustavě a úhlu odrazu ψ v laboratorní soustavě jsou v tabulce:

$m_1 < m_2$	$m_1 = m_2$	$m_1 > m_2$
$v_1 > v_{CM}$	$v_1 = v_{CM}$	$v_1 < v_{CM}$
$\vartheta+\psi > \pi/2$	$\vartheta+\psi = \pi/2$	$\vartheta+\psi < \pi/2$
$\vartheta = \langle 0,\pi \rangle$	$\vartheta = \langle 0,\pi/2 \rangle$	$\vartheta = \langle 0,\vartheta_{MAX} \rangle$
$\psi = \langle 0,\pi/2 \rangle$	$\psi = \langle 0,\pi/2 \rangle$	$\psi = \langle 0,\pi/2 \rangle$

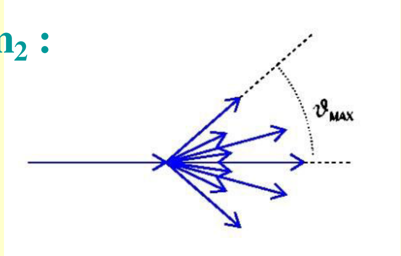
$m_1 < m_2$:



$m_1 = m_2$:



$m_1 > m_2$:



V laboratorní soustavě:
$m_1 < m_2 \rightarrow$ dopadající částice rozptýleny do obou polokoulí
$m_1 = m_2 \rightarrow$ dopadající částice rozptýleny do přední polokoule
$m_1 > m_2 \rightarrow$ dopadající částice rozptýleny do přední polokoule do kužele s vrcholovým úhlem $2\vartheta_{MAX}$ (osou kužele je směr dopadajících částic): $\sin\vartheta_{MAX} = m_2/m_1$

Vztah mezi úhly rozptylu a odrazu v laboratorní a těžišťové soustavě (připomínka předpokladu pružného rozptylu):

$$\psi = \frac{\pi - \tilde{\vartheta}}{2} \qquad \tan\vartheta = \frac{\sin\tilde{\vartheta}}{\cos\tilde{\vartheta} + (m_1/m_2)}$$

Vektorový diagram hybností poskytuje veškerou informaci, kterou lze získat z pouhých zákonů zachování hybností a energií. Ukazuje možné varianty rozletu částic, nic neříká o pravděpodobnostech realizace jednotlivých možných variant.

Energie reakce, energie rozpadu

Zatím jsme se zabývali pružným rozptylem. Abychom mohli rozšířit rozbor na další typy reakcí (rozpady, jaderné reakce nebo kreace částic), zavedeme:

Energii reakce Q: lze ji definovat jako rozdíl sumy klidových energií částic před reakcí a po ní nebo jako rozdíl sumy kinetických energií po reakci a před ní:

$$Q \equiv \left[\sum_{j=1}^{n_i} m_j c^2\right]_i - \left[\sum_{k=1}^{n_f} m_k c^2\right]_f = \left[\sum_{k=1}^{n_f} E_k^{KIN}\right] - \left[\sum_{j=1}^{n_i} E_j^{KIN}\right] \equiv Q$$

Hodnota Q nezávisí na soustavě souřadnic. (Připomenuti m zde označuje klidovou hmotnost):

Exoergické reakce $Q > 0 \rightarrow$ energie se uvolňuje (samovolné rozpady jader či částic, reakce probíhající při libovolné energii nalétávající částice). V případě rozpadu hovoříme o energii rozpadu.

Pružný rozptyl $Q = 0$

Endoergické reakce $Q < 0 \rightarrow$ energii je třeba dodat (reakce neprobíhá samovolně, je třeba určité prahové energie nalétávající částice, aby k reakci došlo)

Prahová energie v těžišťové souřadné soustavě:

Z definice těžišťové soustavy platí pro počáteční stav:

$$\left[\sum_{j=1}^{n_i} \vec{\tilde{p}}_j\right]_i \equiv 0$$

Ze zákona zachování hybnosti pak dostaneme:

$$\left[\sum_{k=1}^{n_f} \vec{\tilde{p}}_k\right]_f = 0$$

Může nastat i případ, že všechny koncové částice mají nulové hybnosti a tedy i jejich jednotlivé kinetické energie jsou nulové:

$$\left[\sum_{k=1}^{n_f} \tilde{E}_k^{KIN}\right]_f = 0$$

Prahová energie E_{THR} v těžišťové souřadné soustavě je tedy:

$$\tilde{E}_{THR} = \left[\sum_{j=1}^{n_i} \tilde{E}_j^{KIN}\right]_i = \left[\sum_{k=1}^{n_f} m_k c^2\right]_f - \left[\sum_{j=1}^{n_i} m_j c^2\right]_i = -Q = |Q|$$

Prahová energie v laboratorní souřadné soustavě:

Nejčastěji potřebujeme znát práh reakce v laboratorní soustavě. Předpokládejme nerelativistickou reakci do které vstupují dvě částice o klidových hmotnostech m_1 a m_2, z nichž terčová je v klidu vůči laboratorní soustavě. V laboratorní soustavě se těžiště pohybuje, má hybnost p_1 a odpovídající kinetickou energii:

$$\tilde{E}_{KIN} = \frac{\vec{p}_1^{\,2}}{2(m_1 + m_2)}$$

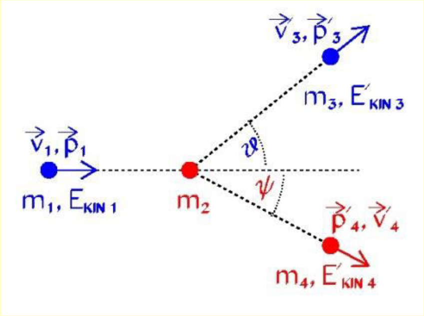
Která je pro průběh reakce nevyužitelná. Čili prahová energie musí být: $E_{THR} = \frac{\vec{p}_1^{\,2}}{2(m_1 + m_2)} + |Q|$

Z definice E_{THR} je minimální $E_{KIN\,1}$: $E_{THR} = \frac{\vec{p}_1^{\,2}}{2m_1} \longrightarrow \vec{p}_1^{\,2} = 2m_1 E_{THR}$

Dosadíme za p_1^2 do předchozího vztahu: $E_{THR} = |Q|\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)$ Pro $m_1 \ll m_2$ je $E_{THR} = |Q|$

Vztah mezi energií reakce a kinematických veličinami nalétávající a rozptýlené částice můžeme vyjádřit vztahem (dospějeme k němu stejným způsobem jako u podobného vztahu pro pružný rozptyl):

$$Q = E'_{KIN3}\left(1 + \frac{m_3}{m_4}\right) - E_{KIN1}\left(1 - \frac{m_1}{m_4}\right) - \frac{2\cdot\sqrt{m_1 m_3 E_{KIN1}}}{m_4}\sqrt{E'_{KIN3}}\cos\vartheta$$



Často potřebujeme závislost: $E_{KIN\,3} = f(E_{KIN\,1}, \vartheta)$, položíme $x \equiv \sqrt{E'_{KIN\,3}}$

Řešení je: $\sqrt{E_{KIN3}} = r \pm \sqrt{r^2 + s}$ kde $r = \frac{\sqrt{m_1 m_3 E_{KIN1}}}{m_3 + m_4}\cos\vartheta$ a $s = \frac{m_4 Q + E_{KIN1}(m_4 - m_1)}{m_3 + m_4}$

Nepružný rozptyl je vždy endoergický (kde jsme označili jako M_0^i M_0^f, E^i_{KIN}, E^f_{KIN} celkové sumy):
$M_0^i < M_0^f \rightarrow E^i_{KIN} > E^f_{KIN} \rightarrow Q < 0$

Rozpad částice v klidu: $Q = m_0^i c^2 - M_0^f c^2$. Hybnosti při dvoučásticovém rozpadu jsou stejně velké, mají opačný směr. Izotropní rozdělení. Velikost hybnosti produktů:

$$p_1^f = p_2^f = \sqrt{\frac{2 m_{01}^f m_{02}^f Q}{m_{01}^f + m_{02}^f}}$$

Relativistický popis – nerelativistické a ultrarelativistické přiblížení

Celková energie je z hybností spojená relativistickým vztahem: $E = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m_0^2 c^4}$

V následujícím označíme klidovou hmotnost **$m \equiv m_0$**. Klidová hmotnost a klidová energie jsou invariantní vůči lorentzovské transformaci (jsou stejné ve všech inerciálních souřadných soustavách) a tedy invariantní je i veličina (lze vybrat nejvhodnější souřadnou soustavu, ve které ji určíme):

$$E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4$$

To platí pro jednotlivou částici, ale i pro soustavu v daném čase: $\left(\sum_{i=1}^{n} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\right)^2 c^2 = s = inv.$ ... (1)

Vyjádříme kinetickou energii a hybnost: $E_{KIN} = E - mc^2$ $\quad \vec{p}^2 = \frac{E^2}{c^2} - m^2 c^2$

Díky zákonům zachování energie a hybnosti se v čase zachovává i: $\left(\sum_{i=1}^{n} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\right)^2 c^2$

V těžišťové soustavě pro prahovou energii platí, že suma kinetických energií soustavy v konečném stavu je nulová. Vyjádříme invariant (1) pro počáteční stav systému v laboratorní a pro konečný v těžišťové souřadné soustavě:

$$\boxed{(E_1 + m_2 c^2)^2 - \vec{p}_1^2 c^2} = \boxed{\left(\sum_{j=1}^{n_f} m_j' c^2\right)_f^2}$$

Laboratoř před reakcí

Těžiště po reakci (suma hybností nula, pouze klidová energie)

Dosadíme za **p^2**: $\left(E_1 + m_2 c^2\right)^2 - E_1^2 + m_1^2 c^4 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m_j' c^2\right)_f^2 \longrightarrow 2E_1 m_2 c^2 + m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m_j' c^2\right)_f^2$

a **$E_{KIN\,1}$**: $2E_{KIN1} m_2 c^2 + 2m_1 m_2 c^4 + m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m_j' c^2\right)_f^2$

Připomenutí: $2E_{KIN1}m_2c^2 + 2m_1m_2c^4 + m_1^2c^4 + m_2^2c^4 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2\right)_f^2$

Vyjádříme E_{KIN1}:

$$E_{KIN1} = \frac{\left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2\right)_f^2 - 2m_1m_2c^4 - m_1^2c^4 - m_2^2c^4}{2m_2c^2}$$

Dostáváme:

$$E_{THR} = E_{KIN1} = \frac{\left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 + m_1c^2 + m_2c^2\right)\left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 - m_1c^2 - m_2c^2\right)}{2m_2c^2}$$

Protože:

$$Q = \sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 - m_1c^2 - m_2c^2$$

dostaneme

$$E_{THR} = \frac{(Q + 2m_1c^2 + 2m_2c^2)Q}{2m_2c^2} = Q\left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{2\cdot m_2c^2}\right)$$

V nerelativistickém přiblížení ($Q \ll m_2c^2$) dostaneme známý vztah.

$$E_{THR} = Q\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)$$

V ultrarelativistické přiblížení ($Q \gg m_1c^2$ a $Q \gg m_2c^2$): $E_{THR} = Q^2/m_2c^2$

Relativistický vztah mezi úhlem rozptylu v těžišťové a laboratorní soustavě

Lorentzova transformace hybnosti a energie z těžišťové soustavy do laboratorní je (těžiště se pohybuje ve směru osy y):

$$p_x = \frac{\tilde{p}_x + \frac{v_{CM}\tilde{E}}{c^2}}{\sqrt{1-\left(\frac{v_{CM}}{c}\right)^2}} \qquad p_y = \tilde{p}_y \qquad E = \frac{\tilde{E} + v_{CM}\tilde{p}_x}{\sqrt{1-\left(\frac{v_{CM}}{c}\right)^2}}$$

Použijeme polární soustavu souřadnic: $p_x = p\cos\vartheta \quad p_y = p\sin\vartheta$ **a** $\tilde{p}_x = \tilde{p}\cos\tilde{\vartheta} \quad \tilde{p}_y = \tilde{p}\sin\tilde{\vartheta}$

Odvodíme vztah pro úhel ϑ:

$$\tan\vartheta = \frac{p_y}{p_x} = \frac{\tilde{p}_y\sqrt{1-\left(\frac{v_{CM}}{c}\right)^2}}{\tilde{p}_x + \frac{v_{CM}\tilde{E}}{c^2}} = \frac{\tilde{p}\sin\tilde{\vartheta}\sqrt{1-\left(\frac{v_{CM}}{c}\right)^2}}{\tilde{p}\cos\tilde{\vartheta} + \frac{v_{CM}\tilde{E}}{c^2}} = \frac{\tilde{v}\sin\tilde{\vartheta}\sqrt{1-\left(\frac{v_{CM}}{c}\right)^2}}{\tilde{v}\cos\tilde{\vartheta} + v_{CM}}$$

V nerelativistickém přiblížení, kdy $v_{CM} \ll c$ dostaneme známý vztah, který jsme odvodily již dříve.

V praxi se používá místo rychlosti těžiště kinetická energie nalétávající částice:

Rychlost těžiště v laboratorní soustavě je dána poměrem celkového impulsu a celkové energie systému v laboratorní soustavě:

$$\vec{p}_{CM} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \Rightarrow \left(\frac{E_1}{c^2} + \frac{E_2}{c^2}\right) v_{CM} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \qquad \beta_{CM} \equiv \frac{v_{CM}}{c} = \frac{p_1 c}{E_{KIN1} + m_1 c^2 + m_2 c^2}$$

Využijeme vztahu mezi kinetickou energií a hybností:

$$E_{KIN1} = \sqrt{m_1^2 c^4 + p_1^2 c^2} - m_1 c^2 \longrightarrow p_1 c = \sqrt{E_{KIN1}^2 + 2E_{KIN1} m_1 c^2}$$

Dostaneme:

$$\beta_{CM} = \frac{\sqrt{E_{KIN1}^2 + 2E_{KIN1} m_1 c^2}}{E_{KIN1} + m_1 c^2 + m_2 c^2}$$

Tento vztah lze dosadit do vztahu pro převod úhlu rozptylu z těžišťového do laboratorního systému. Podíváme se na speciální případ, kdy úhel rozptylu v těžišťové soustavě je π/2 (maximální odklon):

$$\tan\vartheta = \frac{\tilde{v}\cdot\sin\overline{\vartheta}\sqrt{1-\beta_{CM}^2}}{\tilde{v}\cdot\cos\overline{\vartheta} + v_{CM}} = \frac{\tilde{v}\sqrt{1-\beta_{CM}^2}}{v_{CM}} = \frac{\tilde{v}}{c}\sqrt{\frac{(m_1+m_2)^2 c^4 + 2E_{KIN1} m_2 c^2}{E_{KIN1}^2 + 2E_{KIN1} m_1 c^2}} \qquad \begin{array}{l}\cos\overline{\vartheta} = 0\\ \sin\overline{\vartheta} = 1\end{array}$$

V ultrarelativistickém přiblížení ($E_{KIN\,1} >> m_1c^2$ a $E_{KIN\,1} >> m_2c^2$) dostaneme:

$$\vartheta \approx \tan\vartheta = \frac{\tilde{v}}{c}\sqrt{\frac{2m_2c^2}{E_{KIN1}}} \to 0$$

Je vidět, že v takovém případě se produkují částice v laboratorní soustavě do velmi malého úhlu.

Relativistické invariantní proměnné

Při rozptylu dvou částic s klidovými hmotnostmi m_1 a m_2 můžeme dostat rychlost těžiště pomocí celkové relativistické hybnosti a celkové relativistické energie: $\frac{\vec{v}_{CM}}{c} \equiv \vec{\beta}_{CM} = \frac{(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)c}{E_1 + E_2}$ **… (1.a)**

Označme m_1 hmotnost projektilu a m_2 hmotnost terče. Použijeme laboratorní kinematické proměnné a dostaneme:

$$\vec{\beta}_{CM} = \frac{\vec{p}_1 c}{E_1 + m_2 c^2} = \frac{\vec{p}_1 c}{\sqrt{p_1^2 c^2 + m_1^2 c^4} + m_2 c^2} \quad \text{……………. (1.b)}$$

Nerelativistické přiblížení ($m_1 c^2 >> p_1 c$): $\vec{\beta}_{CM} = \frac{m_1 \vec{v}_1 c}{m_1 c^2 + m_2 c^2} = \frac{m_1 \vec{v}_1}{(m_1 + m_2)c}$ **…………….. (1.c)**

Ultrarelativistické přiblížení ($m_1 c^2 << p_1 c$ a $m_2 c^2 << p_1 c$):

$$\beta_{CM} = \left|\vec{\beta}_{CM}\right| = \frac{1}{\sqrt{1 + ((m_1 c^2)/(p_1 c))^2} + (m_2 c^2)/(p_1 c)} = \frac{\sqrt{1 + ((m_1 c^2)/(p_1 c))^2} - (m_2 c^2)/(p_1 c)}{1 + ((m_1 c^2)/(p_1 c))^2 - ((m_2 c^2)/(p_1 c))^2} \cong$$

$$\cong \sqrt{1 + ((m_1 c^2)/(p_1 c))^2} - (m_2 c^2)/(p_1 c) \cong 1 - \frac{m_2 c}{p_1} - \frac{1}{2}\left(\frac{m_1 c}{p_1}\right)^2$$

Pro $m_1 \cong m_2$: $\beta_{CM} \cong (1 - m_2 c/p_1)$ **a** $\gamma_{CM} = (1 - \beta_{CM}^2)^{-1/2} = \left[(1 + \beta_{CM})(1 - \beta_{CM})\right]^{-1/2} \cong \left[2(m_2 c/p_1)\right]^{-1/2} = \sqrt{p_1/(2 m_2 c)}$

Odvoďme obecný relativistický vztah pro γ_{CM} : z rovnice (1.b): $\beta_{CM}^2 = \frac{p_1^2 c^2}{\left(E_1 + m_2 c^2\right)^2}$

Takže ($m_1^2 c^4 = E_1^2 - p_1^2 c^2$): $1 - \beta_{CM}^2 = \frac{E_1^2 + 2E_1 m_2 c^2 + m_2^2 c^4 - p_1^2 c^2}{(E_1 + m_2 c^2)^2} = \frac{m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 + 2E_1 m_2 c^2}{(E_1 + m_2 c^2)^2}$

a dostaneme

$$\gamma_{CM} = (1-\beta_{CM}^2)^{-1/2} = \frac{E_1 + m_2c^2}{(m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2)^{1/2}} \qquad \text{… (2)}$$

která se pro limity $E_1 = p_1c >> m_1c^2$ a $p_1c >> m_2c^2$ redukuje na dříve uvedenou ultrarelativistickou limitu:

$$\gamma_{CM} = \sqrt{p_1/(2m_2c)}$$

Veličina v děliteli (2) je invariantní skalár. Což lze odvodit z čtverce následujícího čtyřvektoru (čtyřhybnosti) v laboratorní soustavě ($p_2 = 0$):

$$s = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2c^2 = (E_1 + m_2c^2)^2 - p_1^2c^2 =$$

$$= E_1^2 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2 - p_1^2c^2 = m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2$$

Tento skalár má stejnou hodnotu v libovolné vztažné soustavě. V těžišťové soustavě má jednoduchou interpretaci (celková hybnost v této souřadné soustavě je nulová):

$$s = m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2 = (\tilde{E}_1 + \tilde{E}_2)^2 - (\tilde{\vec{p}}_1 + \tilde{\vec{p}}_2)^2c^2 = (\tilde{E}_1 + \tilde{E}_2)^2 = \tilde{E}_{TOT}^2$$

a s je čtverec celkové energie dostupné v těžišťové soustavě. Pak $\gamma_{CM} = \dfrac{E_1 + m_2c^2}{\tilde{E}_{TOT}} = \dfrac{E_{TOT}}{\tilde{E}_{TOT}}$

Invariantní proměnná s je často využívána pro popis vysoko-energetických srážek. Pro vstřícné svazky se často udává právě √s.

Často užívaná je i veličina t – čtyřimpuls přenesený ve srážce (čtverec rozdílu čtyřvektorů energie a hybnosti projektilu před a po srážce):

$$t = (E_1^f - E_1^i)^2 - (\vec{p}_1^f - \vec{p}_1^i)^2c^2 \qquad \text{……………………… (3a)}$$

Protože platí zákony zachování energie a hybnosti, můžeme t vyjádřit i v terčových proměnných:

$$t = (E_2^f - E_2^i)^2 - (\vec{p}_2^f - \vec{p}_2^i)^2 c^2 \qquad \text{………………….. (3b)}$$

proměnná t je invariantní a můžeme ji počítat v libovolné vztažné soustavě.

Doplňme ještě proměnnou u: $u = (E_2^f - E_1^i)^2 - (\vec{p}_2^f - \vec{p}_1^i)^2 c^2$ **nebo** $u = (E_1^f - E_2^i)^2 - (\vec{p}_1^f - \vec{p}_2^i)^2 c^2$

Proměnné t, u a s se nazývají lorentzovsky invariantní Mandelstamovi proměnné, jejichž součet obecně splňuje rovnici: $s + t + u = \left(m_1^2c^4 + m_2^2c^4\right)_i + \left(m_1^2c^4 + m_2^2c^4\right)_f$

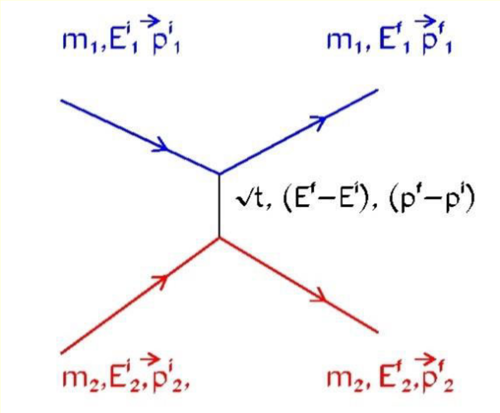
Podívejme se pro příklad na pružný rozptyl v těžišťové soustavě (pro obě částice platí $\left|\tilde{\vec{p}}^i\right| = \left|\tilde{\vec{p}}^f\right| \equiv \left|\tilde{\vec{p}}\right| \equiv \tilde{p}$ **a** $\tilde{E}^i = \tilde{E}^f$ **)**

$$t = -\left(\left(\tilde{p}_1^f\right)^2 + \left(\tilde{p}_1^i\right)^2 - 2\tilde{\vec{p}}_1^f\tilde{\vec{p}}_1^i\right)\cdot c^2 = -2\tilde{p}^2c^2(1-\cos\tilde{\vartheta})$$

Protože $-1 \leq \cos\vartheta \leq 1$ platí $t < 0$. Ovšem z (3a,b) se můžeme na proměnou t dívat jako na čtverec hmotnosti vyměňované částice (s energií $\left|E_2^f - E_2^i\right|$ a hybností $\vec{p}_2^f - \vec{p}_2^i$). Imaginární hmotnost → virtuální částice.

Takové diagramy byly zavedeny R. Feynmanem pro výpočet rozptylových amplitud v QED a jsou označovány jako Feynmanovy grafy. Zavádí se proměnná q^2 (platí $q^2c^2 = -t$), která je v nerelativistickém přiblížení rovna kvadrátu hybnosti přenesené na terčíkové jádro $q^2 \cong (m_2v_2)^2$.

Feynmanův diagram:



Ultrarelativistické přiblížení -rapidita

Ve fyzice vysokých energií (ultrarelativistických srážkách → rychlost částic svazku $v \approx c$) je výhodné zavést novou kinematickou proměnnou – rapiditu (při zápisu dále uváděných vzorců se většinou klade $c=1$, m je celková hmotnost):

Vybereme směr svazku jako osu z, pak můžeme celkovou energii a hybnost částice zapsat jako:

$$E = m_T c^2 \cosh y,\ p_x,\ p_y \text{ a } p_z = m_T c \sinh y$$

Pro připomenutí: $\sinh(y) = \frac{e^y - e^{-y}}{2}$ $\cosh(y) = \frac{e^y + e^{-y}}{2}$ $\tanh(y) = \frac{e^y - e^{-y}}{e^y + e^{-y}} = \frac{e^{2y}-1}{e^{2y}+1}$

Zavedli jsme příčnou hmotnost m_T: $m_T^2 c^2 = m^2 c^2 + p_x^2 + p_y^2$

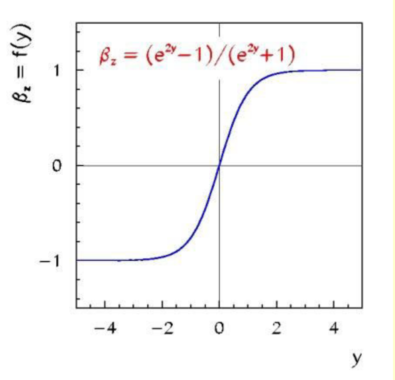
a rapiditu y: $y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{\frac{E}{c}+p_z}{\frac{E}{c}-p_z}\right)$ a tedy: $y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{mc + mv\cos\vartheta}{mc - mv\cos\vartheta}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\beta\cos\vartheta}{1-\beta\cos\vartheta}\right)$

Pro nerelativistickou limitu ($\beta \to 0$): $y = \beta$ $\left(y(\beta - 0) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1-\beta\cos\vartheta}{1-\beta\cos\vartheta} + \frac{2\beta\cos\vartheta}{1-\beta\cos\vartheta}\right) = \frac{1}{2}\ln(1+2\beta\cos\vartheta) = \beta\cos\vartheta\right)$

Pro ultrarelativistickou limitu ($\beta \to 1$): $y \to \infty$

Užití rapidity umožňuje velmi jednoduchý převod z jedné souřadné soustavy do druhé: $y_2 = y_1 - y_{21}$

Kde jsme označili y_{21} rapiditu souřadné soustavy 2 v soustavě 1.
Pro přechod s laboratorní soustavy do těžišťové pak platí: $\tilde{y} = y - y_{CM}$

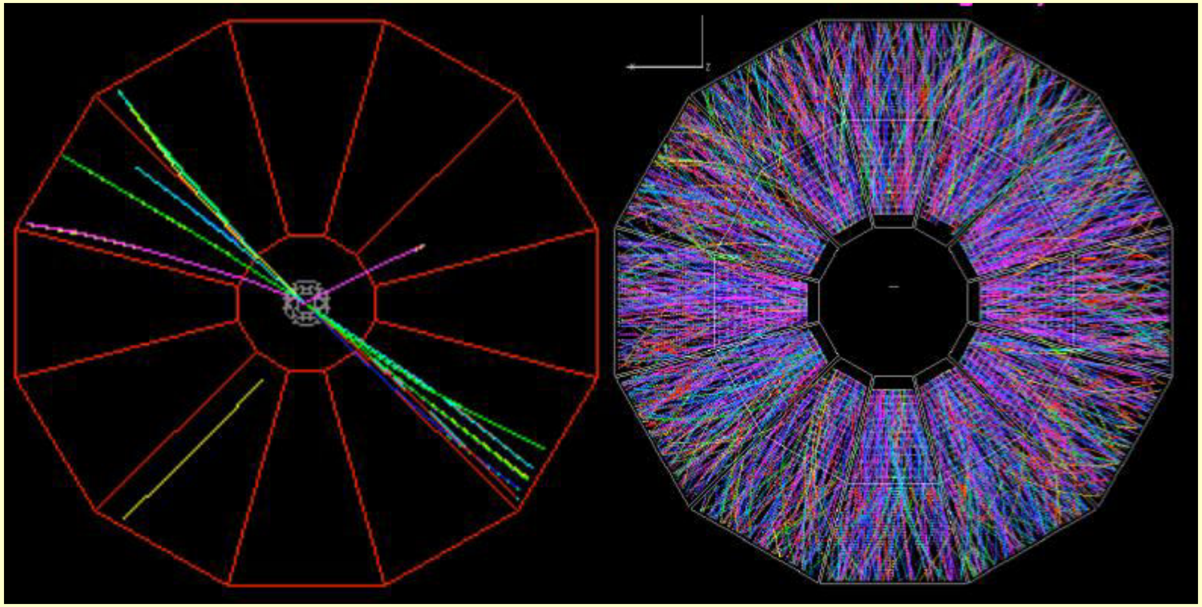


Závislost mezi transverzální složkou rychlosti a rapiditou

Příklady: GSI Darmstadt (E_{LAB} = 1GeV/A y=0,458 β=0,875)
SPS CERN (E_{LAB} = 200GeV/A y=6,0 β=1,000)
LHC CERN (E_{LAB}=3500+3500GeV/A y=17,8 β=1,000)

Pojem účinného průřezu

1) Základní pojmy – zavedení účinného průřezu
2) Diferenciální, integrální účinný průřez, totální účinný průřez
3) Geometrická interpretace účinného průřezu
4) Makroskopický účinný průřez, střední volná dráha.
5) Typické hodnoty účinných průřezů pro různé procesy



Zavedení účinného průřezu.

Minule jsme odvodili závislost mezi úhlem Ruthefordova rozptylu a parametrem srážky (rozptylujeme částice α):

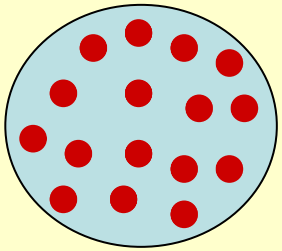
$$\mathrm{cotg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{4\pi\varepsilon_0 \mathrm{E}_{\mathrm{KIN}}}{\mathrm{Ze}^2}\mathrm{b} \qquad \text{…………………… (1)}$$

Čím menší parametr srážky b, tím větší úhel rozptylu ϑ.

Parametr srážky nelze přímo měřit a je třeba definovat veličinu, která bude přímo měřitelná. Pro kvantitativní popis rozptylu zavádíme účinný průřez rozptylu $\sigma = R/n_s N_j$ [m^2]:
R –počet reakcí, n_S –počet nalétávajících jader na jednotkovou plochu, N_j –počet jader terče

(rozměr σ je tedy m^2, barn = 10^{-28} m^2)

Pravděpodobnost reakce: $$\frac{R}{N_S} = \frac{N_J \sigma}{S}$$



Odvození Rutherfordova vzorce pro rozptyl:

Vztah mezi parametrem srážky b a úhlem rozptylu ϑ → částice s parametrem srážky menším a rovným b (míří do plochy πb^2) se rozptýlí o úhel větší než hodnota ϑ_b daná vztahem (1) pro příslušnou hodnotu b. Platí tak:

$$\sigma(\vartheta > \vartheta_b) = \pi b^2 \qquad \text{……………………..……...………. (2)}$$

Uvažujme tenkou folii (účinné průřezy sousedních jader se nepřekrývají a neprobíhá vícenásobný rozptyl) tloušťky L s n_j atomy v jednotce objemu. Svazek s počtem N_S částic α dopadá na plochu S_S. (Počet částic svazku na jednotku času a plochy – luminosita – u současných urychlovačů až 10^{38} m^{-2}s^{-1}).

Počet terčových jader, na které dopadají částice α, je: $N_j = LS_S n_j$. Suma účinných průřezů S_σ rozptylu o úhel ϑ_b a více je:

$$S_\sigma(\vartheta > \vartheta_b) = LS_S n_j \sigma$$

Makroskopický úč. pr.: $\Sigma = n_j\sigma$

Připomínka vztahu (2)

$$\sigma(\vartheta > \vartheta_b) = \pi b^2$$

Zlomek $f(\vartheta > \vartheta_b)$ dopadajících částic α rozptýlených o úhel větší než ϑ_b je:

$$f(\vartheta > \vartheta_b) = \frac{N_\alpha(\vartheta > \vartheta_b)}{N_S} = \frac{S_\sigma}{S_S} = \frac{n_j L S_S \sigma}{S_S} = n_j L \pi \cdot b^2$$

Připomínka vztahu (1)

$$\mathrm{cotg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{4\pi\varepsilon_0 E_{KIN}}{Ze^2} b$$

Dosadíme za b ze vztahu (1):

$$f(\vartheta > \vartheta_b) = \pi \cdot n_j L \left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 E_{KIN}}\right)^2 \cot g^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \qquad \text{………………… (3)}$$

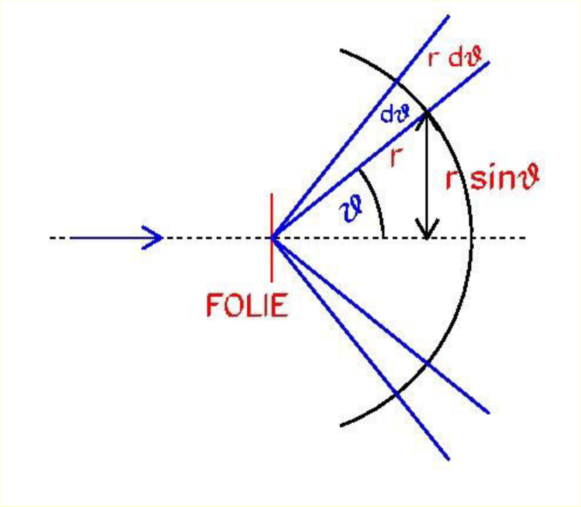
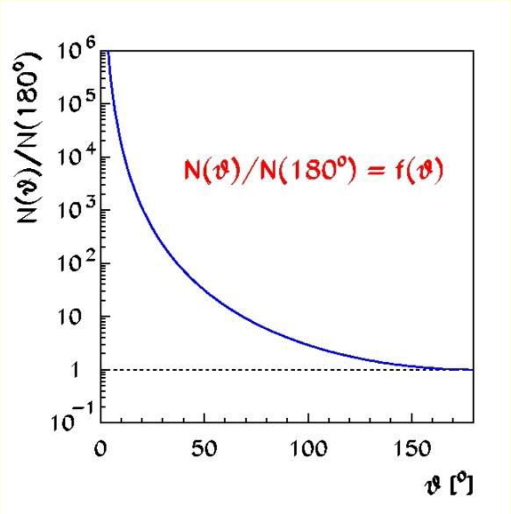
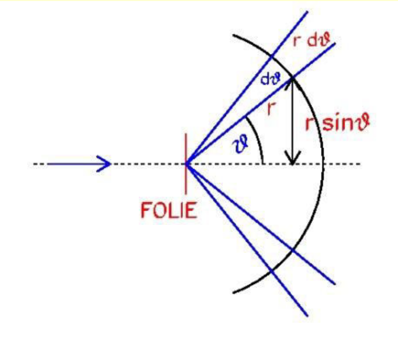


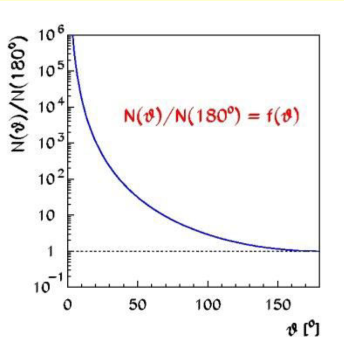
Schéma Ruthefordova experimentu



Úhlové rozdělení rozptýlených částic



Připomínka obrázků



Připomínka vztahu (3)

$$f(\vartheta > \vartheta_b) = \pi \cdot n_j L \left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 E_{KIN}} \right)^2 \cot g^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right)$$

Při skutečném experimentu měří detektor částice α rozptýlené v úhlu od ϑ do ϑ+dϑ. Zlomek dopadajících částic α do tohoto rozmezí úhlů je:

$$df = -\pi \cdot n_j L \left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 E_{KIN}} \right)^2 \mathrm{cotg}\left(\frac{\vartheta}{2} \right) \sin^{-2}\left(\frac{\vartheta}{2} \right) d\vartheta$$

Pro plochu detektoru ve vzdálenosti r od terče platí:

$$dS = (2\pi \cdot r \sin\vartheta)(r d\vartheta) = 2\pi \cdot r^2 \sin\vartheta \cdot d\vartheta = 4\pi \cdot r^2 \sin\left(\frac{\vartheta}{2} \right) \cos\left(\frac{\vartheta}{2} \right) d\vartheta$$

Počet N(ϑ) částic α dopadajících do detektoru na jednotku plochy je:

$$\frac{dN(\vartheta)}{dS} = \frac{N_S |df|}{dS} = \frac{N_S \pi \cdot n_j L \left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 E_{KIN}} \right)^2 \mathrm{cotg}\left(\frac{\vartheta}{2} \right) \sin^{-2}\left(\frac{\vartheta}{2} \right) d\vartheta}{4\pi \cdot r^2 \sin\left(\frac{\vartheta}{2} \right) \cos\left(\frac{\vartheta}{2} \right) d\vartheta} \longrightarrow \frac{dN(\vartheta)}{dS} = \frac{N_S n_j L Z^2 e^4}{(8\pi\varepsilon_0)^2 r^2 E_{KIN}^2 \sin^4\left(\frac{\vartheta}{2} \right)} \quad \ldots (4)$$

Tomuto vztahu se říká Ruthefordův vzorec pro rozptyl.

Diferenciální a totální účinný průřez:

Je výhodné znát počet rozptýlených částic do určitého úhlu nezávisle na vzdálenosti detektoru od terče. Určujeme počet částic letících do jednotkového prostorového úhlu Ω namísto jednotkové plochy S. Zavádíme diferenciální účinný průřez, který udává pravděpodobnost, že jedna dopadající částice $N_S = 1$ vyvolá na jednom terčíkovém jádře $n_j L = 1$ rozptyl do úhlu ϑ do jednotkového objemového úhlu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} = \frac{1}{N_S n_j L}\frac{dN(\vartheta)}{d\Omega}$$

Připomínka vztahu (4)

$$\frac{dN(\vartheta)}{dS} = \frac{N_S n_j L Z^2 e^4}{(8\pi\varepsilon_0)^2 r^2 E_{KIN}^2 \sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}$$

Protože $dS = r^2 d\Omega$ **dostaneme pak Ruthefordův vzorec pro rozptyl ve tvaru:**

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} = \frac{Z^2 e^4}{(8\pi\varepsilon_0)^2 E_{KIN}^2}\cdot\frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}$$

Definujme totální (celkový) účinný průřez: $\sigma_T = \int\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)d\Omega$

Pro osově symetrické případy se budou částice rozptylovat pro jistý úhel ϑ stejně nezávisle na azimutálním úhlu φ . Můžeme tedy uvažovat všechny částice rozptýlené do oblasti úhlů mezi ϑ a ϑ+dϑ. Příslušný účinný průřez je:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\vartheta}\right) = 2\pi\sin\vartheta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta}$$

Neboť platí:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\vartheta}\right)d\vartheta = \int_{\varphi=0}^{2\pi}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} d\Omega = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta}\int_{\varphi=0}^{2\pi}\sin\vartheta d\varphi d\vartheta = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} 2\pi\sin\vartheta d\vartheta$$

Různé druhy diferenciálních účinných průřezů:

úhlové $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}(\vartheta,\varphi)$ $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\vartheta}(\vartheta)$ **spektrální** $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{dE}}(\mathrm{E})$ **spektrálně úhlový** $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{dEd}\Omega}(\mathrm{E},\vartheta,\varphi)$

dvojný či trojný diferenciální účinný průřez

Integrální účinné průřezy: přes energii, přes úhly

Transformace účinného průřezu z těžišťové do laboratorní soustavy:

Ruthefordův vzorec pro rozptyl jsme odvodili za předpokladu, že hmotnost terče $m_2 \to \infty$. V těžišťové soustavě platí i v případě, když tato podmínka neplatí. Za E_{KIN} musíme dosadit kinetickou energii relativního pohybu částic $E_{KIN} = (1/2)\mu v_1^2$.

Získané diferenciální účinné průřezy pak musíme transformovat do laboratorní soustavy:

Porovnáme počty částic do navzájem si odpovídajících elementů prostorového úhlu v obou soustavách:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\vartheta}\mathrm{d}\Omega = \left(\frac{\mathrm{d}\tilde{\sigma}}{\mathrm{d}\tilde{\Omega}}\right)_{\tilde{\vartheta}}\mathrm{d}\tilde{\Omega} \to \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\vartheta}\sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta\,\mathrm{d}\varphi = \left(\frac{\mathrm{d}\tilde{\sigma}}{\mathrm{d}\tilde{\Omega}}\right)_{\tilde{\vartheta}}\sin\tilde{\vartheta}\,\mathrm{d}\tilde{\vartheta}\,\mathrm{d}\tilde{\varphi}$$

Pro pružný rozptyl dostaneme (využijeme již odvozený vztah: $\cos\vartheta = \frac{\cos\tilde{\vartheta}+\zeta}{(1+2\zeta\cos\tilde{\vartheta}+\zeta^2)^{1/2}}$ **kde $\zeta = m_1/m_2$)**

Provedeme derivaci podle $\tilde{\vartheta}$ a dostaneme:

$$\left|\frac{\mathrm{d}(\cos\vartheta)}{\mathrm{d}\tilde{\vartheta}}\right| = \left|\frac{\mathrm{d}(\cos\vartheta)}{\mathrm{d}\vartheta}\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}\tilde{\vartheta}}\right| = \left|\sin\vartheta\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}\tilde{\vartheta}}\right| = \left|\frac{-\sin\tilde{\vartheta}}{\left(1+2\zeta\cos\tilde{\vartheta}+\zeta^2\right)^{1/2}} - \frac{1}{2}\cdot\frac{-2\zeta\sin\tilde{\vartheta}\left(\cos\tilde{\vartheta}+\zeta\right)}{\left(1+2\zeta\cos\tilde{\vartheta}+\zeta^2\right)^{3/2}}\right| = \left|-\sin\tilde{\vartheta}\frac{\left(1+\zeta\cos\tilde{\vartheta}\right)}{\left(1+2\zeta\cos\tilde{\vartheta}+\zeta^2\right)^{3/2}}\right|$$

Pro transformaci diferenciálních účinných průřezů pak máme:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\vartheta} = \frac{\left(1+\zeta\cos\tilde{\vartheta}+\zeta^2\right)^{3/2}}{\left(1+\zeta\cos\tilde{\vartheta}\right)}\left(\frac{\mathrm{d}\tilde{\sigma}}{\mathrm{d}\tilde{\Omega}}\right)_{\tilde{\vartheta}}$$

Neboť platí: $\mathrm{d}\varphi = \mathrm{d}\tilde{\varphi}$

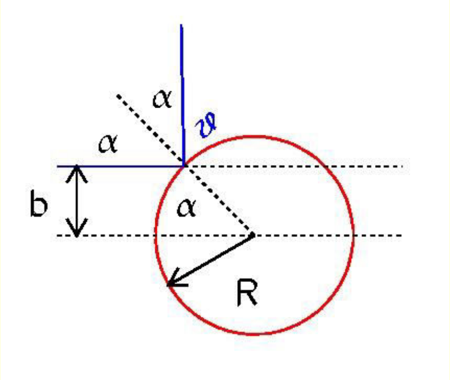
Geometrická interpretace účinného průřezu:

Určeme diferenciální účinný průřez pro pružný rozptyl na tuhé kouli rozměru **R**. Platí:

$$\sigma(\vartheta > \vartheta_b) = \pi \cdot b^2 \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\vartheta}\right)_\vartheta = 2\pi \cdot b\left|\frac{db}{d\vartheta}\right| \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta = \frac{b}{\sin\vartheta}\left|\frac{db}{d\vartheta}\right| \qquad \text{neboť} \qquad \left(\frac{d\sigma}{d\vartheta}\right) = 2\pi \sin\vartheta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta$$

V našem případě platí pro úhly: $2\alpha + \vartheta = \pi \rightarrow \alpha = \pi/2 - \vartheta/2 \rightarrow \sin\alpha = \cos(\vartheta/2)$

Parametr srážky: $b = R\cdot\sin\alpha = R\cdot\cos(\vartheta/2) \rightarrow (db/d\vartheta) = (R/2)\sin(\vartheta/2)$



Pak dostáváme ($\sin\vartheta = 2\sin(\vartheta/2)\cos(\vartheta/2)$):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta = \frac{R\cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}{2\sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)\cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}\left(\frac{R}{2}\right)\sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{R^2}{4}$$

Totální účinný průřez je: $\sigma_T = \frac{R^2}{4}\int d\Omega = \pi R^2$

Odpovídá názorné představě, že totální účinný průřez je efektivní plochou (průřezem) koule, na které probíhá rozptyl.

Účinný průřez – ploška nastavena dopadajícím částicím → pravděpodobnost reakce roste s **σ**.

Hodnota totálního účinného průřezu reakcí s jádrem bude přibližně rovna průřezu jádra – tedy $\sigma \sim 10^{-28}\ m^2 = 1$ barn (předpoklad blízkosti účinného průřezu geometrickému).

Ve skutečnosti σ závisí na interakci a energii svazku → nemusí se rovnat geometrického průřezu.

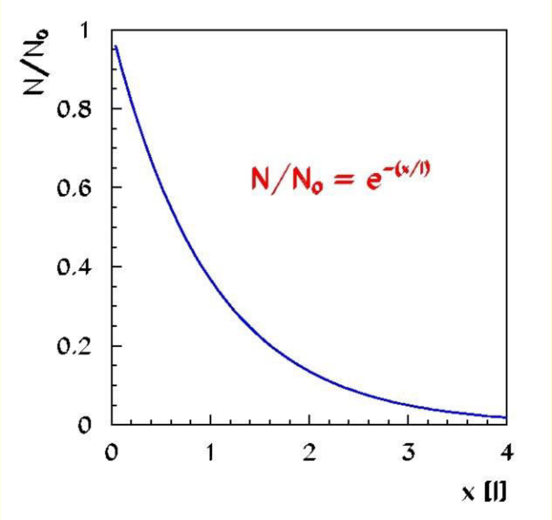
Makroskopické veličiny:

Průchod částic materiálem: interagující částice zmizí ze svazku (N_0 – počet dopadajících částic):

$$-\frac{dN}{N} = n_j\sigma \cdot dx \longrightarrow \int_{N_0}^{N}\frac{dN}{N} = -n_j\sigma\int_0^x dx \longrightarrow \ln N - \ln N_0 = -n_j\sigma x \longrightarrow N = N_0 e^{-n_j\cdot\sigma\cdot x}$$

Makroskopický účinný průřez Σ

Počet nedotčených částic N klesá exponenciálně s tloušťkou x:



Počet interagujících částic: $N_0 - N = N_0(1 - e^{-n_j\cdot\sigma\cdot x})$

Pro $x \to 0$: $e^{-n_j\cdot\sigma\cdot x} \approx 1 - n_j\sigma\cdot x$

$$N_0 - N \approx N_0 - N_0(1 - n_j\sigma x) \approx N_0 n_j \sigma x$$

a tedy: $\frac{dN}{N} \approx \frac{N_0 - N}{N_0} \approx n_j\sigma\cdot x$

absorpční koeficient $\alpha = n_j\sigma = \Sigma$ makroskopický účinný průřez

Střední volná dráha l = je střední vzdálenost kterou urazí částice v materiálu před interakcí.

$$l = \frac{1}{n_j\sigma}$$

Kvantová fyzika → všechny měřené makroskopické veličiny σ, l jsou středními hodnotami (l je statistická veličina i v klasické fyzice).

Velikost účinných průřez:

Velice silná závislost účinných průřezů na energii nalétávající částice a povaze interakce. Hodnoty se pohybují ve velmi širokém rozmezí: $\sim 10^{-47}\ \mathrm{m}^2 \div \sim 10^{-24}\ \mathrm{m}^2 \rightarrow \sim 10^{-19}$ barn $\div \sim 10^{4}$ barn

Silná interakce (vzájemná interakce nukleonů a dalších hadronů):

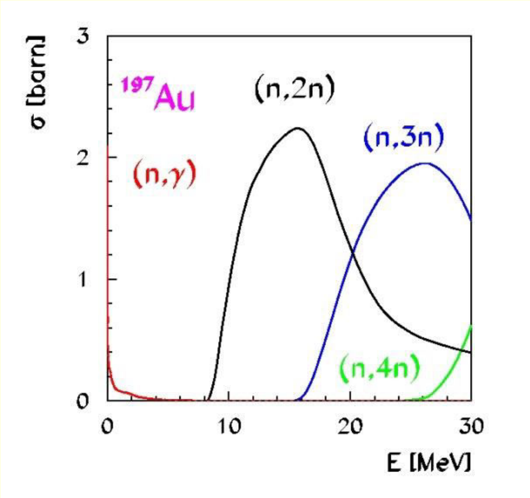
$\sim 10^{-30}\ \mathrm{m}^2 \div \sim 10^{-24}\ \mathrm{m}^2 \rightarrow \sim 0{,}01$ barn $\div \sim 10^{4}$ barn

Elektromagnetická interakce (reakce nabitých leptonů nebo fotonů):

$\sim 10^{-35}\ \mathrm{m}^2 \div \sim 10^{-30}\ \mathrm{m}^2 \rightarrow \sim 0{,}1\ \mu$barn $\div \sim 10$ mbarn

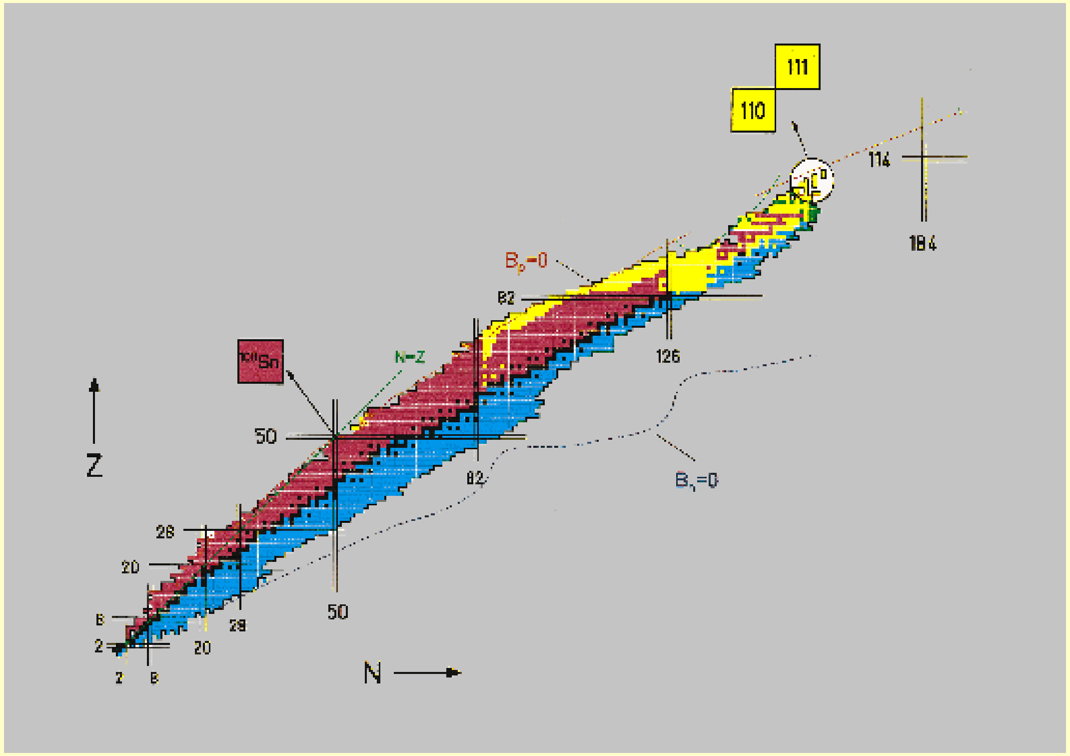
Slabá interakce (reakce neutrin): $\approx 10^{-47}\ \mathrm{m}^2 = 10^{-19}$ barn

Účinné průřezy různých reakcí neutronů s jádrem zlata



Fenomenologické vlastnosti jader

1) Úvod - nukleonová struktura jader
2) Rozměry jader
3)Hmotnosti jader a vazbové energie
4) Energetické stavy jader
5) Spiny
6) Magnetické a elektrické momenty
7) Stabilita a nestabilita jader
8) Exotická jádra
9) Podstata jaderných sil



Úvod – nukleonová struktura jader.

Atomové jádro se skládá z nukleonů (protonů a neutronů).

Počet protonů (atomové číslo) – Z. Celkový počet nukleonů (nukleonové číslo) – A.

Počet neutronů – N = A-Z. $^{A}_{Z}\mathrm{Pr}^{N}$

Různá jádra se stejným počtem protonů – izotopy. Různá jádra – nuklidy.

Různá jádra se stejným počtem neutronů – izotony. Jádra s $N_1 = Z_2$ a $N_2 = Z_1$ – zrcadlová jádra

Různá jádra se stejným počtem nukleonů – izobary.

Neutrální atomy mají stejný počet elektronů v atomovém obalu jako protonů v jádře.

Protonové číslo udává i náboj jádra: $Q_j = Z \cdot e$

(Přímé potvrzení hodnoty náboje v rozptylových experimentech – z Ruthefordova vzorce pro rozptyl $(d\sigma/d\Omega)_\vartheta = f(Z^2)$)

Atomové jádro může být relativně stabilní v základním stavu nebo ve stavu vzbuzeném s vyšší energií – izomery ($\tau > 10^{-9}$s).

Stabilní jádra mají A a Z splňující přibližně empirickou formuli: $$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}0155 A^{2/3}}$$

V současné době jsou spolehlivě známa a pojmenovaná jádra až po Z=112 (objevy jader se Z=114, 116 (Dubna) potvrzeny, objevy Z=113, 115, 117 a 118 potřebují potvrdit).

Aspoň jeden stabilní izotop mají jádra až po Z=83 (Bi) - ($T_{1/2}(^{209}\mathrm{Bi}) = 1{,}9 \cdot 10^{19}$ let).
Po (Z=84) stabilní izotop nemá. Th , U a Pu mají $T_{1/2}$ srovnatelné s věkem Země.

Maximální počet stabilních izotopů má Sn (Z=50) - 10 (A =112, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 124).

Celkový počet známých izotopů jednoho prvku až 38. Počet známých nuklidů: 3104 (r. 2011).

Rozměry jader

Určuje se vlastně rozložení hmoty nebo náboje v jádře.

Zkoumáme hlavně rozptylem nabitých nebo neutrálních částic na jádrech

Uvnitř jádra je hustota ρ hmoty a náboje konstantní a na okraji se pozoruje rychlý úbytek hustoty. Ve sférických jádrech můžeme toto rozložené dobře popsat vztahem (Woodsův-Saxonův):

$$\rho(\mathrm{r}) = \frac{\rho_0}{1+\mathrm{e}^{\alpha(\mathrm{r}-\mathrm{R})}}$$

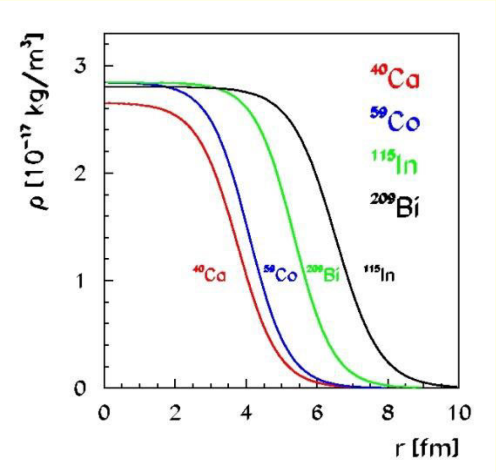
kde α je koeficient difuse. Poloměrem jádra R se myslí vzdálenost od centra, kde hustota klesne na polovinu. Z měření pro R = f(A) platí přibližný vztah: $\mathbf{R = r_0 A^{1/3}}$

kde z měření vychází $r_0 = 1{,}2(1) \cdot 10^{-15}$ m = 1,2(2) fm ($\alpha = 1{,}8$ fm^{-1}). To ukazuje na konstantnost jaderné hustoty. Z Avogárdovy konstanty

nebo hmotnosti protonu: $$\rho = \frac{Am_p}{\frac{4}{3}\pi \cdot R^3} = \frac{m_p}{\frac{4}{3}\pi \cdot r_0^3} = \frac{1.67\cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg}}{\frac{4}{3}\pi\cdot\left(1.2\cdot 10^{-15}\,\mathrm{m}\right)^3}$$ **dostaneme $\rho \approx 10^{17}$ kg/m^3.**

Rozptyl rychlých elektronů (rozložení náboje) → menší r_0.
Rozptyl neutronů (rozložení hmoty) → větší r_0.

Větší objem neutronové hmoty způsoben větším počtem neutronů v jádrech (jinak by byl objem zaujímaný protony díky coulombovskému odpuzování větší).



Rozložení hustoty hmoty spojené s nábojem ρ = f(r) měřené v rozptylu elektronů s energií 1 GeV

Deformovaná jádra – všechna jádra nejsou kulově symetrická, kromě menších hodnot deformace u některých jader v základním stavu byla u vysoce vzbuzených stavů jader pozorována **superdeformace** (2:1 ÷ 3:1). Měřeno pomocí elektrických kvadrupólových momentů a elektromagnetických přechodů mezi vzbuzenými stavy jader.

Neutronová a protonová halo – lehčí jádra s relativně velkým přebytkem neutronů či protonů → slabě vázané neutrony a protony vytvářejí halo okolo centrální části jádra.

Experimentální určování rozměru jádra:

1) Rozptyl různých částic na jádře: Nutná dostatečná energie nalétávajících částic pro zkoumání rozměru 10^{-14}m (10^{-15}m). De Broglieho vlnová délka $\lambda = h/p < r$:

Neutrony: $m_n c^2 >> E_{KIN} \rightarrow \lambda = h/\sqrt{2mE_{KIN}} = 2\pi\hbar c/\sqrt{2mc^2 E_{KIN}} \Rightarrow E_{KIN} = \frac{2(\pi\hbar c)^2}{\lambda^2 \cdot mc^2} = 8MeV\,(800MeV) \Rightarrow E_{KIN} > 8MeV\,(800MeV)$

Elektrony: $m_e c^2 << E_{KIN} \rightarrow \lambda = hc/E_{KIN} \rightarrow E_{KIN} = 2\pi\hbar c/\lambda = 124$ MeV (1240 MeV) $E_{KIN} > 100$ MeV (1000MeV)

2) Měření rentgenových spekter mionových atomů obsahujících místo elektronů miony ($m_\mu = 207\, m_e$): μ,e – interagují s jádrem pouze elektromagneticky. Miony jsou ~200× blíže jádra → „cítí“ rozměr jádra (pro mion je poloměr slupky K v Pb 3 fm ~ rozměr jádra)

3) Izotopový posun spektrálních čar: v hyperjemné struktuře spekter atomů s různými izotopy pozorujeme rozštěpení spektrálních čar – závisí na rozložení náboje – poloměru jádra.

4) Velikost coulombovské energie jádra: Zmenšení vazbové energie jádra o coulombovskou energii E_C (energie rovnoměrně nabité koule)

$$E_C = \frac{3}{5}\frac{e^2}{R_C}Z^2$$

Zrcadlová jádra – stejná jaderná vazebná energie, rozdílná coulombovská. Rozdíl vazebné energie je dán rozdílem E_C.

5) Studium rozpadu α: ze závislosti mezi pravděpodobností produkce částice α a její kinetickou energií lze určit poloměr jádra

Hmotnosti jader

Jádro obsahuje Z protonů a N=A-Z neutronů. Naivní představa hmotnosti jádra:

$$M(A,Z) = Zm_p+(A-Z)m_n$$

Kde m_p je hmotnost proton ($m_p \cong 938{,}27\ \mathrm{MeV/c^2}$) a m_n je hmotnost neutronu ($m_n \cong 939{,}56\ \mathrm{MeV/c^2}$)

kde $\mathrm{MeV/c^2} = 1{,}782 \cdot 10^{-30}$ kg, používá se i hmotnostní jednotka: $m_u = u = 931{,}49\ \mathrm{MeV/c^2} = 1{,}660 \cdot 10^{-27}$ kg. Hmotnost jádra se pak udává pomocí relativní atomové hmotnosti $A_r = M(A,Z)/m_u$.

Skutečné hmotnosti jsou menší – jádro se díky zákonu zachování energie nerozpadá na své složky.

Hmotnostní úbytek ΔM:

$$\Delta M(A,Z) = M(A,Z) - (Zm_p + (A-Z)m_n)$$

Je ekvivalentní energii, která se uvolní při spojení jednotlivých nukleonů do jádra - vazbové energii $B(A,Z) = -\Delta M(A,Z)\ c^2$

Vazbová energie vztažená na jeden nukleon B/A:

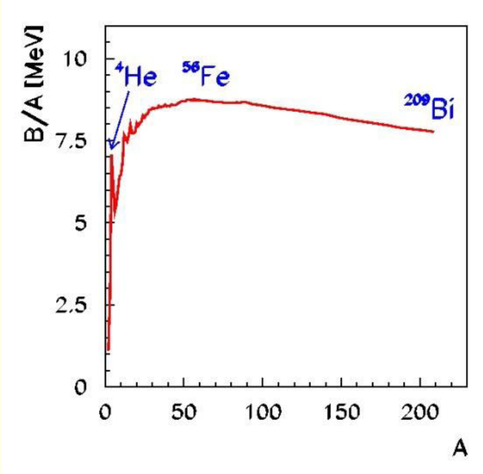
Maximum je pro jádro ^{56}Fe (Z=26, B/A=8,79 MeV).

Pro získání energie:

1) Slučovat lehká jádra
2) Štěpit těžká jádra

8,79 MeV/nukleon $\rightarrow$ $1{,}4 \cdot 10^{-13}$ J/$1{,}66 \cdot 10^{-27}$ kg = $8{,}7 \cdot 10^{13}$ J/kg

(spalování benzínu: $4{,}7 \cdot 10^{7}$ J/kg)



Vazbová energie na jeden nukleon pro stabilní jádra

Měření hmotností a vazbových energií:

Hmotnostní spektroskopie:

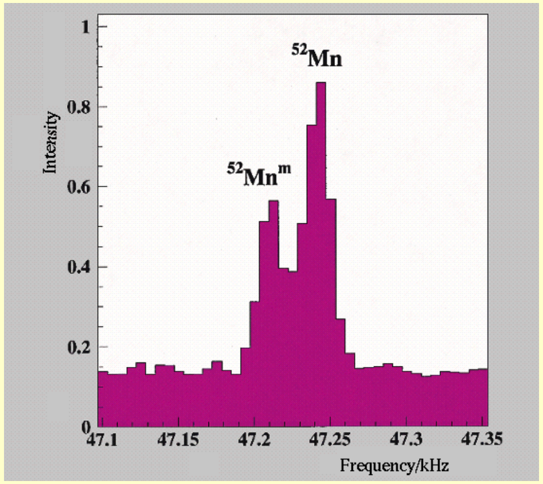
Hmotnostní spektrografy a spektrometry využívají pohyb částice v elektrickém a magnetickém poli:

Hmotnost $m=p^2/2E_{KIN}$ lze určit z porovnání hybnosti a kinetické energie. Provádí se průchodem iontu s nábojem Q "filtrem energie" a "filtrem hybnosti", které se realizují elektrickým a magnetickým polem:

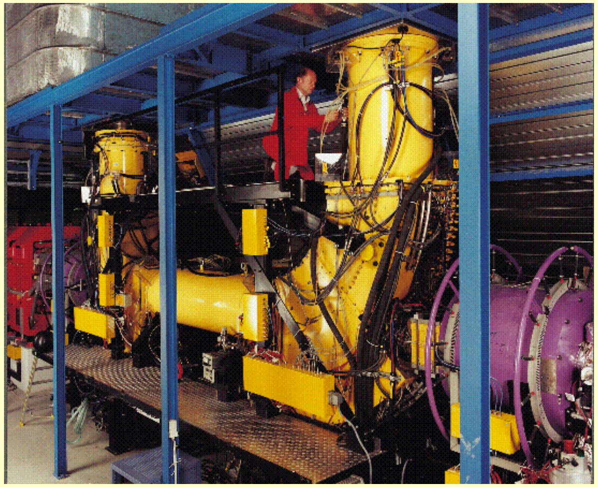
$\vec{F}_E = Q\vec{E}$ **a tedy F = QE** $\vec{F}_B = Q\vec{v}\times\vec{B}$ **pro** $\vec{B}\perp\vec{v}$ **platí F_B = QvB**

Ve studii Audiho a Wapstry z roku 1993, která se zabývala systematikou hmotnosti jader je jmenováno 2650 různých izotopů. Z nich jen 1825 má určenou hmotnost.

Využití frekvence oběhu v magnetickém poli prstence shromažďujícího ionty. Pomocí elektronového chlazení se vyrovnají hybnosti → pro různou hmotnost → různá rychlost a frekvence.



Srovnání frekvence (hmotnosti) základního a izomérního stavu ^{52}Mn. Měřeno v GSI Darmstadt



Elektronové chlazení shromažďovacího prstence ESR v GSI Darmstadt

V GSI Darmstadt umožňuje fragment separátor (FSR) produkující různé izotopy a shromažďovací prstenec (ESR) měřit velké množství hmotností jader. Přesnost dosahuje $\Delta M = 0{,}1\ \mathrm{MeV}/c^2$, což reprezentuje relativní přesnost $\Delta M/M \sim 10^{-6}$. Možnost měřit i krátkodobé izotopy $\tau > 30$ s (s elektronovým chlazením), $\tau \approx \mu$s (bez elektronového chlazení).

Podobné zařízení v CERN (ISOLDE)

Využití energetické bilance reakcí:

Lze využít v případě, kdy nelze použít hmotnostní spektroskopie.

Například pro určení hmotnosti neutronu:

1) Změříme energii kvanta γ potřebnou k rozštěpení deuteronu: $^2_1\mathrm{d} + \gamma = {}^1_0\mathrm{n} + {}^1_1\mathrm{H} - \mathrm{B}$

2) Pro hmotnost deuteronu platí: $m_d = m_n + m_H - B$

3) Hmotnostní spektroskopií změříme hmotnost vodíku a deuteronu.

4) Hmotnost neutronu je: $m_n = (m_d - m_H) + B$.

Tak lze určit hmotnosti dalších nestabilních jader ($\Delta M/M \sim 10^{-8}$).

Jsou nukleony lokalizovány v jádře? $B/A \approx 8$ MeV /A Pro separaci nukleonu nutná energie ≈ 8 MeV

De Broglieho vlnová délka $\lambda = h/p \rightarrow$ podmínka vázaného stavu $2\pi r = n\lambda$ (n přirozené číslo) $\rightarrow \lambda/2\pi$ udává typický rozměr. 8 MeV << 939 MeV $\rightarrow$ nerelativistické přiblížení

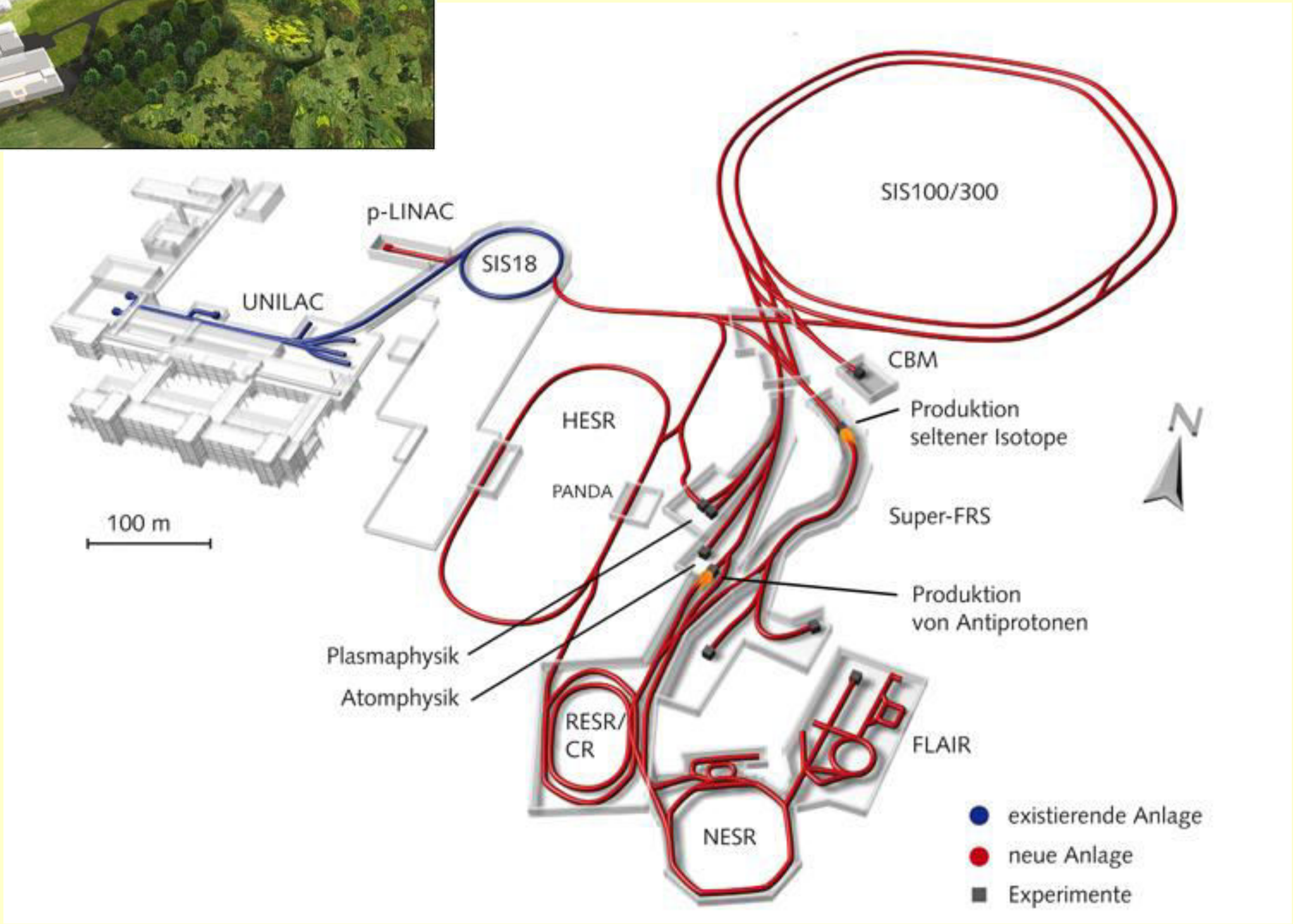
$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_0 E_{KIN}}} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2m_0 c^2 E_{KIN}}} = \frac{197\,\mathrm{MeV}\cdot\mathrm{fm}}{\sqrt{2\times 940\times 8\,\mathrm{MeV}}} = 1{,}6\,\mathrm{fm} \longrightarrow \text{jsou}$$

Odpovídá rozměrům jádra.

Mohou být elektrony lokalizovány v jádře? Elektron s E_{KIN}=8 MeV je relativistický až ultrarelativistický:

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} \cong \frac{\hbar c}{E_{KIN}} = \frac{197\,\mathrm{MeV}\cdot\mathrm{fm}}{8\,\mathrm{MeV}} = 25\,\mathrm{fm} \longrightarrow \text{nemohou}$$

FAIR (GSI Darmstadt)



Vzbuzené energetické stavy

Jádro může být jak v základním stavu, tak ve stavu s vyšší energií – vzbuzeném stavu

Každý vzbuzený stav – odpovídající energie → energetická hladina

Kvantová fyzika → diskrétní hodnoty možných energií

Schéma energetických hladin:

Deexcitace vzbuzeného jádra z vyšší hladiny na nižší vyzářením fotonu (záření gama) nebo přímým předáním energie elektronu v obalu atomu – vyzáření konverzního elektronu. Jádro se nemění. Nebo také rozpadem (emisí částice). Jádro se mění.

Tři typy vzbuzených stavů jádra:

1) Částicové – excitace nukleonů $E_{ČAS}$
2) Vibrační – vibrace jádra E_{VIB}
3) Rotační – rotace deformovaného jádra E_{ROT}

(v kvantové fyzice nemůže mít sférický objekt rotační energii)

platí $E_{ČAS} >> E_{VIB} >> E_{ROT}$

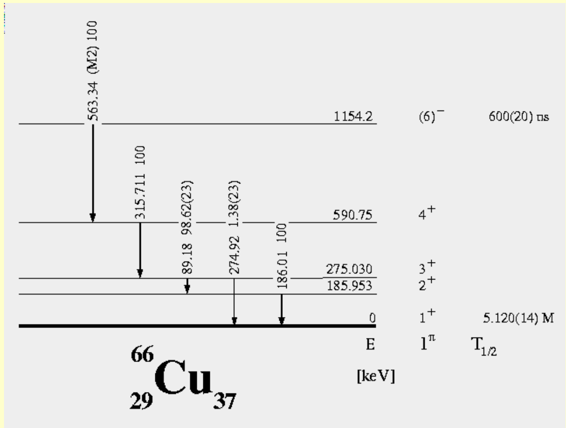
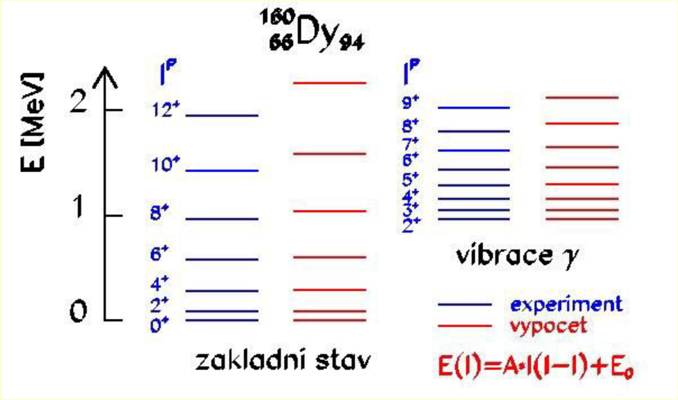


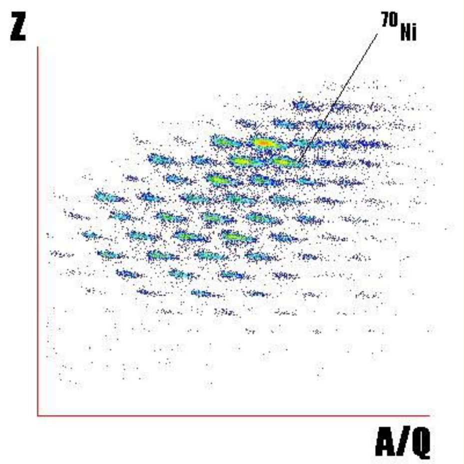
Schéma hladin v jádře ^{66}Cu (změřeno v GANIL – Francie, experiment E243)



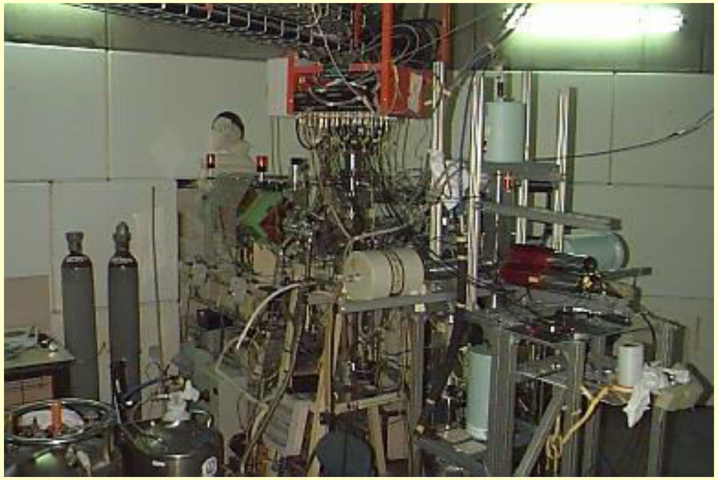
Získání vzbuzených stavů jader:

1) V rozpadu β nebo α
2) V nepružném rozptylu nabitých částic či jader – coulombovská excitace
3) V jaderných reakcích

Získání velkého množství různých izotopů ve vzbuzeném stavu umožňují separátory fragmentů a radioaktivní svazky.



Identifikace izotopů získaných na zařízení LISE (GANIL-Francie)



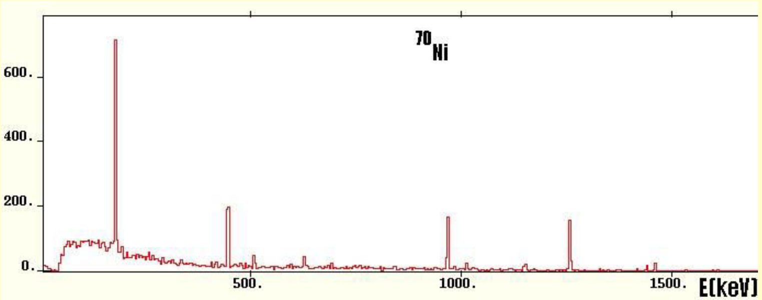
Zařízení experimentu E243 (LISE-GANIL-Francie)

Měření charakteristik přechodů mezi vzbuzenými stavy:

1) Energetická spektra a úhlová rozdělení záření gama
2) Energetická spektra konverzních elektronů

Měření charakteristik vzbuzených stavů:

Energetická spektra a úhlová rozdělení částic z rozptylu či reakce



Spektrum záření γ při deekcitaci hladin ^{70}Ni (experiment E243)

Spiny jader

Protony a neutrony mají spin 1/2. Složením spinů a orbitálních momentů hybnosti dostaneme celkový moment hybnosti jádra **I**, který se označuje jako spin jádra

Orbitální momenty nukleonu mají celočíselné hodnoty → jádra se sudým A – celočíselný spin
jádra s lichým A – poločíselný spin

Klasicky je moment hybnosti definován $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$. V kvantové fyzice příslušným operátorem, který splňuje komutační relace: $\hat{\vec{l}} \times \hat{\vec{l}} = i\hbar\hat{\vec{l}}$

Platí tato pravidla:

1) Vlastní hodnoty $\hat{\vec{I}}^2$ jsou $\vec{I}^2 = I(I+1)\hbar^2$, kde číslo **I = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2 …**
velikost momentu je **|I| = ħ [I(I+1)]$^{1/2}$**

2) Z komutačních relací plyne, že složky vektoru nemůžeme jednotlivě pozorovat. Současně je možno pozorovat $\vec{I}^2$ a jednu složku – např. I_z.

3) Složky (průměty spinu) mohou nabývat celkem **2I+1** hodnot $I_z = I\hbar, (I-1)\hbar, (I-2)\hbar, \ldots -(I-1)\hbar, -I\hbar$.

4) Jako moment hybnosti se udává číslo **I = max(I_z)**. Spin odpovídající orbitálnímu momentu nukleonů je pouze celočíselný: **I ≡ l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, … (s, p, d, f, g, h, …)**, spin nukleonu je **I ≡ s = 1/2.**

5) Skládání pro jednotlivý nukleon $\hat{\vec{j}} = \hat{\vec{l}} + \hat{\vec{s}}$ vede na **j = l ± 1/2**. Skládání pro soustavu více částic probíhá různě. Extrémní případy:

LS-vazba, kde $\hat{\vec{I}} = \hat{\vec{L}} + \hat{\vec{S}}, \hat{\vec{L}} = \sum_i \hat{\vec{l}}_i, \hat{\vec{S}} = \sum_i \hat{\vec{s}}_i$ **jj-vazba**, kde $\hat{\vec{I}} = \sum_i \hat{\vec{j}}_i$

Magnetické a elektrické momenty

Magnetický dipólový moment μ je svázán s existencí spinu I a náboje Ze. Je dán vztahem:

$$\vec{\mu} = g\mu_j \vec{I} \qquad |\mu| = g\mu_j I$$

Kde g je g-faktor (označovaný i jako gyromagnetický poměr) a μ_j je jaderný magneton: $\mu_j = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3{,}15 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{MeVT}^{-1}$

Bohrův magneton: $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 5{,}79 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{MeVT}^{-1}$

Pro bodovou částici g = 2 (pro elektron souhlas $\mu_e = 1{,}0011596\,\mu_B$). Pro nukleony $\mu_p = 2{,}79\,\mu_j$ a $\mu_n = -1{,}91\,\mu_j$ – anomální magnetické momenty ukazují na komplikovanou strukturu těchto částic.

Magnetické momenty jader jsou jen $\mu = -3\,\mu_j \div 10\,\mu_j$, sudo-sudá jádra $\mu = I = 0$ → potvrzení malých spinů, silného párování a nepřítomnosti elektronů v jádře.

Elektrické momenty:

Elektrický dipólový moment: odpovídá polarizaci náboje soustavy. Předpoklad: náboj je v jádře v základním stavu rozložen rovnoměrně → elektrický dipólový moment je nulový. Odpovídá experimentu.

Elektrický kvadrupólový moment Q: udává rozdíl rozložení náboje od sférického. Předpoklad: Jádro je rotační elipsoid s rovnoměrně rozloženým nábojem Ze: (c,a jsou hlavní poloosy elipsoidu) deformace $\delta = (c-a)/R = \Delta R/R$

$$Q = \frac{2}{5} Z(c^2 - a^2)$$

Výsledky měření:

1) Pro většinu jader $Q = 10^{-29} \div 10^{-30}\ m^2 \rightarrow \delta \leq 0{,}1$

2) V oblasti $A \sim 150 \div 180$ a $A \geq 250$ naměřeny vysoké hodnoty $Q \sim 10^{-27}\ m^2$. Převyšuje plochu jádra. $\rightarrow \delta \sim 0{,}2 \div 0{,}3 \rightarrow$ deformovaná jádra.

Obecně platí:

1) Všechny liché elektrické multipólové momenty vymizí

2) Všechny sudé magnetické multipólové momenty vymizí

3) Pro stav s celkovým momentem hybnosti I, vymizí střední hodnota všech momentů, jejichž řád multipólu $L > 2I$. Jádra s $I = 0, 1/2$ nemají elektrický kvadrupólový moment.

Měření magnetických momentů

Magnetické dipólové momenty jádra měříme pomocí jejich interakce s magnetickým polem. Energie magnetického dipólu v magnetickém poli $\vec{B}$ je: $E_{mag} = \vec{\mu} \cdot \vec{B}$

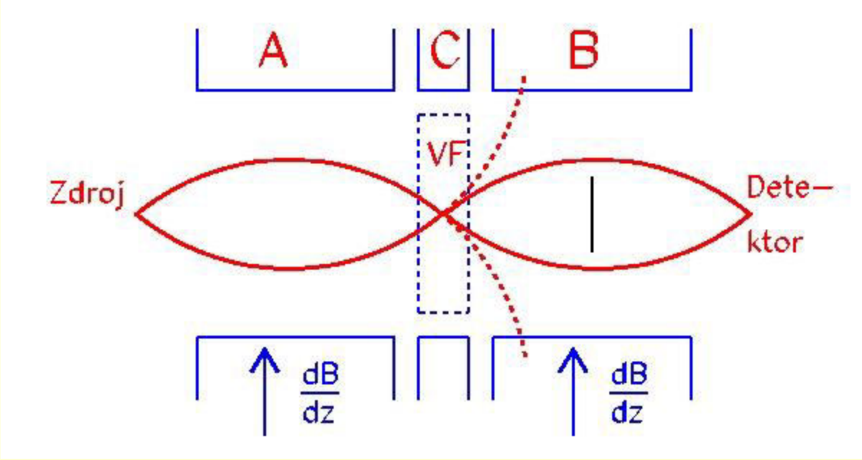
A) Magnetické momenty jader můžeme získat z rozštěpení hyperjemné struktury (interakce elektronového obalu a jádra).

B) Na základě pohybu magnetického dipólu v magnetickém poli:

1) Svazek neutrálních atomů prochází nehomogenním magnetickým polem → na magnetický moment působí sila: $F = \mu_Z \partial B_Z / \partial z$, která jej orientuje a fokusuje svazek do prostoru C. (Osa z je ve směru změny magnetického pole)

2) Homogenní magnetické pole magnetu C nepůsobí silově. V tomto místě se mění orientace magnetického dipólu pomocí vysokofrekvenčního pole (indukované dipólové přechody) o frekvenci $\omega = \Delta E_{mag} / \hbar$, získávané pomocí indukční cívky.

3) Nehomogenní magnetické pole B pak fokusuje na detektor atomy se změněnou orientací. Ty co nezměnily orientaci vypadají.



C) Měřením magnetické rezonance: Vzorek uložíme do homogenního magnetického pole. Rozdíl energie odpovídající různým složkám momentu hybnosti I_Z : $\Delta E_{mag} = g\mu \Delta I_Z B$. Pro dipólové přechody $\Delta I_Z = \pm 1$: $\Delta E_{mag} = \hbar\, \omega_L = g\mu B \rightarrow \omega_L = (1/\hbar)\, g\mu B$ kde ω_L je Larmorova frekvence. Existenci rezonance zjistíme například absorpcí energie v indukční cívce.

Stabilita a nestabilita jader

Stabilní jádra pro malá A (<40) platí Z = N, pro těžší jádra N ≅ 1,7 Z. Tuto závislost lze přesněji vyjádřit empirickou formulí:

$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}0155A^{2/3}}$$

Pro stabilní těžká jádra přebytek neutronů → hustota náboje a destabilizující vliv coulombovského odpuzování menší při větším počtu neutronů.

Sudo-sudá jádra jsou stabilnější → existence párování

N	Z	počet stabilních jader
sudé	sudé	156
sudé	liché	48
liché	sudé	50
liché	liché	5

Magická čísla – pozorované hodnoty N a Z se zvýšenou stabilitou.

V roce 1896 H. Becquerel poprvé pozoroval projev nestability jader – radioaktivitu. Nestabilní jádra vyzařují:

Rozpad α → přeměna jádra vyzářením ^{4}He
Rozpad β → přeměna jádra vyzářením e^-, e^+ nebo záchytem elektronu z obalu atomu
Rozpad γ → jádro se nemění, jen se deexcituje vyzářením kvanta gama nebo konverzního elektronu
Samovolné štěpení → štěpení velmi těžkých jader na dvě jádra
Protonová emise → přeměna jádra emisí protonů

V současnosti se studují jádra s dobou života v nanosekundové oblasti. Ohraničují je:

hranice protonové stability při vzdalování od linie stability k přebytku protonů (separační energie protonu se snižuje k 0) a hranice neutronové stability – totéž pro neutrony. Šířka energetických hladin Γ vzbuzených stavů jader a jejich doba života τ spolu souvisí vztahem $\tau\Gamma \approx h$. Hranice pro dobu života $\Gamma < \Delta E$ (ΔE – vzdálenost hladin) $\Delta E \sim 1$ MeV → $\tau \gg 6\cdot10^{-22}$s.

Exotická jádra

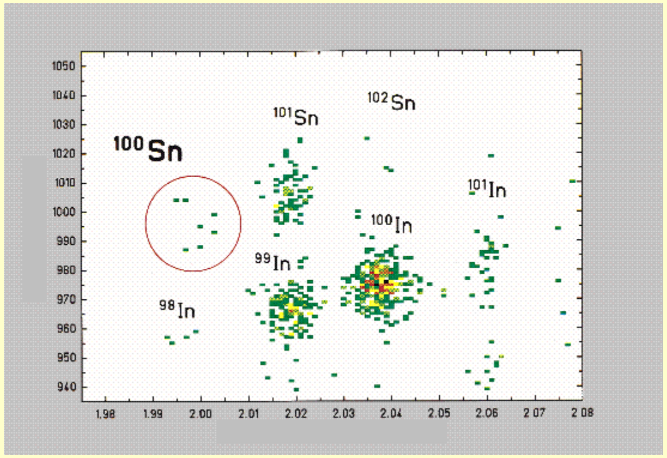
Jádra vzdálená od linie stability: 1) s velkým přebytkem neutronů
2) s velkým deficitem neutronů (přebytkem protonů)

Snaha zkoumat všechny izotopy mezi hranicemi protonové a neutronové stability.

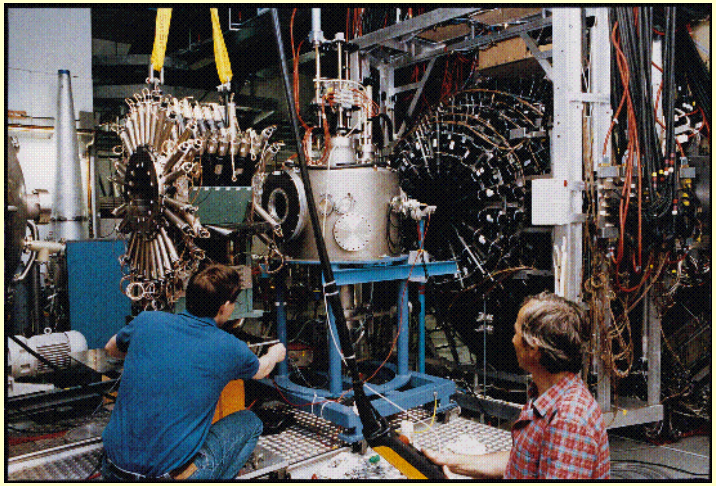
Dvojitě magická jádra: ^{100}Sn je takové jádro s největším počtem neutronů a protonů

Poprvé pozorováno v GSI Darmstadt v SRN a v GANIL Caen ve Francii

Vysoce vzbuzené stavy: 1) s velmi vysokou energií
2) s velmi vysokým spinem
3) s velkými deformacemi → kvadrupólovými momenty
(superdeformované až hyperdeformované)



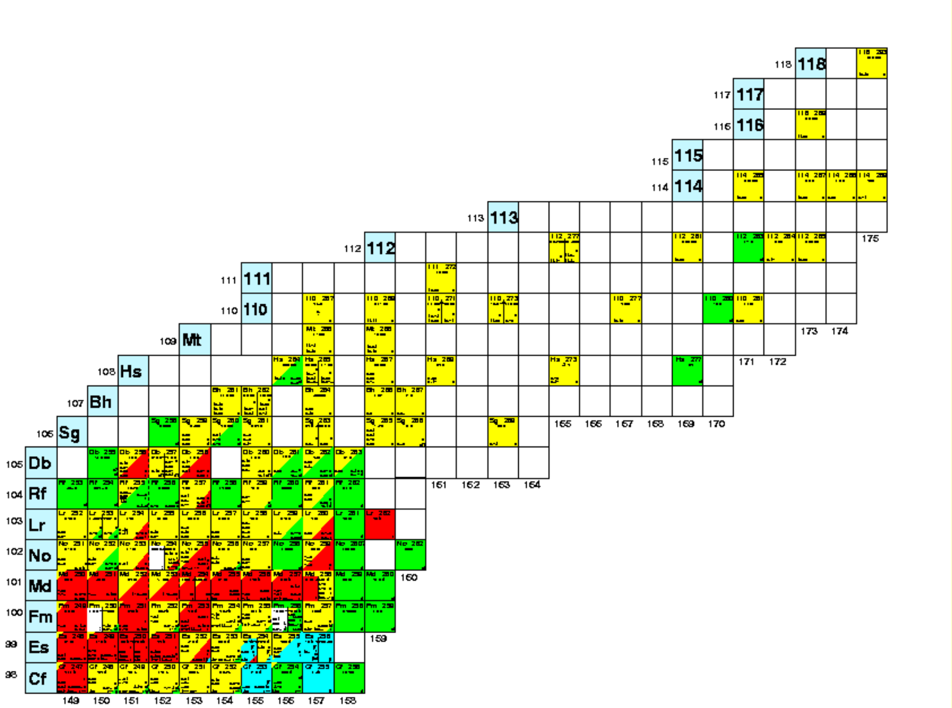
Případy pozorování jádra ^{100}Sn v GSI Darmstadt



Zařízení na zkoumání exotických jader v GSI Darmstadt

Supertěžká jádra: pro vysoká A a Z stabilita klesá – existence magických čísel → existence ostrova stability. Prokázány jádra po Z = 112 a pak Z = 114 a 116 (hlavně GSI Darmstadt, SÚJV Dubna a Berkeley).

Zatím oficiálně nejsou uznány, ale s velkou důvěryhodností produkovány také jádra Z = 113, 115, 117 a 118 (Dubna, Berkeley, Riken, Darmstadt).



Poslední pojmenované prvky:
Z = 112 Kopernicium

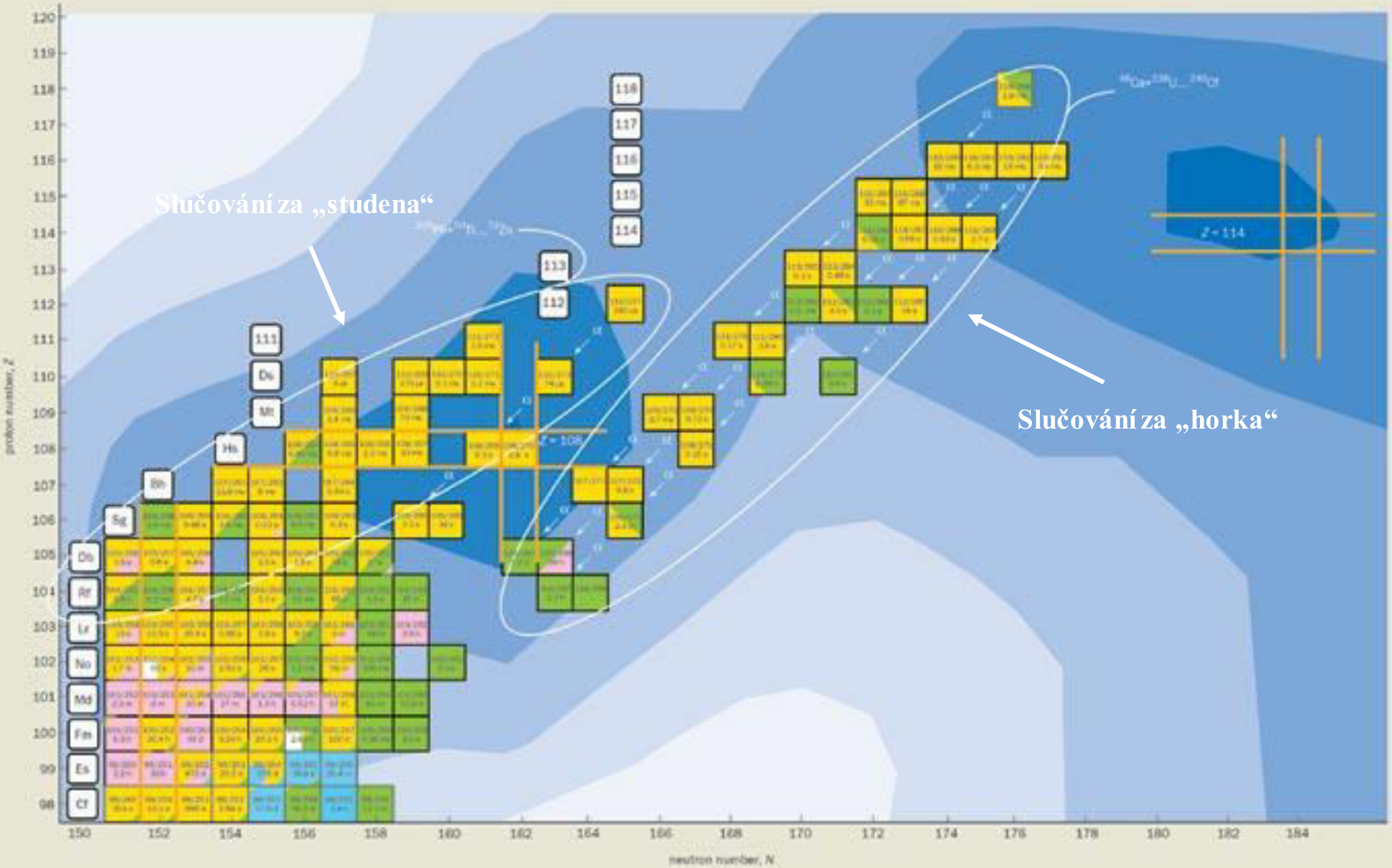
Vůbec nejposlednější:
Z=114 Flerovium
Z=116 Livermorium

Tabulka izotopů v oblasti supertěžkých prvků (stav v roce 2000)

Hyperjádra: Jeden nebo více neutronů je nahrazeno neutrálním hyperonem Λ. ${}_{\Lambda}H^{3}$, ${}_{\Lambda}He^{5}$, ${}_{\Lambda}Li^{9}$, ${}_{\Lambda}O^{16}$, ${}_{\Lambda}Fe56$, ${}_{\Lambda}Bi^{209}$, ${}_{\Lambda\Lambda}He^{6}$, ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{8}$). Ostatní hyperony (Σ, Ξ, Ω) interagují silně s nukleony a rozpadají se rychle na Λ (reakce zachovávající podivnost) a hyperjádro se nevytvoří. První objevy (1952) při studiu kosmického záření. Dnes je známo více než 33 hyperjader. Produkce pomocí intenzivních svazků mezonů. Doba života $\tau \approx \tau_{\Lambda} \approx 10^{-10}$s. (Rok 2010 – první antihyperjádro)

Umožňují studovat vliv podivnosti na charakter jaderných sil – prokazují existenci přitažlivých sil mezi Λ a nukleony ($B_{\Lambda p} < B_{np}$).

Mapa supertěžkých prvku

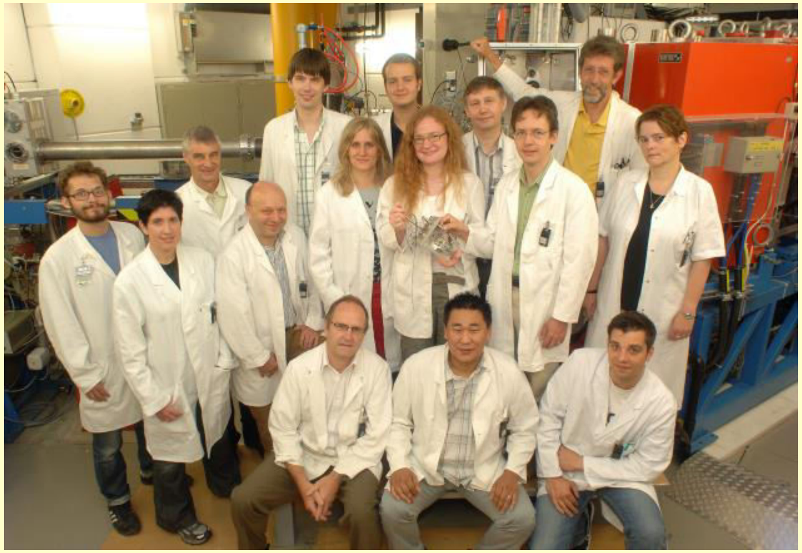


Jak dále? Horká fúze!

Další – slučování za vyšších energií na těžších terčích

Terče z plutonia, výlet většího počtu neutronů, větší problém s identifikací

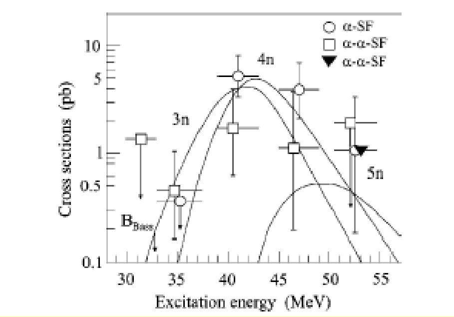
Většina objevů udělána v SÚJV Dubna v Rusku
Jurij Oganesjan



Týmu TASCA v GSI Darmstadt potvrdil
Výsledky z SÚV Dubna u prvku Z=114

Prvky z číslem 112, 113, 114, 115, 116, 118

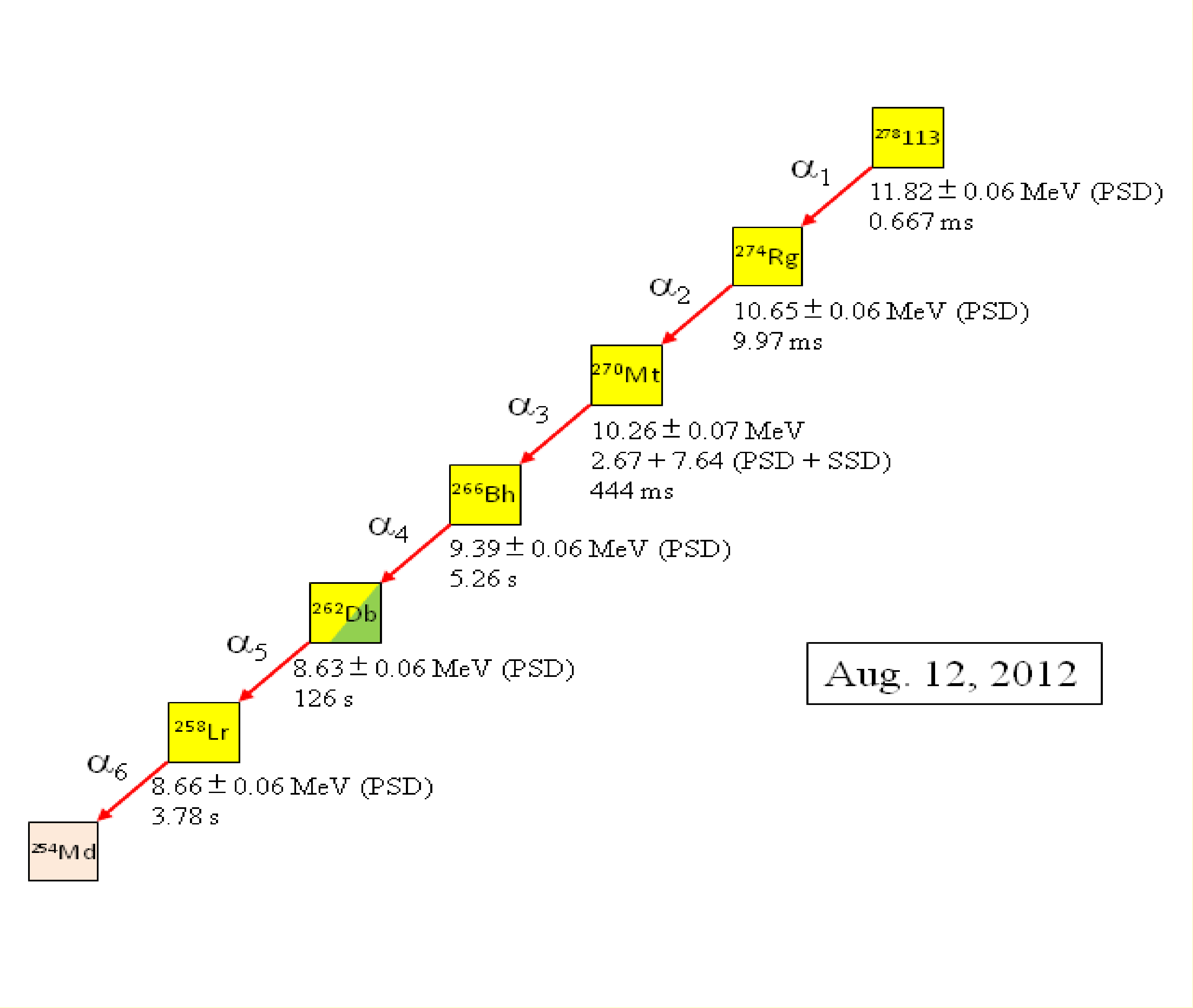
Problém – nekončí u známých izotopů,
dost dlouhé poločasy rozpadu
(problém s identifikací pomocí koincidencí)
Rok 2006 – navázání –zdá se OK



Excitační funkce pro reakci C+Pu

Reakce: $^{48}Ca + ^{244}Pu \rightarrow Z = 114, A = 292$

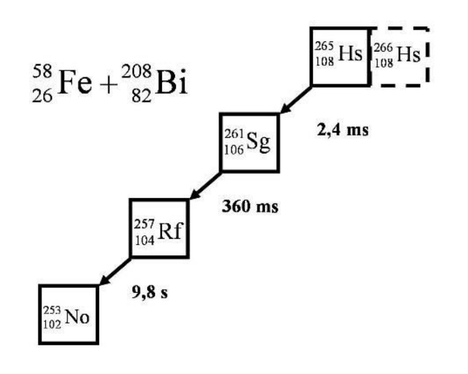
Riken – studená fúze – potvrzení existence prvku 113



Chemická analýza jednotlivých atomů

Jádro se rozpadne dříve než vznikne další

108 Hassium – poslední prvek zatím zkoumaný chemicky



První produkované jádro hassia

Známé izotopy hassia

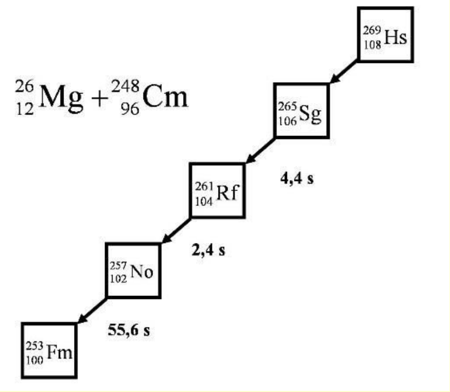
nukleonové číslo	poločas rozpadu
264	0,8 ms
265	2,0 ms
266	2,3 ms
267	26 ms
269	9,3 s
270	2,7 s
271	?
273	1,2 s
277*)	12 min

5. perioda	Ru	Rh	Pd
6. perioda	Os	Ir	Pt
7. perioda	Hs	Mt	Ds

jen prvky v tomto sloupci mohou být osmimocné

Oxid rutheničelý RuO_4
Oxid osmičelý OsO_4
Oxid hassičelý HsO_4

prvek	hustota [g/cm3]	bod tání [°C]	bod varu [°C]	tvrdost [Mohs]
Ru	12,437	2250	4075	6,5
Os	22,58	3050	5500	7,0



Produkce stabilnějších izotopů Hs

Zkoumání těkavosti → oxidy X–čelé velmi těkavé

úzký kanálek s klesající teplotou od -20°C do -170°C → čím těkavější tím dále se dostane než adsorbuje

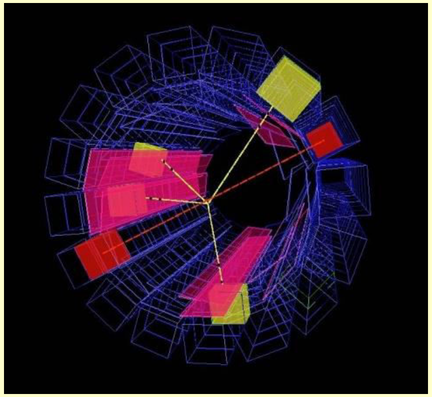
Hs s A ~ 288 bude možná velmi stabilní

Antijádra: Produkují se antiprotony, antineutron, antilambda, pozitron a řada dalších antičástic. Možnost existence antijader. Zatím pouze ty nejlehčí: antideuteron, antihélium 3 a antihelium 4 (2011). Rok 2010 také první antihyperjádro antihypertriton (antiproton, antineutron a antilambda)

Antiatomy: První antiatom (antivodík) v laboratoři CERN (1996) – experiment využívající kreaci páru elektron a pozitron při pohybu antiprotonu v poli jádra (vyřešil se problém zachycení pozitronu antiprotonem).

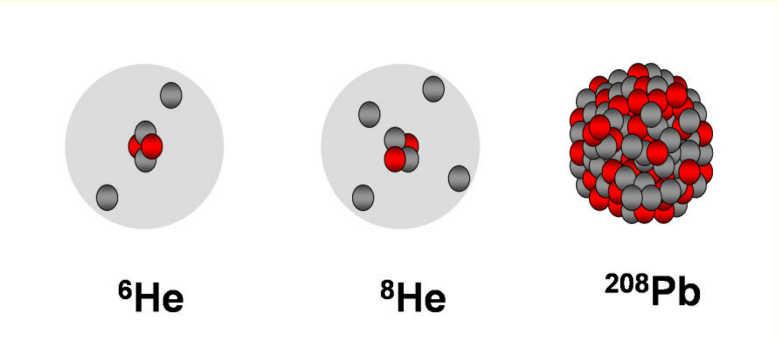
Zpomalovač antiprotonů v CERNu nyní umožňuje produkovat statisíce antivodíků, zachycení antiprotonů do magnetické pasti, smíchání s pozitrony → vznik antivodíku – detekce pomocí anihilace,
Udržení antivodíku nyní už i více než 1000 s

Jeden případ anihilace antivodíku – vznik 4 mezonů π (p + anti-p) a 2 γ (e + e+)

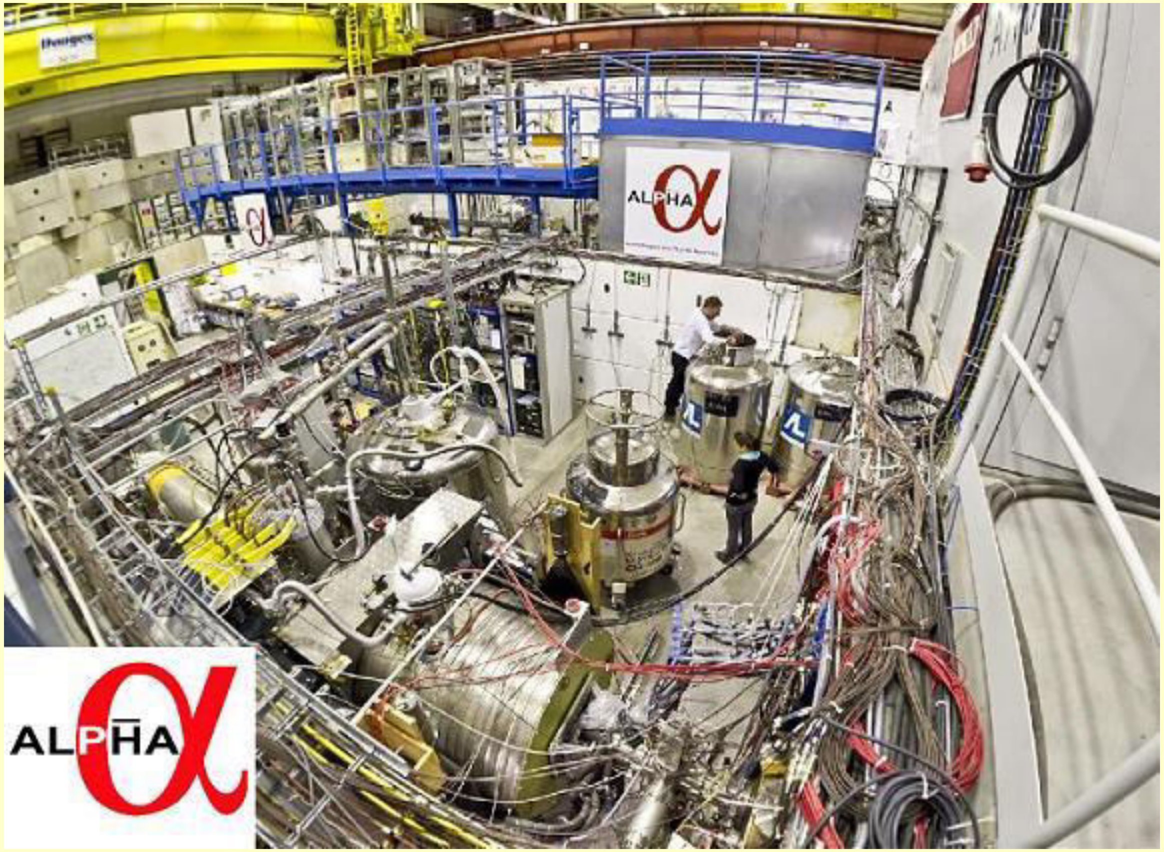


Exotické atomy: 1) mionové atomy – místo elektronu mion
2) pozitrónium – vázaný stav elektronu a pozitronu
3) atomkule – vázaný stav jádra a antiprotonu

Haló jádra: složena s jadérka silně vázaného často stabilní izotop a velmi slabě vázaných neutronů nebo protonů navíc



Borromejská jádra: slabě vázaný systém, každá z jeho části netvoří vázaný systém



2010 – první dlouhodobější udržení antivodíku:

38 atomů po dobu 170 ms

2011 – 309 antiatomů v pasti a z nich 19 vydrželo 1000 s

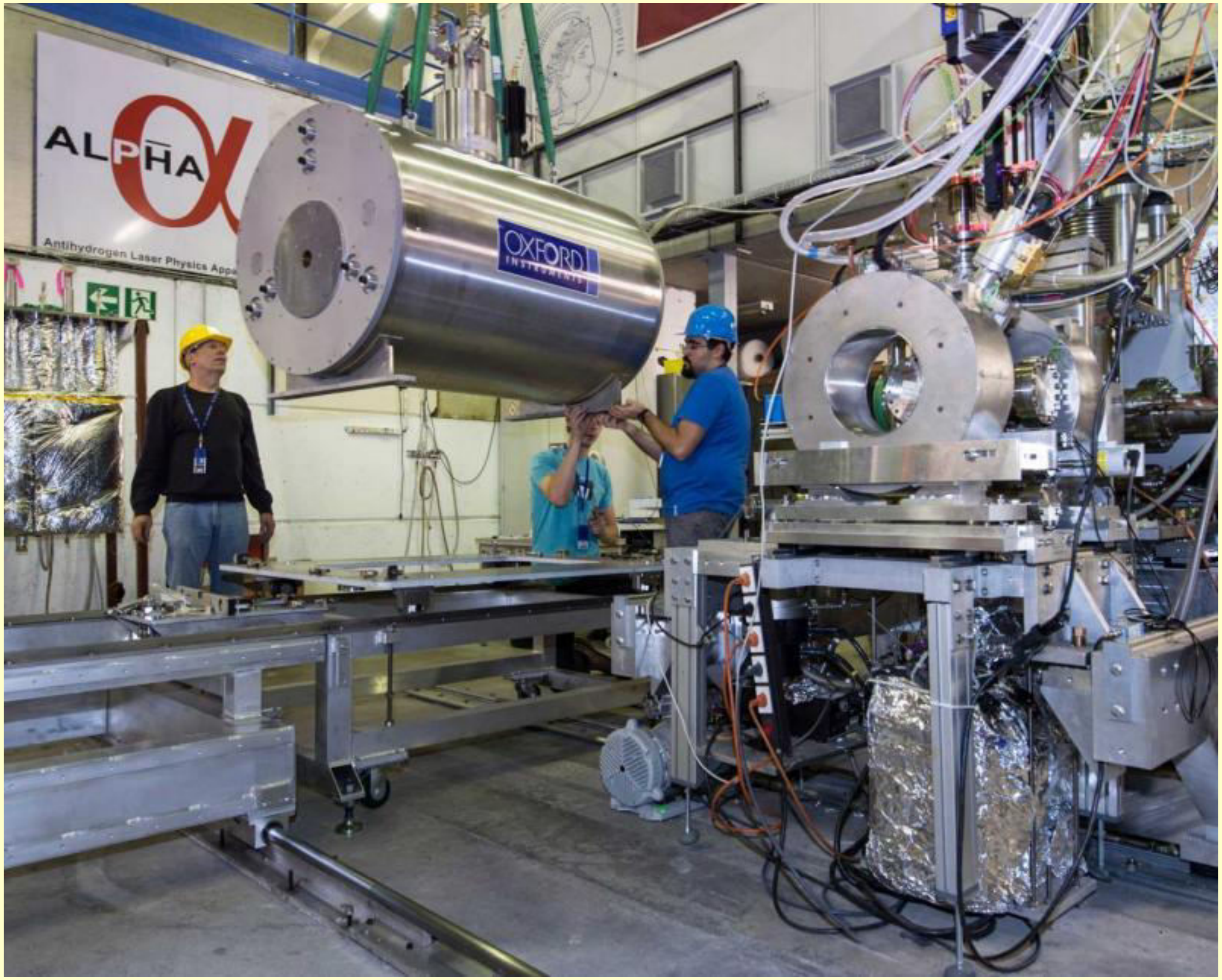
2012 – první změřený přechod ve spektru záření antivodíku

2013 – určena shoda gravitační hmotnosti vodíku a antivodíku $m_{antiH} = m_H + 110 \cdot m_H - 65 \cdot m_H)$

Cesta ke studiu a porovnání vlastností vodíku a antivodíku.

Spektrum vodíku lze měřit s extrémní přesností

Nové ALPHA II zařízení



První výsledek: Náboj antivodíku je nulový $(-1{,}3 \pm 1{,}1 \pm 0{,}4) \times 10^{-8}$,

Nyní běží i v době, kdy nepracuje LHC, dá se čekat další kvalitativní skok

Podstata jaderných sil

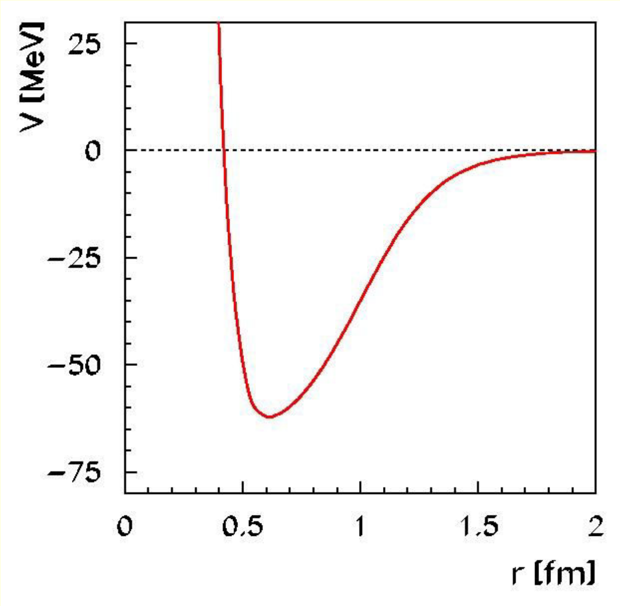
V jádře se projevují elektromagnetická interakce (coulombovské odpuzování), slabá (rozpad jader) ale hlavně silná jaderná interakce, která drží jádro pohromadě.

Pro coulombovskou interakci je vazebná energie $B \propto Z\,(Z\text{-}1) \rightarrow B/Z \propto Z$ pro velká Z $\rightarrow$ nenasycené síly dalekého dosahu

Pro jadernou sílu je vazebná energie $B/A \propto$ konst – projevuje se krátký dosah a nasycenost jaderných sil. Maximální dosah ~1,7 fm

Jaderné síly jsou přitažlivé (udržují jádro pohromadě), na velmi krátké vzdálenosti (~0.4 fm) se mění v odpudivé (jádro nezkolabuje). Přesnější tvar poteciálu jaderných sil lze získat z rozptylu nukleonů na nukleonech nebo jádrech.

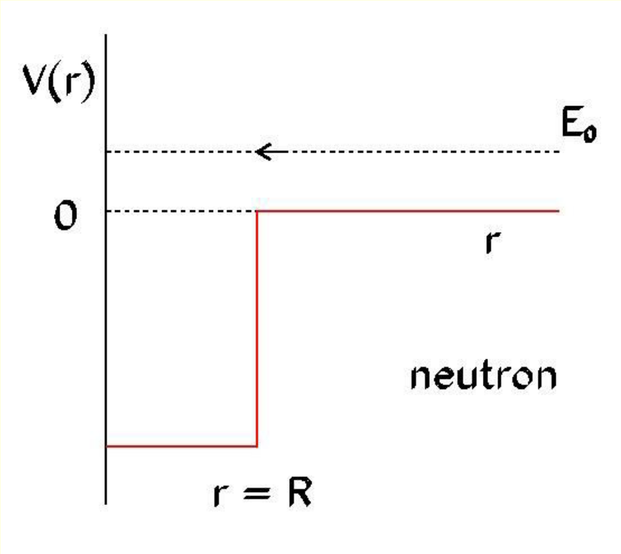
Nábojová nezávislost – účinné průřezy rozptylu nukleonů nezávisí na jejich elektrickém náboji. → Pro jaderné síly jsou neutron a proton dva různé stavy jedné částice nukleonu. Pro popis se zavádí nová veličina izospin T. Nukleon má pak izospin $T = 1/2$ se dvěma možnými orientacemi $T_Z = +1/2$ (proton) a $T_Z = -1/2$ (neutron). Formálně nakládáme z izospinem jako se spinem.

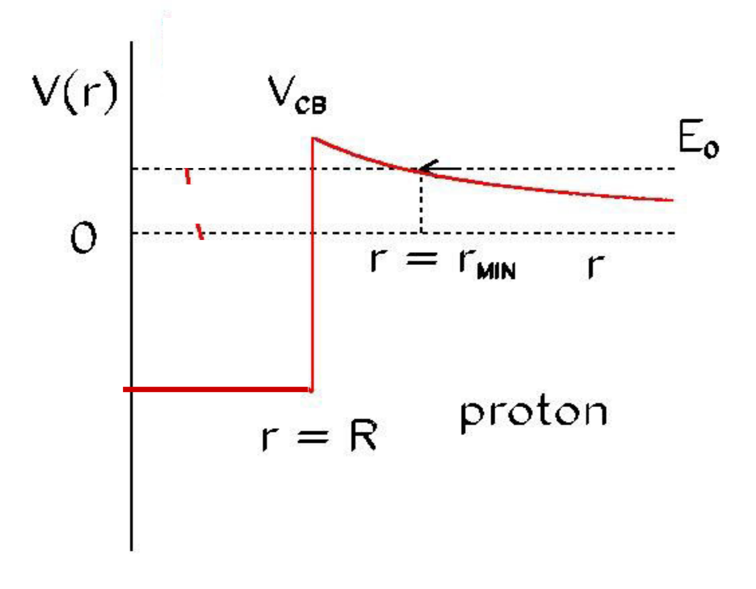


Spinová závislost – vysvětluje existenci stabilního deuteronu (existuje jen v tripletním stavu – s = 1 a ne v singletním - s = 0) a neexistenci dvojneutronu. Studujeme v rozptylových experimentech s použitím orientovaných svazků a terčů.

Tenzorový charakter – interakce mezi dvěma nukleony závisí na úhlu mezi směrem spinů a spojnicí obou částic.

Kromě silné interakce působí i elektrická síla. Jádro má kladný náboj a pro kladně nabitou částicí vytváří tato síla **coulombickou barieru** (dosah elektrické síly je větší než silné jaderné). Příslušný potenciál má tvar $V(r) \sim Q/r$.





V případě rozptylu navíc působí **odstředivá bariera**, daná momentem hybnosti nalétávající částice.

Výměnný charakter jaderných sil:

krátký dosah → nenulová klidová hmotnost zprostředkujících částic. Odpovídající potenciál navrhl H. Yukawa

$$V(r) \propto \frac{e^{mcr/\hbar}}{r}$$

kde m je hmotnost zprostředkující částice a ħ /mc je její Comptonova vlnová délka. Položíme Comptonovu délku rovnou dosahu R jaderných sil a určíme hmotnost zprostředkující částice:

$$mc^2 = \frac{\hbar c}{\lambda} \approx \frac{\hbar c}{R} = \frac{197\,\mathrm{MeVfm}}{1{,}7\ \mathrm{fm}} \approx 120\,\mathrm{MeV}$$

Zprostředkující částice s podobnou hmotností byly nalezeny a označeny jako mezony π . Přitažlivá a odpudivá jaderná síla je tak zprostředkována výměnou nabitých a neutrálních mezonů:

$$p + \pi^- \rightarrow n, \qquad n + \pi^+ \rightarrow p, \qquad p + \pi^0 \rightarrow p, \qquad n + \pi^0 \rightarrow n$$

Protony a neutrony neustále emitují a pohlcují mezony. Proč je nenacházíme s různou hmotností?

Princip neurčitosti: $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ →Nezachování energie je dovoleno pokud trvá méně než $\hbar/\Delta E$. Maximální dosah jaderných sil je R = 1,7 fm. Pak nejmenší doba přeletu nukleonu je: $\Delta t = R/c$. Při emisi mezonu s hmotností m_π se nezachovává energie: $\Delta E = m_\pi c^2$. Jestliže bude doba existence nezachování energie Δt tak pro maximální možnou energii nezachování (hmotnost mezonu) dostaneme: $m_\pi c^2 = \hbar c/R$ (stejný jako výše uvedený)

Nalezeny další mezony (η, ρ, φ …), i dvojmezonová výměna.

Modely atomových jader

1) Úvod

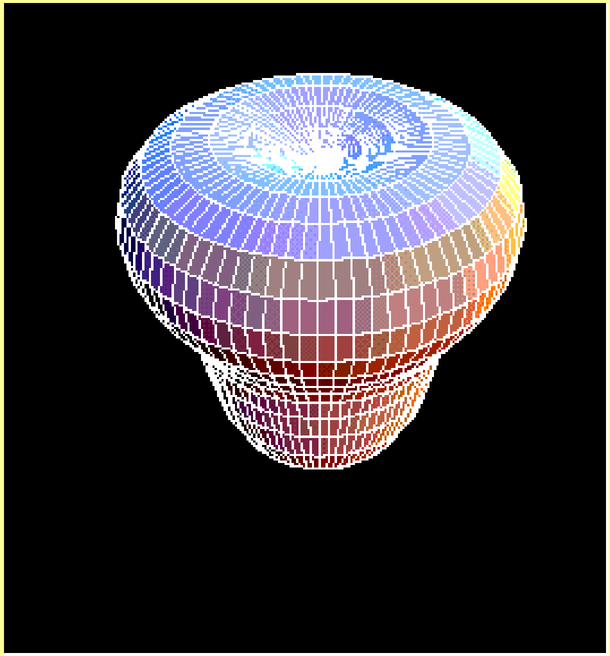
2) Kapkový model jádra

3) Jádro jako Fermiho plyn

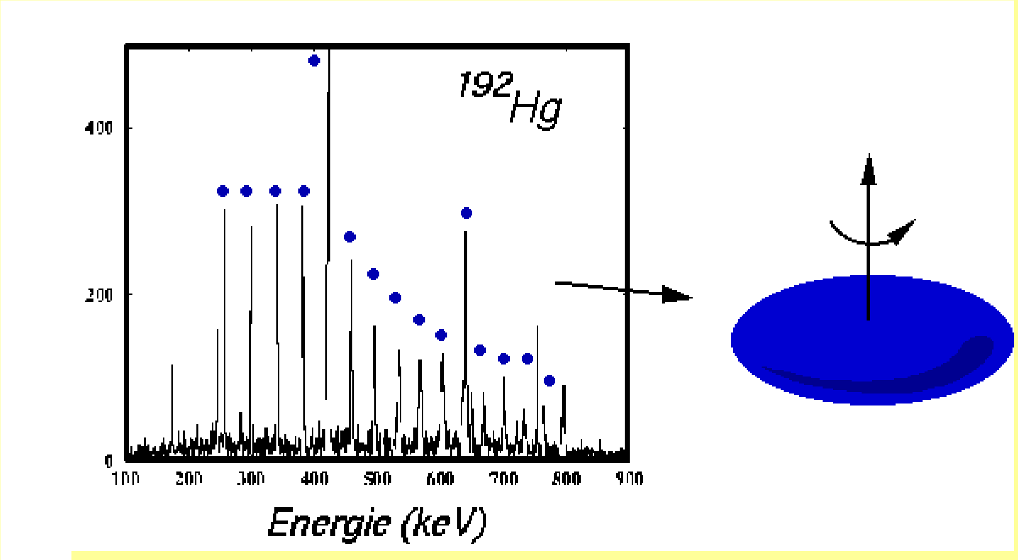
4) Slupkový model jádra

5) Zobecněný model jádra

6) Další modely



Oktupólové vibrace jádra.
(převzato od H-J. Wolesheima, GSI Darmstadt)



Extrémní superdeformované stavy byly předpovězeny na základě modelů

Úvod

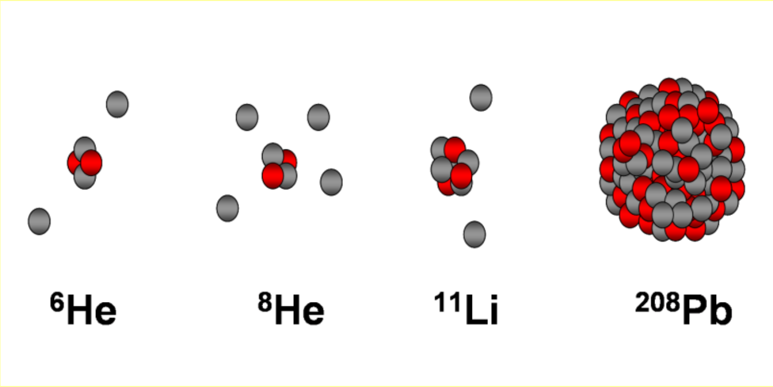
Jádro je kvantový systém mnoha nukleonů interagující hlavně silnou jadernou interakcí. Teorie atomového jádra musí popsat:

1. **Strukturu jádra (rozložení a charakteristiky jaderných hladin)**
2. **Mechanizmus jaderných reakcí (dynamické vlastnosti jádra)**

Při budování teorie jádra musíme překonat tři hlavní problémy:

1. **Není znám přesný tvar sil působících mezi nukleony v jádře.**
2. **Rovnice popisující pohyb nukleonů v jádře jsou velmi komplikované – problém matematického popisu.**
3. **Jádro má zároveň příliš mnoho nukleonů (nedá se popsat pohyb každé jeho částice) i příliš málo (nedá se popsat jako makroskopické spojité prostředí).**

Proto neexistuje teorie atomového jádra → existují pouze modely.
Model zaměňuje jádro za modelový zjednodušený fyzikální systém. → dobrý a dostatečně jednoduchý popis určitých vlastností jádra.



Modely atomového jádra rozdělujeme:

A) Podle síly vzájemné vazby nukleonů:

Kolektivní modely (modely se silnou vazbou) – popisuje vlastnosti jádra způsobené kolektivním pohybem nukleonů

Jednočásticové modely (modely nezávislých částic) – popisuje vlastnosti jádra způsobené pohybem individuálního nukleonu v potenciálovém poli vytvořeném všemi nukleony v jádře.

Zobecněné modely – uvažují se i kolektivní i jednočásticové vlastnosti jádra.

B) Podle toho, jak popisují interakci mezi nukleony:

Fenomenologické modely – využívají střední potenciál jádra, jehož parametry jsou určeny z experimentu.

Mikroskopické modely – vycházejí z nukleonového poteciálu (fenomenologického nebo mikroskopického) a počítají interakci mezi nukleony v jádře.

Polomikroskopické modely interakce mezi nukleony se rozdělí do dvou částí : střední potenciál jádra a zbytková nukleonová interakce.

Kapkový model atomového jádra

Podívejme se na vlastnosti, které jsou podobné jako u kapalin. Uvažujme jádro jako kapku nestlačitelné kapaliny držené pohromadě nasycenými silami krátkého dosahu

Popis vazbové energie: $B = B(A,Z)$ Sečteme různé příspěvky: $B = B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5$

1) Objemová (kondenzační) energie: uvolní se při spojení nukleonu v jádro: $B_1 = a_V A$

2) Povrchová energie: nukleony na povrchu → méně partnerů → přidání záporného členu úměrného povrchu $S = 4\pi R^2 = 4\pi A^{2/3}$: $B_2 = -a_S A^{2/3}$

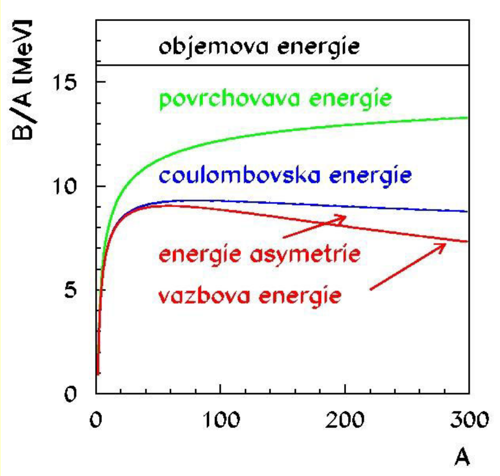
3) Coulombovská energie: odpudivá síla mezi protony snižuje vazbovou energii. Pro rovnoměrně nabitou kouli je coulombovská energie $E \propto Q^2/R$. Pro jádro $Q^2 = Z^2e^2$ a $R = r_0A^{1/3}$: $B_3 = -a_C Z^2 A^{-1/3}$

4) Energie asymetrie: přebytek neutronů snižuje energii vazby (plyne z fermionové povahy nukleonů)

$$B_4 = -a_A \frac{T_Z^2}{A} = -a_A \frac{(Z - A/2)^2}{A}$$

5) Párová energie: zvyšuje se energie vazby pro spárované nukleony:

$$B5 = \begin{cases} +\delta & \text{pro sudo-sudá jádra} \\ 0 & \text{pro jádra s lichým A} \\ -\delta & \text{pro licho-lichá jádra} \end{cases} \qquad \text{kde } \delta \approx a_P A^{-1/2}$$



Sečteme jednotlivé příspěvky a dosadíme do vzorce pro hmotnost:

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - B(A,Z)/c^2$$
$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C Z^2 A^{-1/3} + a_A (Z-A/2)^2 A^{-1} \pm \delta$$

Weizsäckerova formule pro hmotnosti jader. Parametry se fitují z naměřených hmotností jader.

(a_V = 15,85, a_A = 92,9, a_S = 18,34, a_P = 11,5, a_C = 0,71 vše v MeV/c^2)

Z Weizsäckerovy formule můžeme odvodit řadu zákonitostí.

Průběh linie stability:

Při rozpadu beta se nemění A. Pro jádra s lichým A leží hmotnosti na parabole a existuje jen jeden stabilní izotop. Pro jádra se sudým A jsou díky párovému členu ±δ tyto paraboly dvě → může existovat více stabilních izotopů. Najdeme nejstabilnější jádro v řadě izobarů:

$$\left(\frac{\partial M(A,Z)}{\partial Z}\right)_{A=\mathrm{konst}} = 0$$

připomenutí: $M(A,Z) = Zm_p+(A-Z)m_n-a_VA+a_SA^{2/3} + a_CZ^2A^{-1/3} + a_A(Z-A/2)^2A^{-1}\pm\delta$

Provedeme derivaci: $m_p - m_n + 2Z_0a_CA^{-1/3}+2a_A(Z_0-A/2)A^{-1} = 0$

A odtud:

$$Z_0 \cong \frac{A}{2}\left(\frac{m_n - m_p + a_A}{a_C A^{2/3} + a_A}\right) = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}0155 A^{2/3}}$$

Separační energie neutronu, protonu a alfa:

Energie získána odštěpením nukleonu nebo částice α. Kinetická energie částice α vyletující po rozpadu bude:

$$E_\alpha = [M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - m_\alpha]c^2$$

Je to také záporná hodnota separační energie.

Z Weizsäckerovy formule lze určit energetické hranice stability pro různé rozpady a emise částic nebo štěpení. Aby však k rozpadu či štěpení opravdu došlo, musí částice překonat barieru vytvářenou potenciálem coulombovských sil. Pro jádra vznikající štěpením je to problém.

Z kapkového modelu lze získat i popis vibrací a rotací jádra:

Jaderná hmota je prakticky nestlačitelná, ovšem lehce lze dosáhnout povrchových vibrací. Kvadrupólových – jádro se mění ze stlačeného na protažený elipsoid. Oktupólových – deformace má hruškovitý tvar. Energie vibračního stavu závisí na frekvenci:

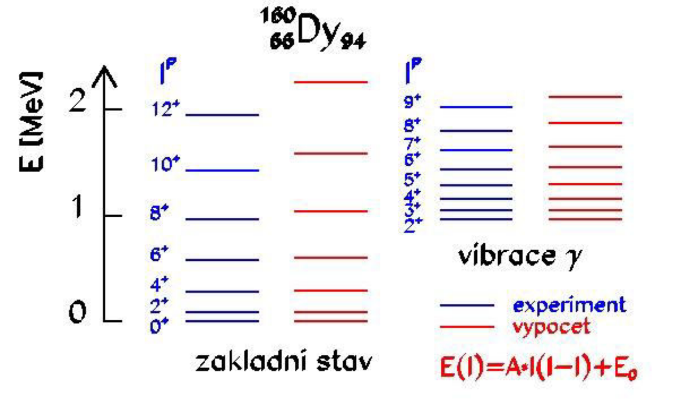
$$E_{kv} = n_{kv}\hbar\omega \qquad\qquad E_{okt} = n_{okt}\hbar\omega$$

Kde n_{kv}, n_{okt} je počet příslušných kvant. Kvadrupólové kvantum má spin J=2 a oktupólové J=3. Speciálními vibracemi jsou nezávislé kmity protonové a neutronové kapky – gigantické dipolové rezonance.

Pro deformovanou kapku možnost rotace.
Popis rotačních stavů:

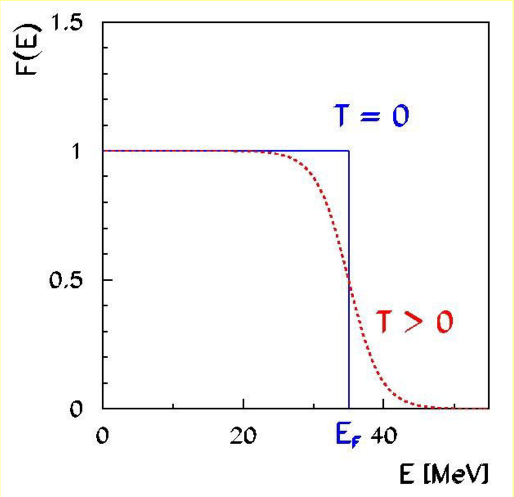
$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1)$$

kde J – moment setrvačnosti, spin I = 0,1,2, …



Jádro jako fermionový plyn

Nukleony jsou fermiony (mají spin 1/2). Podle Pauliho vylučovacího principu může být v jednom stavu jenom jeden fermion. V potenciálu jádra existují stavy charakterizované pevně danými diskrétními hodnotami energie a momentu hybnosti. V základním stavu jsou nukleony obsazeny všechny nejnižší stavy dovolené Pauliho principem. Takový systém fermionů nazýváme degenerovaným fermionovým plynem → nukleony nemohou změnit svůj stav (všechny jsou obsazeny) → nemohou se srážet a chovají se jako neinteragující částice.



Systém N fermionů v objemu V a při teplotě T:

Pravděpodobnost výskytu fermionu ve stavu s energií E:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}}$$

kde k je Boltzmanova konstanta a E_F – Fermiho energie.
Určíme Fermiho hybnost p_F (nerelativistické přiblížení $E_F = p_F^2/2m$):

Zavedeme fázový prostor:

rozšíření souřadnicového prostoru o prostor hybností (6 – rozměrný prostor). Element prostoru je:

$$dV = dx \cdot dy \cdot dz \;\rightarrow\; dV = d^3r = r^2 \sin\vartheta\, dr \cdot d\vartheta \cdot d\varphi$$

Pokud není úhlová orientace důležitá, integrujeme přes úhly: $dV = 4\pi\, r^2\, dr$

Analogicky pro element prostoru hybností: $dV_p = d^3p = dp_x dp_y dp_z = 4\pi\, p^2\, dp$

Fázový prostor: $dV_{TOT} = dV \cdot dV_p$

Z Heisenbergova principu neurčitosti: $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$ $\Delta p_y \Delta y \geq \hbar$ $\Delta p_z \Delta z \geq \hbar$

Objem dV_{TOT} elementární buňky ve fázovém prostoru je h^3. V objemu V je počet $d\nu$ elementárních buněk po jedné částici s hybností $p \div p+\Delta p$: $d\nu = \frac{V \cdot 4\pi \cdot p^2 dp}{h^3}$

Nukleony mají $s = 1/2 \rightarrow$ v každé buňce $g_s = (2s+1) = 2$. Při $T = 0$: $N = \int_0^{p_F} g_s d\nu = \int_0^{p_F} 2\frac{V4\pi \cdot p^2}{h^3} dp = \frac{8\pi \cdot Vp_F^3}{3h^3}$

$p < p_F \rightarrow$ v buňce 2 částice

$p > p_F \rightarrow$ v buňce 0 částic.

a tedy: $p_F = h\left(\frac{3N}{8\pi \cdot V}\right)^{1/3} = \hbar\left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{1/3}$

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{2/3}$$

Fermiho plyn je degenerovaný pro $E_F >> kT$. Pro $E_F << kT \rightarrow$ klasický plyn a Maxwellovo rozdělení.

Jádro je směs dvou degenerovaných fermionových plynů:

Z protonů a N neutronů uzavřených v objemu $V = (4/3)\pi R^3 = (4/3)\pi r_0^3 A$. Fermiho energie pro neutrony a protony v jádře:

$$E_F(n) = \frac{\hbar^2}{2m_n}\left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{2/3} \qquad E_F(p) = \frac{\hbar^2}{2m_p}\left(\frac{3\pi^2 Z}{V}\right)^{2/3}$$

v prvním přiblížení: $m_n \approx m_p = m$, $Z \approx N \approx A/2$: $E_F(n) \approx E_F(p) = E_F \approx \frac{\hbar^2}{2mr_0^2}\left(\frac{9\pi}{8}\right)^{2/3} \approx 37\,\mathrm{MeV}$

Hloubka potenciálové jámy (vazba posledního nukleonu je B/A):

$$V_0 \approx E_F + B/A \approx 37\ \mathrm{MeV} + 8\ \mathrm{MeV} \approx 45\ \mathrm{MeV}$$

Dále lze spočítat celkovou kinetickou energii: $E_{KIN}(N) = \sum_{\alpha=1}^{N} E_{KIN,\alpha} = \int_0^{p_F(N)} \frac{p^2}{2m}\left(2\frac{V4\pi \cdot p^2}{h^3}\right) dp = \frac{3}{5} N E_F(n)$

Odtud pro $A = Z+N$ nukleonu: $E_{KIN}(A) = \sum_{\alpha=1}^{A} E_{KIN,\alpha} = \frac{3}{5}\left[N E_F(n) + Z E_F(p)\right]$

Střední kinetická energie na A (pro $Z \approx A$): $E_{KIN}(A)/A \approx \frac{3}{5} A E_F/A \approx \frac{3}{5} E_F \approx 22\,\mathrm{MeV}$

Slupkový model jádra

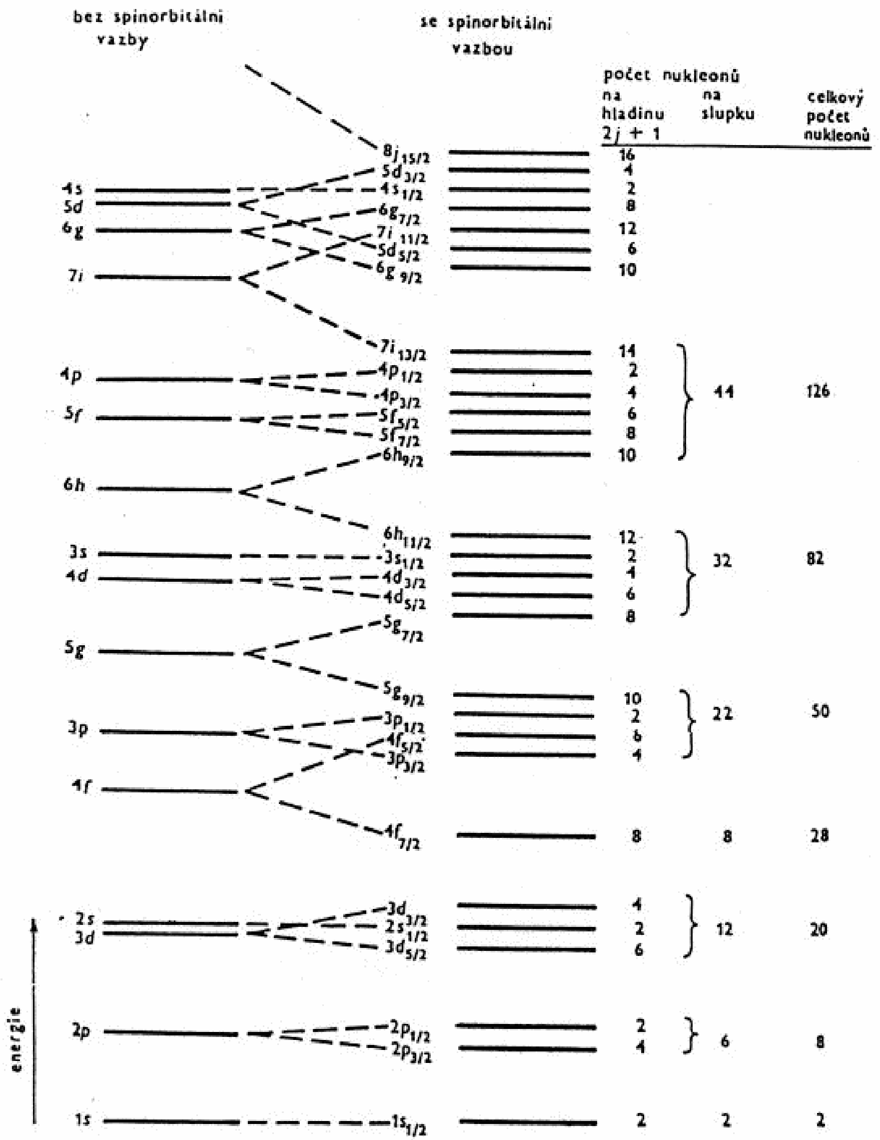
Předpoklad primární interakce jednotlivého nukleonu se silovým polem vytvořeným všemi nukleony. Nukleony jsou fermiony → jeden v každém stavu (zaplňované postupně od nejnižší energie).

Experimentální podpora:

1) Jádra, která mají hodnotu Z nebo N rovné 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (magická čísla) jsou stabilnější (výskyt izotopů, počet stabilních izotopů, průběh velikosti separačních energií).
2) Jádra s magickými Z a N mají nulové kvadrupólové elektrické momenty → nulová deformace.
3) Největší počet stabilních izotopů je sudo-sudých (156), nejmenší licho-lichých (5).
4) Slupkový model vysvětluje spiny jader. Sudo-sudé jádro → protony a neutrony se párují. Spin a orbitální moment se ve dvojici nulují. V lichých jádrech přebývá buď proton nebo neutron. Poločíselný spin tohoto nukleonu se skládá s celočíselným momentem hybnosti zbytku jádra → poločíselný spin jádra. V licho-lichých jádrech přebývá proton i neutron → celočíselný spin jádra.

Slupkový model:

1) Všechny nukleony vytvářejí potenciál, který modelujeme třeba pravoúhlou potenciálovou jámou o hloubce 50 MeV se zaoblenými rohy, potenciálem harmonického oscilátoru či ještě realističtěji Woods-Saxonův potenciál.
2) Řešíme Schrödingerovu rovnici pro nukleon v této potenciálové jámě. Dostaneme stacionární stavy charakterizované kvantovými čísly n, l, m_l. Skupiny stavů s blízkou energií tvoří slupku. Přechod mezi slupkami → velká energie. Přechod v rámci slupky → malá energie.
3) Pro protony je třeba započítat coulombovskou interakci → rozdíl mezi protonovými a neutronovými stavy.
4) Nutnost započítat spinorbitální interakci. Slabá LS vazba pro nejlehčí jádra. Pro těžká jádra silná jj vazba. Spin orientován stejně jako orbitální moment → nukleon je přitahován k jádru silněji. Dochází k silnému rozštěpení hladin s orbitálním momentem l.



Posloupnost energetických hladin nukleonu podle slupkového modelu (není v patřičném měřítku).

Zobecněný model jádra

U většiny jader se projevují jak jednočásticové tak kolektivní vlastností. Současný popis umožňují zobecněné modely:

Jádro se rozdělí na sudo-sudé vnitřní jádro a jistý počet vnějších valenčních nukleonů.

Vnitřní jádro nemusí být sférické (vlivem valenčních nukleonů) → možnost rotace. Předpokládá se adiabatické přiblížení – $\Delta E_{rot} \ll \Delta E_{část}$ → kolektivní pohyb probíhá pomaleji než jednočásticový → rotace nenarušuje jednočásticový stav → rotační pásy nad jednočásticovými stavy:
$E_{rot} = (\hbar^2/2J)[I(I+1)]$.

Často používaný nesférický deformovaný potenciál – Nilssonův potenciál.

Deformovaný potenciál → energie jednočásticových hladin závisí na velikosti deformace.

Interakce mezi kolektivními a jednočásticovými stavy. → Směs různých stavů.

Vzniká složitý systém jednočásticových, vibračních a rotačních stavů (hladin).

Zobecněný model umožňuje poměrně dobře popsat složitý systém energetických hladin v jádře, charakteristiky stavů, pravděpodobnosti přechodů mezi nimi, kvadrupólových momentů jader.

Další modely jader

Velmi silný vliv párování. Pár nukleonů může být natolik silně vázán, že se na něj můžeme dívat jako na jednu částici (spiny dvou fermionů se složí → boson). Na tom je založen model interagujících bozonů (IBA).

Silné párování je základem i modelů nezávislý kvazičástic.

Mikroskopické modely vycházející s nukleonového potenciálu a řešící pohybové rovnice. Velké problémy s matematickým řešením.

Radioaktivní přeměna jader

1) Úvod

2) Rozpadový zákon

3) Rozpad alfa

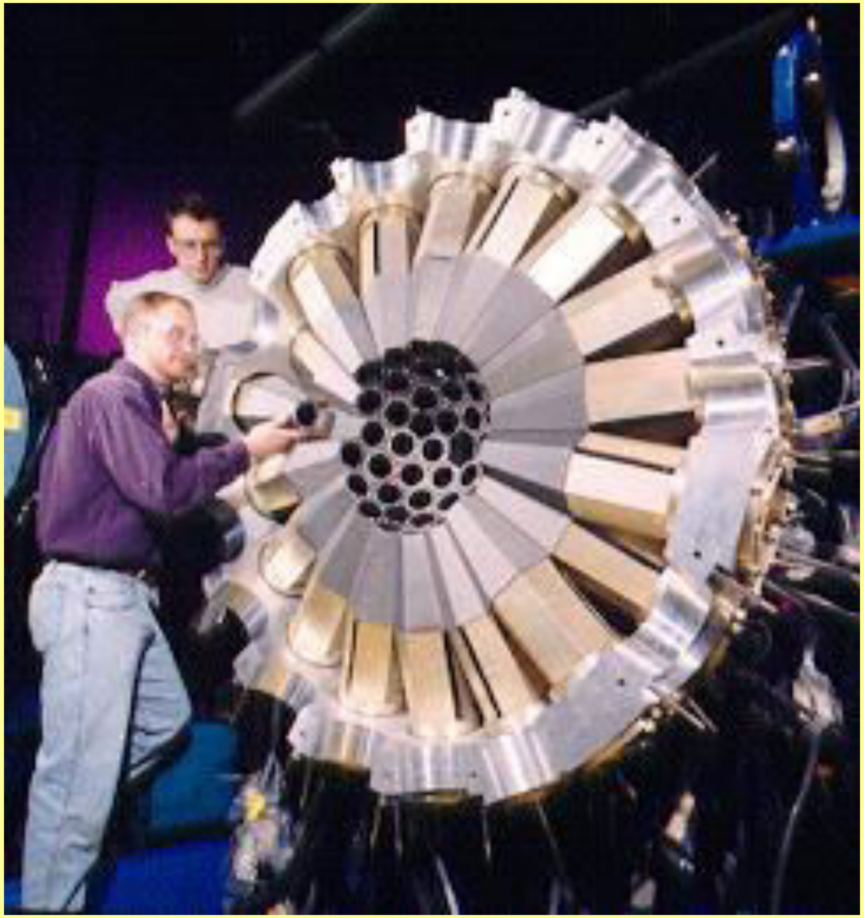
4) Rozpad beta

5) Rozpad gama

6) Štěpení

7) Rozpadové řady

8) Exotické formy rozpadu



Detektorový systém GAMASPHERE pro studium záření z rozpadu gama

Úvod

Pozorována přeměna jader spojená s vyzařováním záření - radioaktivita. Objev radioaktivity učinil H. Becquerel (1896).

Tři základní druhy radioaktivity a rozpadů jader:

1) Rozpad alfa
2) Rozpad beta
3) Rozpad gama

k nim přistupuje štěpení jader (samovolné a indukované) a další, exotičtější druhy rozpadu

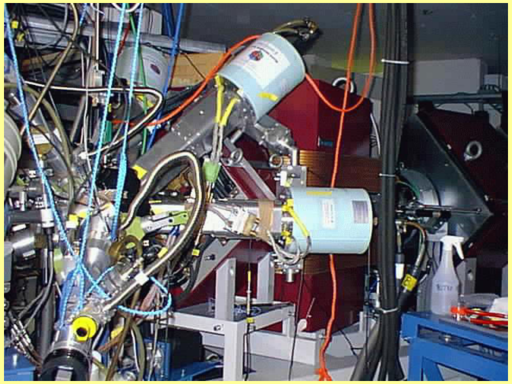
Při rozpadu dochází k přeměně jednoho jádra na druhé (u rozpadu gama se nemění – zmenší se pouze energie vzbuzeného (excitovaného) jádra.

Mateřské jádro – rozpadající se jádro   Dceřiné jádro – jádro vzniklé rozpadem

Sekvence následných rozpadů – rozpadová řada.

Rozpad jádra nezávisí na chemických a fyzikálních vlastnostech okolí jádra (výjimkou je například ovlivnění rozpadu gama prostřednictvím konverzních elektronů chemickou vazbou).

Elektrostatický přístroj P. Curie pro měření radioaktivity (vlevo) a současný komplex pro měření elektronů vnitřní konverze (vpravo)

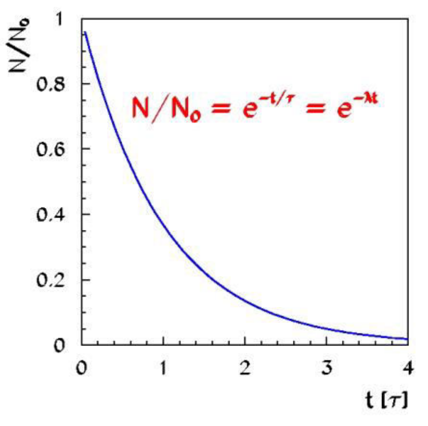


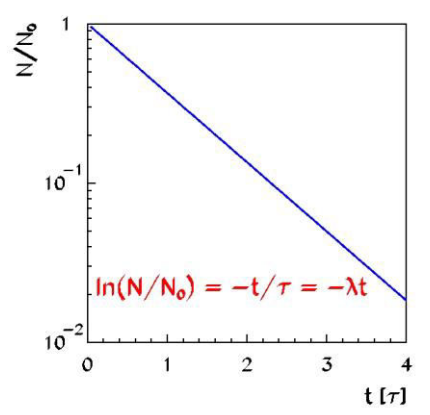
Zákon radioaktivního rozpadu

Aktivita (radioaktivita) A: $A = -\frac{dN}{dt}$

kde N je počet jader v daném okamžiku ve vzorku [Bq = s^{-1}, Ci =3,7·10^{10}Bq].

Předpokládejme konstantní pravděpodobnost λ rozpadu každého jádra za jednotku času. Počet dN jader rozpadlých za dobu dt:





dN = -Nλdt $\longrightarrow \quad \frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt$

Obě strany integrujeme: $\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$

ln N – ln N_0 = -λt $\longrightarrow \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$

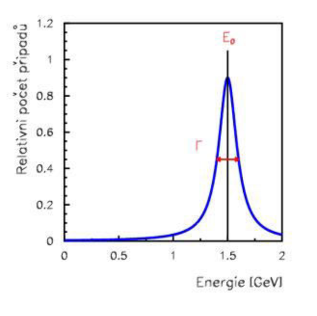
Potom pro radioaktivitu dostaneme:

$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda \cdot t} = A_0 e^{-\lambda \cdot t}$ **kde $A_0 \equiv -\lambda N_0$**

Pravděpodobnost rozpadu λ se nazývá rozpadovou konstantou. Čas, za který poklesne N na N/2 je poločas rozpadu $T_{1/2}$. Dosadíme N = N_0/2: $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \longrightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$

Střední doba života τ: $\tau = \frac{1}{\lambda}$

Pro t = τ klesne aktivita na 1/e = 0,36788.



Heisenbergův princip neurčitosti: ΔEΔt ≈ ħ → Γ · τ ≈ ħ

kde Γ je rozpadová šířka nestabilního stavu: Γ = ħ /τ = ħ λ

Celková pravděpodobnost λ při různých alternativních možnostech s rozpadovými konstantami $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \ldots \lambda_M$: $\lambda = \sum_{k=1}^{M} \lambda_k \longrightarrow \Gamma = \sum_{k=1}^{M} \Gamma_k$

U rozpadových řad máme posloupnost rozpadů $\lambda_1 N_1 \rightarrow \lambda_2 N_2 \rightarrow \lambda_3 N_3 \rightarrow \ldots \rightarrow \lambda_i N_i \rightarrow \ldots \rightarrow \lambda_M N_M$
časová změna N_i pro i-tý izotop v řadě: $dN_i/dt = \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i$

řešíme soustavu diferenciálních rovnic a předpokládáme:

$$N_1 = C_{11} e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_2 = C_{21} e^{-\lambda_1 t} + C_{22} e^{-\lambda_2 t}$$

$$\ldots$$

$$N_M = C_{M1} e^{-\lambda_1 t} + \ldots + C_{MM} e^{-\lambda_{M2} t}$$

Pro koeficienty C_{ij} platí: $i \neq j$ $\quad C_{ij} = C_{i-1,j} \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j}$

Koeficienty s $i = j$ dostaneme z okrajových podmínek v čase $t = 0$: $N_i(0) = C_{i1} + C_{i2} + C_{i3} + \ldots + C_{ii}$

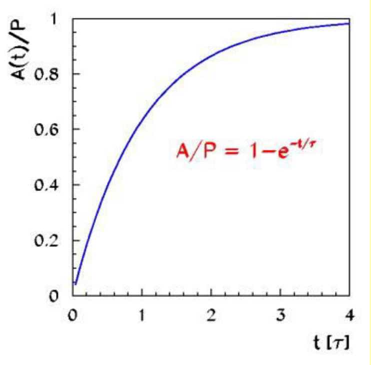
Zvláštní případ pro $\tau_1 >> \tau_2, \tau_3 \ldots \tau_M$: každý následující člen má stejný počet rozpadů za sekundu jako první. Počet existujících atomů je nepřímo úměrný jeho λ. → Rozpadová řada je v radioaktivní rovnováze.

Vznik radioaktivních jader konstantní rychlostí – ozářením v reaktoru a na urychlovači. Rychlost vzniku radioaktivních jader je P:

$$dN/dt = -\lambda N + P$$

Řešení rovnice ($N_0 = 0$): $\quad \lambda N(t) = A(t) = P(1 - e^{-\lambda t})$

Je sice účelné ozařovat několik poločasů ale ne moc dlouho – dochází k nasycení.



Vývoj aktivity při rovnoměrném ozařování

Rozpad alfa

Vysoká hodnota vazebné energie částice α → E_{KIN} dostatečná k úniku z jádra → $^{A}_{Z}X \rightarrow ^{A-4}_{Z-2}Y + ^{4}_{2}He$

Vztah mezi energií rozpadu a kinetickou energií částic α:

Energie rozpadu: $Q = (m_i - m_f - m_\alpha)c^2$

Kinetické energie jader po rozpadu (nerelativistické přiblížení):

$$E_{KIN\,f} = (1/2)m_f v_f^2 \qquad E_{KIN\,\alpha} = (1/2)\,m_\alpha v_\alpha^2$$

Ze zákona zachování hybnosti: $m_f v_f = m_\alpha v_\alpha \quad \rightarrow \quad v_f = \dfrac{m_\alpha}{m_f} v_\alpha \qquad (m_f >> m_\alpha \rightarrow v_f << v_\alpha)$

Ze zákona zachování energie: $E_{KIN\,f} + E_{KIN\,\alpha} = Q \qquad (1/2)\,m_\alpha v_\alpha^2 + (1/2)m_f v_f^2 = Q$

Upravíme a dosadíme: $\dfrac{1}{2}m_f\left(\dfrac{m_\alpha}{m_f}v_\alpha\right)^2 + \dfrac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 = \dfrac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2\left(\dfrac{m_\alpha}{m_f}+1\right) = E_{KIN\alpha}\dfrac{m_\alpha + m_f}{m_f} = Q$

Kinetická energie částice α: $E_{KIN\alpha} = \dfrac{m_f}{m_\alpha + m_f}Q \approx \dfrac{A-4}{A}Q$

Typická hodnota kinetické energie 5 MeV. Např. pro ^{222}Rn: $Q = 5{,}587$ MeV a $E_{KIN\,\alpha} = 5{,}486$ MeV.

Průnik barierou:

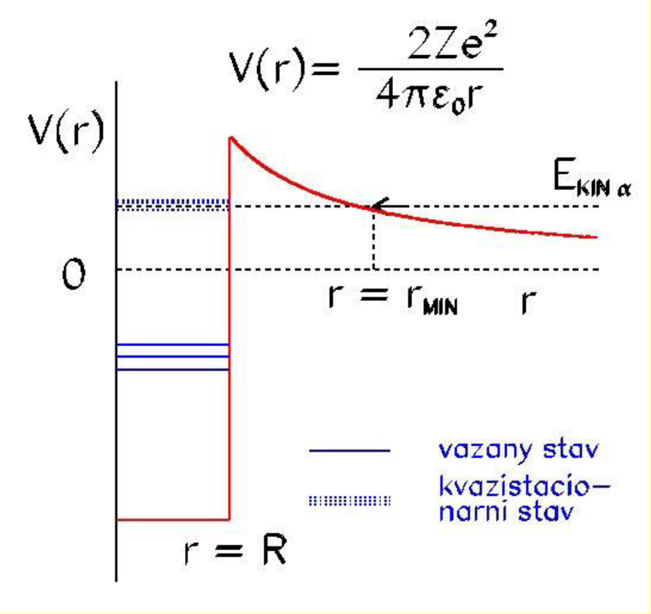
Částice (Z_α,A_α) nalétávající na jádro (Z,A) - nutnost překonání potenciálového bariery.

Pro coulombovskou barieru je nejvyšší bod v místě, kde začnou působit jaderné síly:

$$V_C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_\alpha Z e^2}{r_0(A_\alpha^{1/3} + A^{1/3})} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_\alpha Z e^2}{R}$$

Výška bariery je pro jádra s A=200 je $V_{CB} \approx 25$ MeV.

Problém úniku částice α z jádra přes potenciálovou barieru.
→ možno pouze v kvantové fyzice.



Předpoklady teorie průniku částice α:

1) Částice α může existovat v jádře samostatně
2) Částice se neustále pohybuje a je držena v jádře potenciálovým valem
3) Existuje pravděpodobnost (velmi malá), že při nárazu na bariéru jí částice projde.

Pravděpodobnost rozpadu λ za jednotku času: $\lambda = \nu P$

kde ν je počet nárazu na barieru za jednotku času a P pravděpodobnost průchodu barierou.

Předpokládáme, že částice α kmitá podél průměru jádra: $\nu = \frac{v}{2R} = \sqrt{\frac{E_{KIN\alpha}}{2m_\alpha R^2}} = \sqrt{\frac{E_{KIN\alpha}c^2}{2E_{0\alpha}R^2}} \approx 10^{21}$

Pravděpodobnost $P = f(E_{KIN\alpha}/V_{CB})$. K jejímu odvození je třeba použít kvantovou fyziku.

Odstředivá bariera závisí na momentu hybnosti vyletující nebo nalétávající částice:

klasicky: $F = m_\alpha r\omega^2 = \frac{L^2}{m_\alpha r^3} = -\frac{\partial V_l}{\partial r} \longrightarrow V_l(r) = \frac{L^2}{2m_\alpha r^2}$

kvantově: $L^2 \rightarrow l(l+1)\hbar^2 \rightarrow V_l = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_\alpha r^2}$

Rozpad beta

Jádra emitují elektrony:

1) **Spojité rozdělení energie elektronů (očekávalo se diskrétní – diskrétní hodnoty rozdílu energie – hmotnosti - mateřského a dceřiného jádra). Maximální $E_{EKIN} = (M_i - M_f - m_e)c^2$.**

2) **Moment hybnosti – spiny mateřského a dceřiného jádra se většinou liší o 0 nebo o 1. Spin elektronu je však 1/2 → poločíselná změna**

→ postulování existence další částice – neutrina.

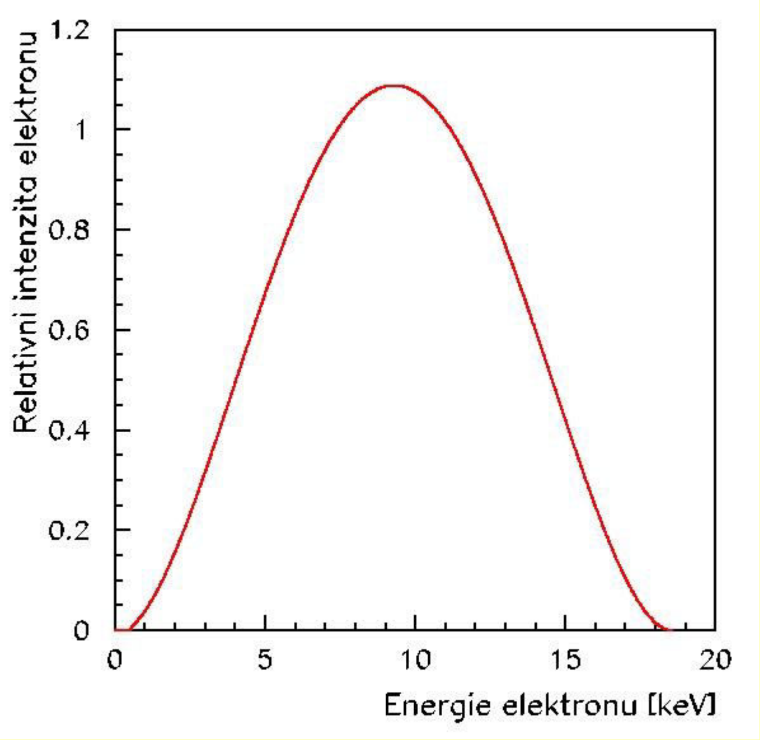
$m_n > m_p + m_\nu$ → samovolný proces

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \overline{\nu}$$

rozpad neutronu $\tau \approx 900$ s. (silná $\approx 10^{-23}$ s, elmg $\approx 10^{-16}$ s) → rozpad způsoben slabou interakcí

opačný proces proběhne samovolně pouze v jádře

Proces beta – vznik elektronu (pozitronu) nebo záchyt elektronu z atomového obalu doprovázený vznikem antineutrina (neutrina) v jádře. Z se mění o jedničku. A se nemění.



Schematický průběh závislosti $N_e = f(E_e)$ v rozpadu beta

Podle hmotnosti atomu s nábojem Z dostaneme tři případy:

1) **Hmotnost je větší než hmotnost atomu s nábojem Z+1 → elektronový rozpad – energie rozpadu se rozdělí na elektron a antineutrino, v jádře se neutron přemění na proton:** $^{A}_{Z}Y \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \overline{\nu}$

2) **Hmotnost je menší než hmotnost atomu s nábojem Z+1, je ale větší než $m_{Z+1} - 2m_e c^2$ → záchyt elektronu – energie se rozdělí na energii neutrina a vazbovou energii elektronu. Proton se přemění na neutron:** $^{A}_{Z+1}Y + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z}Y + \nu$

3) **Hmotnost je menší než $m_{Z+1} - 2m_e c^2$ → pozitronový rozpad – část energie rozpadu překračující $2m_e c^2$ se rozdělí na kinetickou energii neutrina a pozitronu. Proton se přemění na neutron:**

$$^{A}_{Z+1}Y \rightarrow {}^{A}_{Z}Y + e^{+} + \nu$$

Na spojité spektrum se nakládají :

1) **Augerovy elektrony – elektrony, kterým se předá energie získaná záchytem elektronu, tyto pak vyletí místo rentgenovského fotonu. Jeho energie je pouze několik keV → velmi snadno je absorbován → složitá detekce**

2) **Konverzní elektrony – přímé předání energie vzbuzeného jádra elektronu v atomovém obalu**

Rozpad beta může jít na různé hladiny dceřiného jádra, kromě základní na vzbuzené. Vzbuzené dceřiné jádro se pak zbavuje energie rozpadem gama.

Některá mateřská jádra se mohou rozpadat dvěma způsoby buď elektronovým rozpadem nebo záchytem elektronu na dvě různá jádra.

Při zkoumání beta rozpadu učiněn objev nezachování parity v procesech spojených s slabými interakcem.

Neutrino – částice interagující pouze slabě, velmi malý účinný průřez. Detekce pomocí inverzního rozpad beta:

$$\overline{\nu} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{e}^{+} \qquad \nu + n \rightarrow p + e^{-}$$

Určování hmotnosti neutrina z tvaru konce elektronového spektra

Můžeme vyjádřit funkci, související s závislostí počtu elektronů na jejich energii:

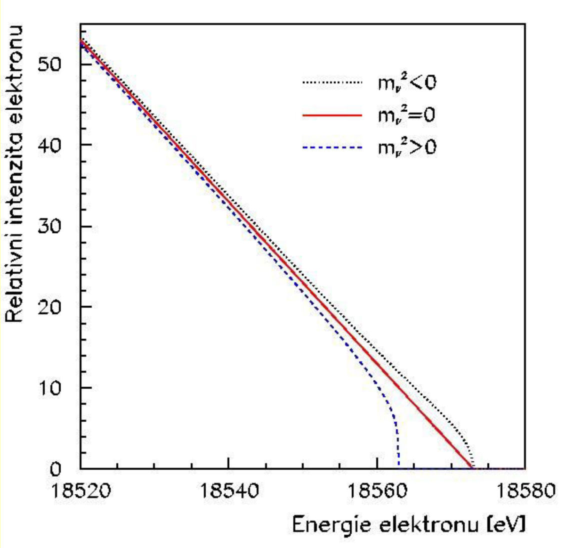
$$\sqrt{\frac{\mathrm{N}(\mathrm{E_e})}{\mathrm{F}^*(\mathrm{Z}, \mathrm{E_e})}} = \mathrm{konst} \cdot (\mathrm{E_{MAX}} - \mathrm{E_e})$$

Kde $N(E_e)$ – počet elektronů, $F^*(Z,E_e)$ – Fermiho funkce, obsahující korekci na coulombovské pole jádra i atomového obalu. V případě nenulové hmotnosti neutrina : $E_{MAX}=Q - m_\nu c^2$. (Q – energie rozpadu). Vynesení této závislosti do grafu se nazývá:

Fermiho graf – možnost přesného určení maximální energie (energie rozpadu) – případně hmotnosti neutrina. V dnešní době je takto určovaná horní hranice pro hmotnost neutrina 2 eV.

Testy a přeprava hlavní vakuové komory spektrometru KATRIN

Fermiho graf pro rozpad tritia ^{3}H, které se nejčastěji využívá k určování hmotnosti neutrina



Rozpad gama

Excitované jádro se zbavuje energie vyzářením fotonu

Po rozpadu alfa nebo beta → dceřina jádra ve vzbuzeném stavu → vyzáření kvanta gama → rozpad gama

Multipólový rozvoj a jednoduchá výběrová pravidla:

Různé multipolarity přechodů:

Elektrické EJ → spin $I = \min J$, parita $\pi = (-1)^I$

Magnetické MJ → spin $I = \min J$, parita $\pi = (-1)^{I+1}$

Přechod mezi hladinami se spinem I_i a I_f a paritami π_i a π_f:

$I = |I_i - I_f|$ pro $I_i \neq I_f$ $\quad$ $I = 1$ pro $I_i = I_f > 0$

$\pi = (-1)^{I+K} = \pi_i \cdot \pi_f$ $\quad$ K=0 pro E a K=1 pro M

Elektromagnetický přechod s vyzářením fotonu mezi stavy $I_i = 0$ a $I_f = 0$ neexistuje

Energie vyzářeného kvanta gama: $E_\gamma = h\nu = E_i - E_f$

Přesněji (započtení odrazu jádra):

Zákon zachování hybnosti → $h\nu/c = M_j v$

Zákon zachování energie → $E_i - E_f = h\nu + \frac{1}{2}M_j v^2 = h\nu + \frac{1}{2M_j}\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2$

$$E_\gamma = h\nu = E_i - E_f - \frac{h^2\nu^2}{2M_j c^2} = E_i - E_f - \Delta E_R$$

Kde ΔE_R je energie odrazu.

Šířka hladiny Γ je s její dobou života spojena Heisenbergovým principem neurčitosti: $\Gamma\tau \cong \hbar$

A tedy $\Gamma \cong \hbar/\tau$ ~ neurčitost v $(E_i - E_f)$.

Jádro může být vybuzeno stejnou E_γ jakou vyzařuje. Při uplatnění odrazu jádra musí platit (k odrazu dojde i při absorpci):

$$\Gamma \geq 2 \cdot \Delta E_R$$

aby mohlo nastat rezonanční pohlcení. To platí pro volný atom.

Přechod $E_\gamma = 14$ keV u izotopu ^{57}Fe:

Pro hladinu $\tau \sim 10^{-7}$ s $\rightarrow$ $\Gamma \sim 10^{-8}$ eV a $\Delta E_R \sim 10^{-3}$ eV. $\rightarrow \Gamma \ll \Delta E_R$

Atom v krystalové mříži → hybnost se předává celé mříži → malý přenos energie → možnost rezonanční absorpce – Mössbauerův jev.

Diky Mössbauerovu jevu velmi přesné měření energií a šířek hladin. Máme:

1) Zdroj kvant gama
2) Absorber, který se může pohybovat
3) Detektor záření gama

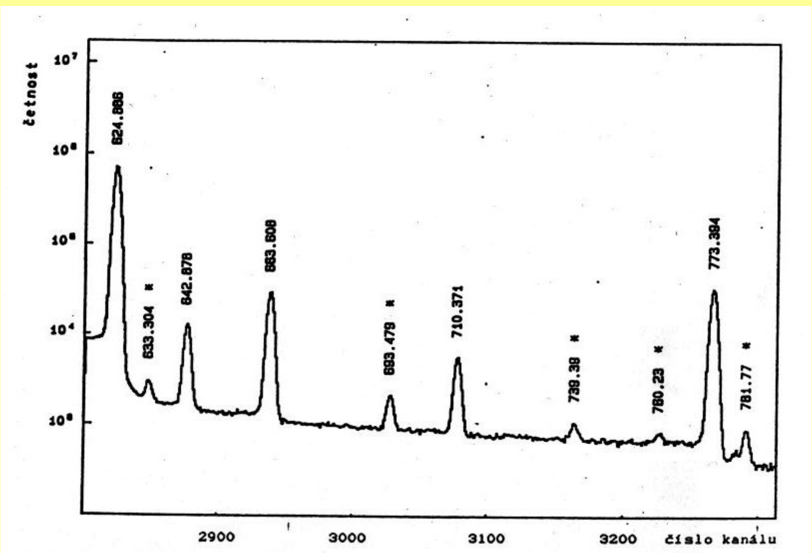
Díky Dopplerovu jevu se s rychlostí absorberu mění i energie kvant gama o $\Delta E = E \cdot v/c$, které je schopen absorbovat → lze proskanovat Mössbauerovi linie.

Doba života hladin většinou velmi krátká (< 10^{-7}s – elektromagnetická interakce je mnohem silnější než slabá) → doba života předchozího rozpadu beta a alfa je delší → časový průběh rozpadu gama kopíruje průběh předchozího rozpadu.

Existují i delší až velmi dlouhé doby života vzbuzených hladin - izomérní stavy.

Pravděpodobnost (intenzita) přechodu mezi energetickými hladinami závisí na spinech a paritách počátečního a koncového stavu. Zjednodušeně intenzivnější jsou přechody, při kterých je změna spinu menší.

Systémy vzbuzených hladin, přechodů mezi nimi a jejich charakteristiky se zakreslují do schématu rozpadu.



Příklad části spektra záření gama ze zdroje ^{169}Yb → ^{169}Tm:

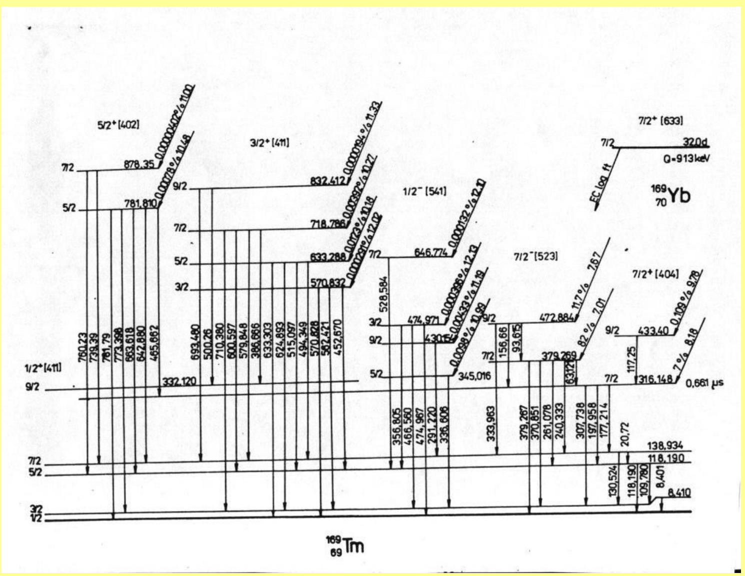


Schéma rozpadu ^{169}Yb → ^{169}Tm:

Vnitřní konverze

Přímé předání energie vzbuzeného jádra elektronu v atomovém obalu (coulmbovská interakce mezi jádrem a elektrony):

Energie emitovaného elektronu: $E_e = E_\gamma - B_e$

kde E_γ je excitační energie jádra, B_e vazebná energie elektronu

Alternativní proces k emisi gama. Celková pravděpodobnost přechodu λ je: $\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e$

Zavádí se konverzní koeficienty α: **Platí:** $dN_e/dt = \lambda_e N$ **a** $dN_\gamma/dt = \lambda_\gamma N$

a tedy: $N_e/N_\gamma = \lambda_e/\lambda_\gamma$ **a** $\lambda = \lambda_\gamma (1 + \alpha)$ **kde** $\alpha = N_e/N_\gamma$

Označme $\alpha_K, \alpha_L, \alpha_M, \alpha_N, \ldots$ konverzní koeficienty příslušné slupky elektronového obalu K, L, M, N, …:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \alpha_N + \ldots$$

Konverzní koeficienty klesají s E_γ a rostou se Z jádra.

Přechody $I_i = 0 \rightarrow I_f = 0$: pouze vnitřní konverze ne gama

Místo uvolněné po elektronu vyletujícím při vnitřní konverzi se zaplní jiným elektronem s vyzářením rentgenova záření s energií: $E_\gamma = B_{ef} - B_{ei}$

charakteristické rentgenovské záření příslušné slupky.

Energie uvolněná při zaplnění volného místa elektronem se může zase předat přímo jinému elektronu a vyzáří se místo rentgenova záření Augerův elektron.

Párová vnitřní konverze – $E_\gamma > 2m_ec^2$ → může se vytvořit pár elektron pozitron → nesouvisí s elektronovým obalem → pravděpodobnost roste s E_γ.

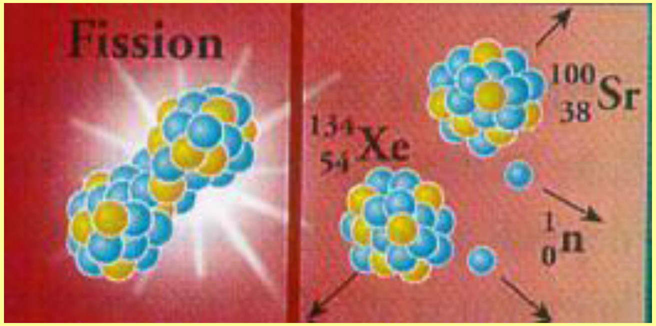
Štěpení jader

Závislost vazebné energie na počtu nukleonů ukazuje na možnost (dělení) štěpení těžkých jader na dvě jádra (fragmenty) s hmotnostmi v oblasti poloviny hmotnosti původního jádra.

$${}^{A}_{Z}X \to {}^{A_1}_{Z_1}Y_1 + {}^{A_2}_{Z_2}Y_2$$

Překonání coulombovské bariery je pro framenty těžší než pro částice alfa (Z_1, $Z_2 > Z_\alpha = 2$) → nejlehčí jádro se spontánním štěpením je ^{232}Th. Příklad štěpení ^{236}U:

Energie uvolněná štěpením $E_f \geq V_C$ → spontánní štěpení



Předpokládáme $A_1=A_2=A/2$ a $Z_1=Z_2=Z/2$. Pak je velikost coulombovské potenciálové bariéry:

$$V_C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(Z/2)^2 e^2}{2r_0(A/2)^{1/3}} = C\frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

Pro energii štěpení platí: $E_f/c^2 = m(Z,A) - 2m(Z/2,A/2)$

Po dosazení z Weizsäkerovi formule:

$$E_f/c^2 = a_S A^{2/3} - 2a_S(A/2)^{2/3} + a_C Z^2 A^{-1/3} - 2(Z/2)^2(A/2)^{-1/3} =$$
$$= a_S A^{2/3}(1-2^{1/3}) + a_C Z^2 A^{-1/3}(1-2^{-2/3}) \quad \to$$

$$E_f = (1-2^{1/3})\, c^2 a_S A^{2/3} + (1-2^{-2/3})\, c^2 a_C Z^2 A^{-1/3} = a_S' A^{2/3} + a_C' Z^2 A^{-1/3} = A^{2/3}(a_S' + a_C' Z^2/A)$$

Odtud:

$E_f > 0 \quad \to \quad Z^2/A > -a_S'/a_C' \sim 18$

$E_f \geq V_C \quad \to \quad \dfrac{Z^2}{A} \geq \dfrac{a_S'}{C - a_C'} \approx 51$

$a_S' = -4{,}768$ MeV
$a_C' = 0{,}263$ MeV
$C = 0{,}170$ MeV

Poměr Z^2/A (štěpný parametr) je rozhodující pro stabilitu vůči samovolnému štěpení.

Po dodání energie – indukované štěpení – energie dodána fotonem (fotoštěpení), neutronem, …

Indukované štěpení lze popsat srovnáním povrchové a coulombovské energie symetrické koule a deformovaného elipsoidu o poloosách a a b o stejném objemu V:

$$V_{KOULE} = \frac{4}{3}\pi \cdot R^3 = \frac{4}{3}\pi \cdot ab^2 = V_{ELIPSOID}$$

Stejný objem → stejná objemová energie pro kouli i elipsoid. Nechť a = R(1- ε) a b = R(1-ε)$^{-1/2}$

Kde ε je výstřednost elipsoidu. Povrch elipsoidu je:

$$S_{ELIPSOID} = 4\pi \cdot R^2(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \ldots)$$

Povrchová energie ve Weizsäkerově vztahu pak je:

$$E_S = a_S A^{2/3}(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \ldots)$$

Coulombovská energie nabitého elipsoidu:

$$E_C = \frac{3}{5} \cdot \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Z^2 e^2}{R}(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \ldots)$$

Pak z Weizsäkerova vztahu:

$$E_C = a_C Z^2 A^{-1/3}(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \ldots)$$

Deformační energie E_D (ΔE_S a ΔE_C jsou rozdíly mezi energiemi elipsoidu a koule ε = 0):

$$E_D = \Delta E_S + \Delta E_C = a_S A^{2/3}\frac{2}{5}\varepsilon^2 - a_C Z^2 A^{-1/3} \cdot \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \ldots$$

Po dosazení konstant z Weizsäkerova vztahu:

$$E_D = \varepsilon^2(7{,}34 \cdot A^{2/3} - 0{,}14 \cdot Z^2 A^{-1/3}) = \varepsilon^2 \cdot A^{2/3}\ (7{,}34 - 0{,}14 \cdot Z^2/A)\ [\mathrm{MeV}]$$

$$Z^2/A \geq 52 \rightarrow E_D \leq 0$$ **→ samovolné štěpení**

Energie E_a potřebná k překonání potenciálové bariery – aktivační energie – pro těžká jádra je malá (~ MeV) → stačí energie uvolněná záchytem neutronu (vysoká pro jádra s lichým N).

Při každém štěpení po záchytu se uvolňuje jistý počet neutronů (jádra se střední hodnotou A mají relativně menší přebytek neutronů než jádra s velkým A) → indukují další štěpení → řetězová reakce.

$$^{235}U + n \rightarrow {}^{236}U \rightarrow \text{Štěpení} \rightarrow Y_1 + Y_2 + \nu \cdot n$$

Důležitý střední počet η neutronů emitovaných při jednom aktu štěpení ^{236}U ($\nu = 2{,}47$), případně na jeden záchyt neutronu pro ^{235}U ($\eta = 2{,}08$) (jen 85% ^{236}U se štěpí u 15% rozpad gama).

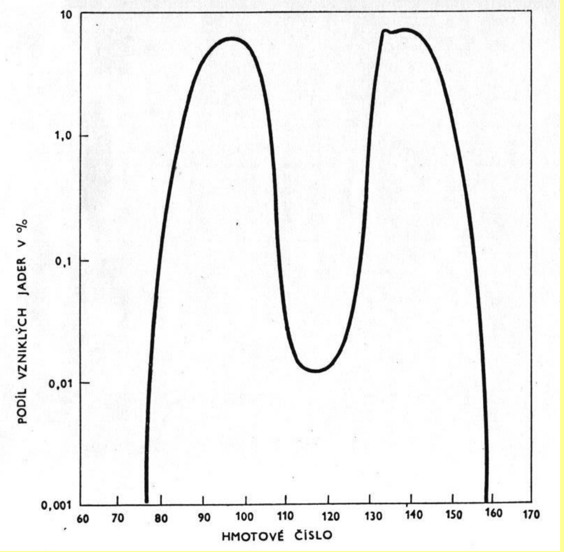
Kolik vznikajících neutronů způsobí další štěpení závisí na uspořádání systému ve kterém je obsažen štěpný materiál

Poměr mezi počtem neutronů v n-té a n+1 generaci štěpení se nazývá multiplikační faktor k:
Podle velikosti k rozlišujeme tři stupně:

k < 1 – podkritický – bez vnějšího zdroje neutronů ustane → urychlovačem řízené transmutory – vnější zdroj neutronů

k = 1 – kritický – může probíhat řízená řetězová reakce → jaderné reaktory

k > 1 – nadkritický – neřízená (lavinovitá) řetězová reakce → jaderné bomby



Produkty štěpení uranu ^{235}U. Závislost jejich produkce na hmotovém čísle A:(převzato s A. Beiser: Úvod do moderní fyziky)

Rozpadové řady

Při syntéze prvků (před 5 – 7 miliardami let) vznikly různé radioaktivní elementy.

Některé přetrvaly: ^{40}K, ^{87}Rb, ^{144}Nd, ^{147}Hf Nejtěžší z prvotních jader: ^{232}Th, ^{235}U a ^{238}U

Rozpad beta: nemění A Rozpad alfa: A → A - 4

Přehled rozpadových řad:

A	Řada	Mateřské jádro	$T_{1/2}$ [roky]
4n	Thoriová	^{232}Th	$1{,}39 \cdot 10^{10}$
4n + 1	Neptuniová	^{237}Np	$2{,}14 \cdot 10^{6}$
4n + 2	Uraniová	^{238}U	$4{,}51 \cdot 10^{9}$
4n + 3	Aktiniová	^{235}U	$7{,}1 \cdot 10^{8}$

Poločas rozpadu neptuniové řady kratší než doba existence Země.
Stejně tak všechny další → musí se připravovat úměle → z nižším A pomocí ostřelování neutrony, s vyšším A těžkými ionty.

Některé izotopy v rozpadové řadě se mohou rozpadat rozpadem alfa i beta → větvení

Možnosti využití radioaktivních elementů:

1) Datování (archeologie, geologie)
2) Lékařské účely (diagnostika – značené izotopy, ozařování nádorů)
3) Zjišťování stopových obsahů prvků (aktivační analýza)
4) Defektologie, rentgeny

Exotické formy rozpadu

Protonová emise – protony musí překonávat coulombovskou barieru → doba života (i v µs a ms oblasti) je delší než charakteristický jaderný čas (doba průletu nukleonu jádrem – 10^{-21}s) → **existuje protonová radioaktivita.** Možná jen pro exotická lehká jádra s velkým přebytkem protonů (např. ^{9}B) – rozpad má dostatečně krátkou dobu života a není tak potlačen konkurenčním pozitronovým rozpadem beta.

Emise dvojice protonů – způsobená párováním (možná i ve formě ^{2}He) - rok 2000 v laboratoři v Oak Ridge u jádra ^{18}Ne

Zpožděná protonová emise – emise protonů následující po protonovém rozpadu → jádra s vysokým přebytkem protonů → vzniklé jádro ve vzbuzeném stavu emitují proton

Neutronová emise – doba života jader s velkým přebytkem neutronů u kterých je energeticky možný neutronový rozpad je srovnatelná s charakteristickým jaderným časem – nelze hovořit o neutronové radioaktivitě

Zpožděná neutronová emise následující po rozpadu beta. Jádro s velkým přebytkem neutronů → rozpad beta s delší dobou života → následná rychlá emise neutronů v době srovnatelné s charakteristickým jaderným časem.

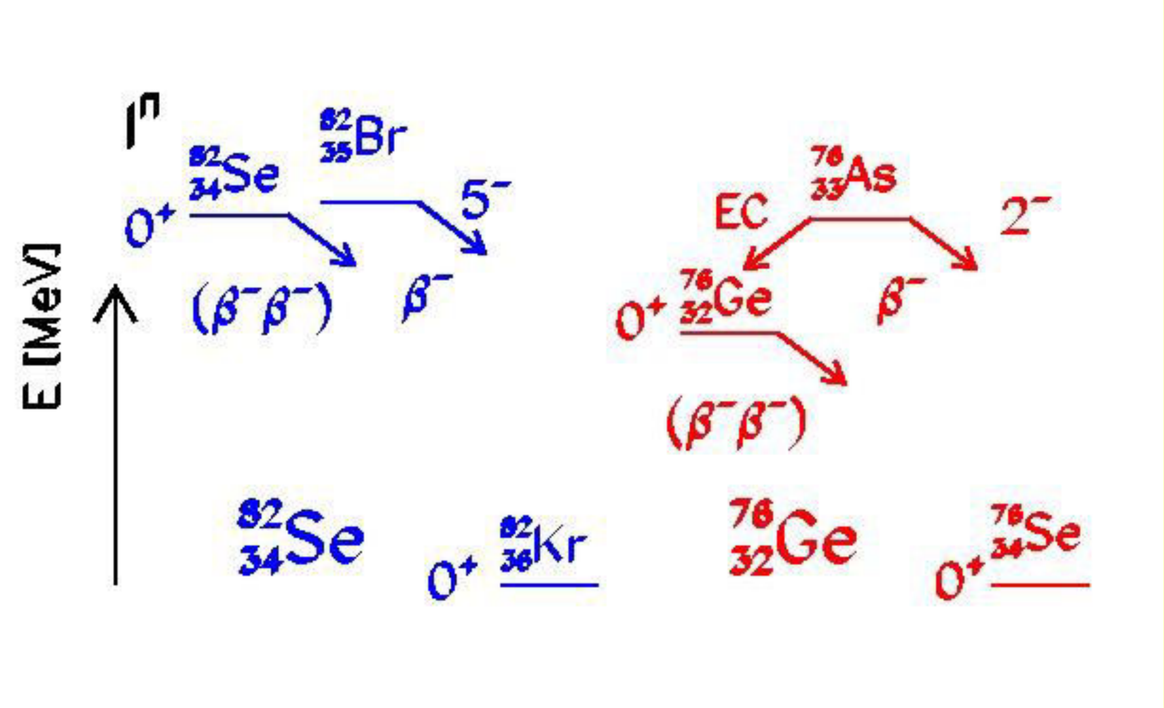
Emise těžších jader – ^{12}C, ^{16}O … → fragmentace vysoce vzbuzených jader

Dvojný rozpad beta (ββ2ν) – nastává v případě, že je energeticky možný dvojný a jednoduchý rozpad beta možný není.

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+2}Y + 2e^{-} + 2\overline{\nu}_{e} $$

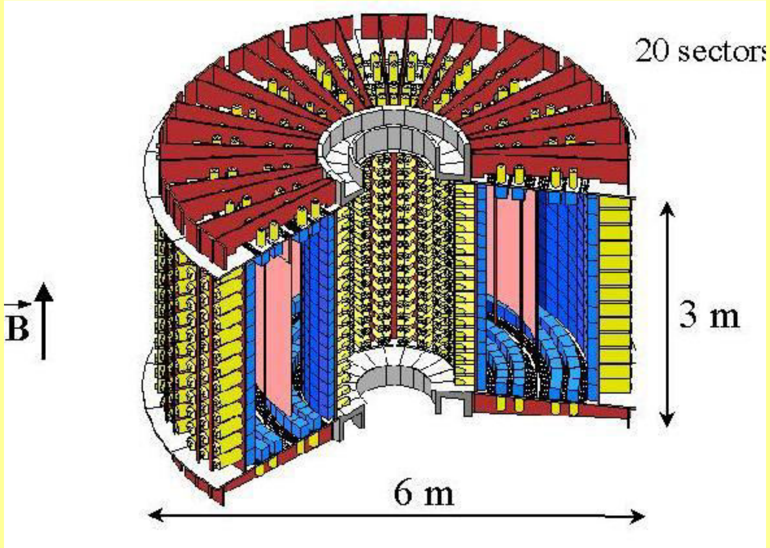
Potenciálně je 35 (ββ 2ν) – zářičů. Dosud pozorováno 9 (^{48}Ca, ^{76}Ge, ^{82}Se, ^{100}Mo, …). Velmi dlouhé doby života $T_{1/2} = 10^{19} – 10^{24}$ let.

Zkoumá se pomocí podzemních experimentů (hlavní problém pozadí). Např. nové zařízení NEMO-3 (10 kg ^{100}Mo, $Q_{\beta\beta}$ = 3,038 MeV). Další možnost – geochemická měření.

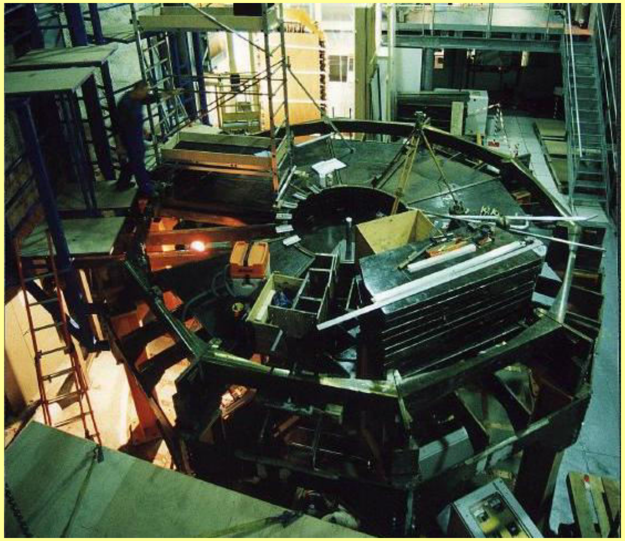


Příklady jader, které se rozpadají dvojným rozpadem beta

Bezneutrinový dvojný rozpad beta (ββ0ν) – možný jen v případě, má-li neutrino nenulovou klidovou hmotnost a jeli Majoranova typu (antičástice je identická s částicí – zůstává rozdíl leptonového čísla). V tomto případě si v procesu nezachovávajícím leptonové číslo mohou dva neutronu vyměnit neutrino a antineutrino a dojde k výletu pouze dvojice elektronu. Doposud nepozorováno. Limita až v řádu 10^{25} let měřena na ^{76}Ge → limita na hmotnost ~ 0,45 eV.



Zařízení pro zkoumání dvojného beta rozpadu NEMO-3



Zařízení NEMO-3 v podzemním tunelu v Alpách

Experimentální technika v subjaderné fyzice

Zdroje částic a jejich urychlování

1. Zdroje částic
2. Pohyb částic v elektrickém a magnetickém poli
3. Urychlovače
4. Soustavy urychlovačů

Interakce jaderného záření s látkou

5. Úvod – typy interakcí
6. Průchod těžkých nabitých částic látkou
7. Průchod lehkých nabitých částic látkou
8. Průchod záření gama látkou

Detektory částic

9. Úvod a jejich přehled
10. Detektory částic a fotonů
11. Dráhové detektory
12. Soustavy detektorů
13. Řízení experimentu

Zdroje částic

Částice vznikající v rozpadu – využívají se při kalibraci detektorů ale i při výzkumu a aplikacích (lékařské, materiálové, …)

Sekundární částice vznikající v reakcích s využitím urychlovačů – s vysokou energií

Zdroje elektronů – 1) rozpad beta (spojité spektrum)
2) konverzní elektrony (diskrétní spektrum)

Příklady zdrojů elektronů z rozpadu beta:

Zdroj	Poločas rozpadu	E_{MAX} [MeV]
^{3}H	12,26 let	0,0186
^{32}P	14,28 dní	1,710
$^{90}Sr/^{90}Y$	27,7 let/64 hod	0,546/2,27
^{99}Tc	$2{,}12\cdot10^{5}$ let	0,292
^{204}Tl	3,81 let	0,766

Zdroje alfa – 1) rozpad alfa (diskrétní spektra)
2) jaderné reakce (diskrétní spektrum)

Příklady zdrojů částic alfa z rozpadu:

Izotopy	$T_{1/2}$	Energie [MeV]	Větvení
^{241}Am	433 let	5,486 a 5,443	85% a 12.8%
^{210}Po	138 dní	5,305	100%
^{242}Cm	163 dní	6,113 a 6,070	74% a 26%

Náboj částic alfa je Z = 2 → vysoké energetické ztráty a absorpce při průchodu hmotou → zdroje alfa se dávají na podložku a překrývají co extrémně tenkou kovovou folií.

Zdroje záření gama – 1) Rozpad gama následující rozpad beta (diskrétní spektrum)
2) Záření vznikající při anihilaci pozitronu $E_\gamma = 511$ keV
3) Brzdné záření

Příklady zdrojů záření gama:

Zdroj	Typ rozpadu	Poločas rozpadu	Energie [MeV]
^{22}Na	β^+, záchyt	2,603 let	0,511, 1,275
^{54}Mn	Elektronový záchyt	0,855 let	0,835
^{60}Co	β^-	5,27 let	1,173, 1,333
^{133}Ba	Elektronový záchyt	10,54 let	0,081, 0,356
^{137}Cs	β^-	30,2 let	0,662
^{207}Bi	Elektronový záchyt	31,8 let	0,57, 1,06, 1,77

Neutronové zdroje – 1) Spontánní štěpení jader

2) Štěpení jader, jaderné reaktory

3) Jaderné reakce – spojení rozpadu alfa a reakce (α,n), rozpadu gama a reakce (γ,n) reakce urychlených protonů na lehkém terči, např. na lithiu, beryliu, deuteriu

4) Tříštivé reakce relativistických protonů s těžkými jádry

Příklady neutronových zdrojů využívající reakce:

Většinou zdroj alfa a Be: Pu+Be, Am+Be

Zdroj jader (radioaktivních) – 1) štěpení jader – spontánní i indukované

2) jaderné reakce

3) tříštivé reakce

Zdroje iontů (pro další urychlení)

Zdroje antičástic, podivných baryonů, mezonů, mionů, tauonů … - využití urychlovačů a reakcí vysokoenergetických částic s terči

Zdroj ultrarelativistických částic s minimální ionizací (mionů) – kosmické záření

Pohyb částic v elektrickém a magnetickém poli

Elektrické a magnetické pole ovlivňují pouze pohyb nabitých částic.

Homogenní elektrické pole mění velikost kinetické energie a hybnosti nabité částice.

$$\vec{F}_e = m\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = Q\cdot\vec{E}$$

Zvětšuje se složka rychlosti ve směru intenzity elektrického pole. Složka rychlosti kolmá se nemění.

Rozdíl potenciálů V na vzdálenost d způsobí přírůstek E_{KIN}:

$$\Delta E_{KIN} = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{2}mv_0^2 = QEd = QV$$

Homogenní magnetické pole mění pouze směr pohybu (vektoru hybnosti) nabité částice. Lorentzova síla je:

$$\vec{F}_m = m\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = Q\cdot\left(\vec{v}\times\vec{B}\right)$$

Je-li $\vec{v}\perp\vec{B}$: pohyb po kružnici s poloměrem r (odstředivá síla vyrovnává Lorentzovu sílu :

$$m\frac{v^2}{r} = QvB \Rightarrow r = \frac{mv}{QB} = \frac{p}{QB}$$

Pro úhlovou rychlost: $$m\frac{v^2}{r} = mv\omega = QvB \Rightarrow \omega = \frac{QB}{m}$$

V relativistickém případě závisí hmotnost na rychlosti: $$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Směr rychlosti vůči směru B obecný → rozklad rychlosti: $v_{\perp} = v \cdot \cos\alpha$ **a** $v_{\parallel} = v \cdot \sin\alpha$

V rovině kolmé na intenzitu magnetického pole průmět pohybu - kružnice s poloměrem:

$$r = \frac{mv}{QB}\cos\alpha = \frac{p}{QB}\cos\alpha$$

Ve směru B pohyb stálou rychlostí. Výsledný pohyb po šroubovici s osou ve směru intenzity B.

Máme-li intenzity elektrického a magnetického pole vzájemně kolmé a zároveň kolmé na směr rychlosti nabité částice, můžeme vytvořit situaci, kdy se elektrická a Lorentzova síla vzájemně vyruší. Pro velikost příslušných veličin platí: $F_e = F_m$

Dosadíme: $QE = QvB \rightarrow v = E/B$

Zařízení na využití tohoto jevu se nazývá filtr rychlostí.

Využití magnetického a elektrického pole:

1) **V urychlovačích – k urychlení (zejména elektrické)**
   k vedení a fokusaci svazku – magnetické
2) **V detektorových systémech – určení náboje, hybnosti, hmotnosti částice**

Supravodivý magnet spektrometru HADES budovaný v GSI Darmstadt. Vytvořené magnetické pole slouží k určování hybností elektronů a pozitronů z dileptonových párů.

Urychlovače

Urychlovač se skládá z iontového zdroje a samotného urychlovacího systému.

Iontový zdroj – vyprodukuje elektrony či atomy, atomy zbaví elektronů nebo o ně obohatí.

Urychlovací systém - urychlí získané nabité elektrony či ionty

Dělení podle určení: 1) Urychlovače elektronů
2) Urychlovače protonů a lehkých iontů
3) Urychlovače těžkých iontů

Dělení podle tvaru dráhy: 1) Lineární
2) Kruhové (cyklické) – urychlované částice jsou drženy na kruhové dráze magnetickým polem

Urychlení průchodem potenciálovým rozdílem

Lineární urychlovače:

1) Elektrostatické – skládají se ze zdroje vysokého napětí a urychlovací trubice.

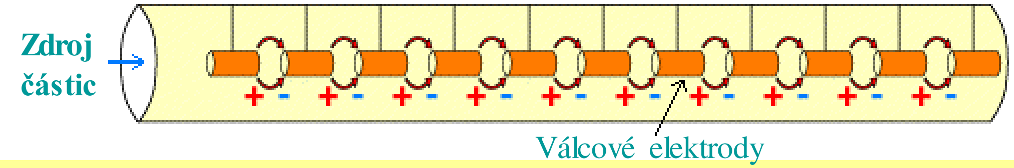
Zdroj napětí:

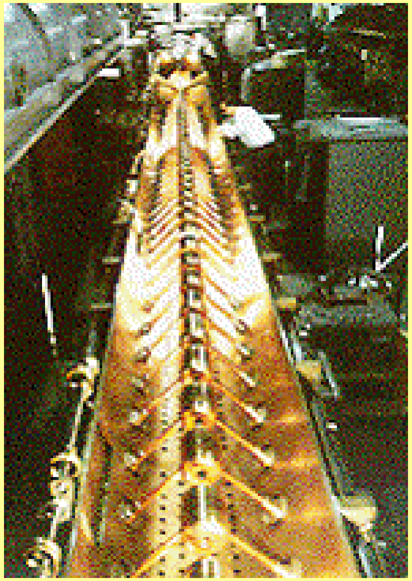
A) Cockroftův-Waltonův generátor – zdroje napětí propojeny se sadou válcových elektrod urychlovací trubice → urychlování ve štěrbině mezi elektrodami. Maximální energie ~ 4 MeV.

Urychlovač Van de Graaffova typu (25URC Pelletron v Oak Ridge –USA)

B) Van de Graaffův generátor – přenášení náboje izolačním pásem na vysokonapěťovou elektrodu spojenou s urychlovací trubicí. Maximální energie 10 MeV. Tandemový urychlovač 20 – 30 MeV. Speciální protonový tandem až 60 MeV.

2) Vysokofrekvenční – tvořeny urychlovací trubicí s řadou válcových elektrod připojených ke zdroji VF napětí.





Lineární urychlovač v CERNu

Konstantní frekvence → průchod štěrbinou při vhodném napětí.

Rychlost roste → zvětšování délky elektrod.

Největší lineární urychlovač (3 km) je Linac ve SLACu (USA) – urychluje elektrony na 50 GeV.

Vysokofrekvenční **urychlovač s nosnou vlnou:** urychlovací trubice – vlnovod prostupovaný elektromagnetickou vlnou unášející částici. Používaný pro elektrony. Maximální energie 1 GeV.

Kruhové urychlovače:

1) **Betatron** – indukční urychlovač elektronů. Elektrony na dráze s konstantním poloměrem jsou urychlovány silou elektromagnetické indukce.

Složení: jádro, na něm vinutí elektromagnetu, uvnitř urychlovací trubice.

Největší betatron – energie elektronů ~ 340 MeV, běžné – do 50 MeV.

Často jako zdroje brzdného záření pro technické a lékařské účely.

2) Cyklotron – časově neproměnné magnetické pole drží částice na kruhové dráze. VF pole urychluje částice při průchodu štěrbinou mezi duantami. Průchod štěrbinou 2× během jednoho oběhu, při průletu protilehlou částí štěrbiny – opačná polarita elektrického pole. Frekvence přepínání elektrického pole konstantní, perioda je:

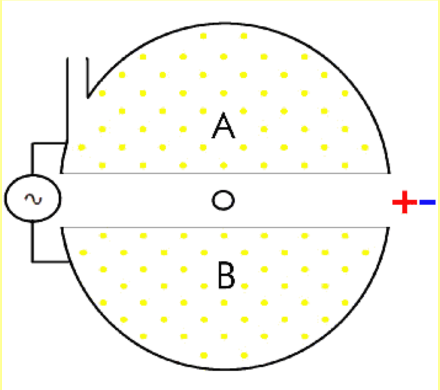
$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi \cdot r}{v_r} \Rightarrow \frac{r}{v_r} = \frac{1}{\omega}$$

Dále platí: $\omega = \frac{QB}{m}$

Dosadíme a dostaneme: $\frac{v}{r} = \frac{QB}{m} \Rightarrow E_{KIN} = \frac{Q^2}{2m} r^2 B^2$

Pro maximální energii platí: $E_{KIN}^{MAX} = \frac{Q^2}{2m} R_{MAX}^2 B^2$

Urychlují se protony až po E ~ 15 MeV, ionty při platnosti: $\frac{Q}{m} = \frac{e}{m_p}$



Princip cyklotronu
Historické stránky Americké fyzikální společnosti (AIP)

Mikrotron – urychluje elektrony → brzy relativistická změna hmotnosti. Dosadíme:

$$\omega = \frac{QB}{m} = \frac{QBc^2}{m_0c^2 + E_{KIN}} = \frac{QB}{m_0c^2} \frac{1}{1 + E_{KIN}/m_0c^2}$$

Perioda oběhu: $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi \cdot m_0}{QB}\left(1 + \frac{E_{KIN}}{m_0c^2}\right)$

Jedno urychlení dodá energii m_0c^2 → zachová se sfázování. Energie elektronu až 20 MeV.

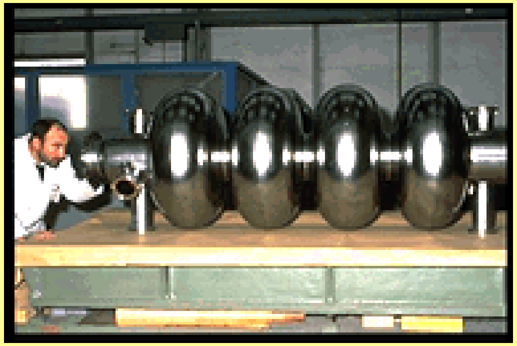
Synchrocyklotron (fázotron) – na počátku urychlování klasický cyklotron. Později relativistický vzrůst hmotnosti urychlované částice→ snižování (modulace) frekvence VF generátoru. Omezení dáno velikostí magnetu. Jeden z největších je v SÚJV Dubna – E= 680 MeV pro protony. Magnet má hmotnost 7 000 tun a objem odčerpaného prostoru je 35 m^3.

3) **Synchrotron** – velikost magnetického pole se mění. Poloměr dráhy zůstává konstantní.

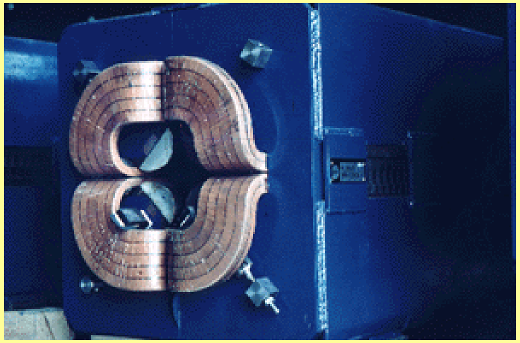
A) **Elektronový synchrotron** – pro elektrony $v \cong c$ → frekvence synchrotronu se nemění
B) **Protonový synchrotron** – rychlost se mění v širokém rozmezí → frekvence synchrotronu se mění. Poloměr dráhy je:

$$r = \frac{m_0}{Q}\left(1 + \frac{E_{KIN}}{m_0 c^2}\right)\frac{v}{B} = \text{konst}$$

Práce v pulsním režimu. Největší protonový synchrotron se slabou fokusací – synchrofázotrón v SÚJV Dubna (protony do 10 GeV) – průměr svazku několik cm. Synchrotrony se silnou fokusací – průměr svazku řádu mm.



Urychlovací trubice



Kvadrupólový magnet

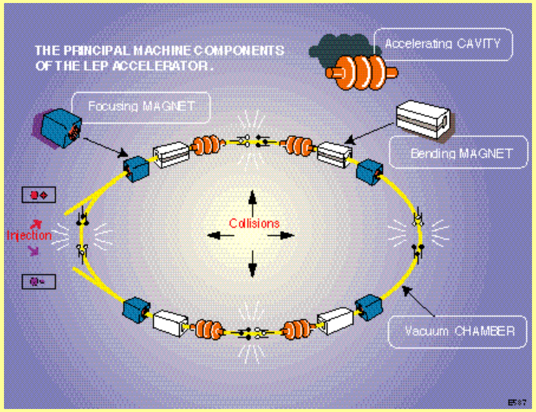


Schéma synchrotronu se silnou fokusací v CERNu

U synchrotronu se střídají urychlovací trubice a fokusující magnety:

Synchrotrony – největší urychlovače, průměry až desítky km.

Největší urychlovače (silná fokusace) nyní jsou:

Protonové:

TEVATRON	**FERMILAB (USA)**	**1000 GeV (do září 2011)**
HERA	**DESY(Hamburg)**	**820 GeV (do června 2007)**
SPS	**CERN (Švýcarsko)**	**450 GeV**
LHC	**CERN (Švýcarsko)**	**7 000 GeV**

Elektronové:

SLC	**SLAC (USA)**	**50 GeV**
HERA	**DESY (Hamburg)**	**82 GeV (do června 2007)**
LEP	**CERN (Švýcarsko)**	**92 GeV (do 2000)**

Tunel urychlovače TEVATRON ve FERMILABu (Batavia, Ilinois,USA)

Fokusace – zabraňuje ztrátám částic ve svazku v průběhu urychlování. Fokusace působí ve dvou směrech:

1) **Axiální fokusace – udržuje částice v rovině – dosažena tvarem magnetického pole – na okraji slabší**

2) **Radiální fokusace – zajišťuje návrat částic na stabilní dráhu r_0 s indukcí $B(r_0)$. Vhodný průběh magnetické indukce $B(r)$:**

$$B(r) = B(r_0)\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-n}$$

Kde n je index pole a pro radiální fokusaci $0 < n < 1$. Toto je slabá fokusace.

Fázová stabilita – důležitá je synchronizace pohybu částic s frekvencí urychlujícího napětí. Uspořádání takové – průběh VF pole, aby částice dostala správnou energii, aby se přibližovala k ideálnímu sfázování:

1) Částice přiletí ve správném čase t_0 → pole je E_0
2) Částice přiletí dříve $t < t_0$ → pole je $E < E_0$ → zpomalí se
3) Částice přiletí později $t > t_0$ → pole je $E > E_0$ → zrychlí se

Silná fokusace – potřebné velké síly. Urychlovač rozdělen na sudý počet sektorů. Magnety budí kromě homogenního pole nehomogenní pole se velkým indexem pole n ~ 300. Indexy pole a gradienty jsou střídavě kladné a záporné → střídavě radiální fokusace a axiální defokusace a naopak.

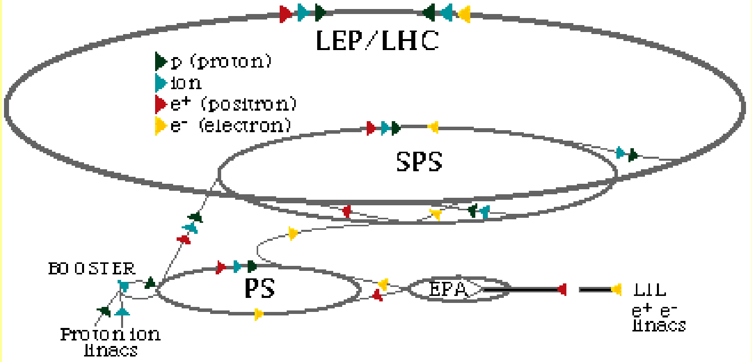
Stochastické ochlazování – informace o tom kde se nacházejí částice se posílá přímo přes střed kružnice na druhou stranu a než tam urychlované částice po obvodu dorazí je VF připravena korigovat jejich příčnou polohu, aby se neztrácely ze svazku.

Rozměry velkých urychlovačů jsou daný dosažitelnou hodnotou magnetického pole B ~ 2T pro normální magnety a B ~ 9T pro supravodivé magnety (pro menší magnety využívající speciální slitiny až B ~ 18 T) .

Antiprotonový akumulační prstenec ve FERMILABu

Soustavy urychlovačů

Dosahování stále vyšších energií → budování soustav urychlovačů a akumulačních prstenců



Soustava urychlovačů v CERNu (Švýcarsko)

Pohled na rozmístění urychlovačového komplexu v CERNu

Vstřícné svazky – v těžišti je maximální hodnota využitelné energie. Pro svazek s energií 450 GeV:
1) pevný terč – 29 GeV 2) vstřícné svazky 900 GeV

Sekundární svazky – mezonové továrny, interakce primárních částic na terči. Sekundární částice jsou fokusovány, formovány a případně dále urychlovány

Radioaktivní svazky – produkce radioaktivních jader a jejich následné urychlení

Luminosita: Charakterizuje intenzitu svazku urychlovače. Jednotky [$cm^{-2}s^{-1}$]. Maximální současné hodnoty ~ 10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$.

Úvod – typy interakcí

Pohybují–li se nabité nebo neutrální částice látkou → vzájemné působení částice a látky.

1) Nabité – elektromagnetická interakce
2) Hadrony – silnou interakcí
3) Neutrina – pouze slabou interakcí

A) Nabité částice – elektrická náboj interaguje s atomy prostředí → uvolňování elektronů z atomového obalu → ionizační ztráty → brždění.

B) Záření gama – bez náboje. S elektrony nebo coulombovským polem jádra interaguje třemi procesy (fotoefekt, Comptonův rozptyl, produkce párů)

C) Neutrony – v reakcích s jádry (silná interakce) se uvolňují další částice (i nabité)

D) Neutrina – jen slabá interakce → jen velmi malé účinné průřezy interakce s látkou.

Tyto interakce, které v konečném důsledku přeměňuje energii částice v elektrony vznikající v ionizaci, umožňují detekci těchto částic.

Průchod nabitých částic látkou:

Veličinou, která popisuje ionizující vlastnosti dané látky, jsou ionizační ztráty (brzdící schopnost) $S(E_{KIN})$ = -dE_{KIN}/dx, definovaná jako množství kinetické energie ztracené částicí na jednotku dráhy látkou:

$$S(E_{KIN}) = -\frac{dE_{KIN}}{dx} = n_{ion}\bar{I}$$

Kde n_{ion} je počet vytvořených párů iont a elektron a $\bar{I}$ je střední energie potřebná k vytvoření takového páru (pro těžká jádra je tato energie ~ 10·Z [eV]).

Jedná se o elektromagnetickou interakci. Formuli pro ionizační ztráty odvodili H. Bethe a F. Bloch (Bethe-Blochova formule):

$$S(E_{KIN}) = -\frac{dE_{KIN}}{dx} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q^2Ze^2}{m_e\beta^2c^2}n\left[\ln\left(\frac{2m_e\beta^2c^2}{\bar{I}}\gamma^2\right)-\beta^2\right]$$

Kde m_e je klidová hmotnost elektronu, $\beta = v/c$, $\gamma = [1-\beta^2]^{-1/2}$, a n je počet atomů v objemové jednotce $n = \rho A_0/A$ (ρ – hustota, A_0 – Avogardovo číslo a A –hmotnost atomu)

V případě v << c lze zanedbat relativistické korekce:

$$S(E_{KIN}) = -\frac{dE_{KIN}}{dx} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q^2Ze^2}{m_e\beta^2c^2}n\left[\ln\left(\frac{2m_e\beta^2c^2}{\bar{I}}\right)\right]$$

V tomto případě:

$$S(E_{KIN}) = -\frac{dE_{KIN}}{dx} \propto \frac{1}{v^2} = \frac{m_0^2\gamma^2}{p^2}$$

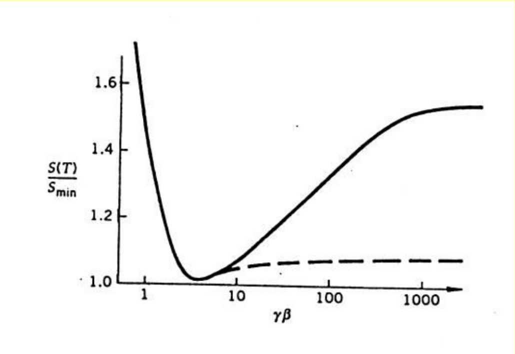
Kde m_0 je klidová hmotnost částice. Malé rychlosti (γ =1) → pro stejné hybnosti $S(E_{KIN}) = f(m_0^2)$.

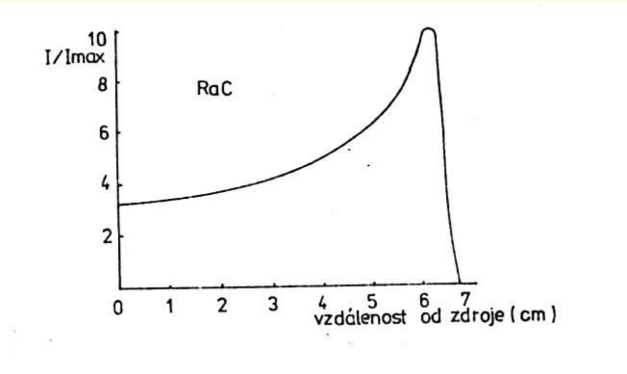
1) **Při nárůstu rychlosti ionizace rychle klesá**
2) **Minimum je v oblasti, kdy $E_{KIN} \approx m_0c^2$, $\gamma\beta \approx 3$, $\beta \approx 0{,}97c$**
3) **Nárůst při dalším zvětšování energie je pozvolnější**

Ze znalosti ionizačních ztrát lze spočítat dolet R částic v prostředí:

$$R = \int_0^R dx = \int_T^0 \frac{dx}{dE_{KIN}}dE_{KIN} = \int_0^T \frac{dE_{KIN}}{S(E_{KIN})}$$

Pro nízké energie je při stejné E_{KIN} dvou částic → silná závislost na R. Pro vysoké energie se snižuje. Největší část energie předána na konci dráhy (v<<c). Braggova křivka.





Průchod těžkých nabitých částic látkou

Nastává: **1) ionizace a excitace atomů v prostředí – Bethe-Blochova formule (vznikají i elektrony schopné další ionizace – elektrony δ)**

2) pružný rozptyl – popsán Rutherfordovým vzorcem: $$\mathrm{cotg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)=\frac{4\pi\varepsilon_0 m_\alpha v^2 b}{QZe}$$

Převládají velmi malé úhly: $$\frac{\vartheta}{2}\approx\tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)=\frac{QZe}{4\pi\varepsilon_0 mv^2 b}\longrightarrow\vartheta^2\approx\frac{(QZe)^2}{4\left(\pi\varepsilon_0 mv^2\right)^2 b^2}$$

Proto: $$\overline{\vartheta^2}=\frac{\int_{b_{min}}^{b_{max}}\vartheta^2(b)2\pi b\,db}{\int_{b_{min}}^{b_{max}}2\pi b\,db}=\frac{\frac{2\pi(QZe)^2}{4\left(\pi\varepsilon_0 mv^2\right)^2}\int_{b_{min}}^{b_{max}}\frac{1}{b}db}{2\pi\int_{b_{min}}^{b_{max}}b\,db}=\frac{\frac{\pi(QZe)^2}{2\left(\pi\varepsilon_0 mv^2\right)^2}\left[\ln b\right]_{b_{min}}^{b_{max}}}{\pi\left[b^2\right]_{b_{min}}^{b_{max}}}=\frac{\left(\frac{QZe}{\pi\varepsilon_0 mv^2}\right)^2\ln\frac{b_{max}}{b_{min}}}{2\left(b_{max}^2-b_{min}^2\right)}$$

Počet rozptylů je dán počtem atomů N_a na jednotku objemu, tloušťkou vrstvy x a účinným průřezem σ:

$$N_{roz}=N_a x\sigma=N_a x\int_{b_{min}}^{b_{max}}2\pi b\,db=\pi N_a x\left(b_{max}^2-b_{min}^2\right)$$

Střední kvadratický úhel mnohonásobného rozptylu je: $$\overline{\Theta^2}=N_{roz}\overline{\vartheta^2}$$

A po dosazení a úpravě: $$\overline{\Theta^2}=\frac{1}{2}N_a x\pi\left(\frac{QZe}{\pi\varepsilon_0 mv^2}\right)^2\ln\frac{b_{max}}{b_{min}}=\frac{1}{2\pi\varepsilon_0^2}\frac{N_a xQ^2Z^2e^2}{p^2v^2}\ln\frac{b_{max}}{b_{min}}$$

Dráha částice je tak zvlněná, svazek se rozbíhá. Pro těžké jen velmi mírně, takže dolet je velmi dobře definován.

Průchod lehkých nabitých částic látkou

Průchod elektronů a pozitronů látkou:

1) Ionizace a excitace atomů – Bethe-Blochova formule má v závorce odlišný tvar než ten pro ionizační ztráty pro těžké částice:

a) elektron může předat při srážce velkou část energie
b) výměnné efekty – dopadající a vyražený elektron nerozlišíme
c) u pozitronů anihilace
pro E_{KIN} < 100 MeV → $S(E_{KIN})_{těžké} \sim 1000 \cdot S(E_{KIN})_{lehké}$
pro relativistické – rozdíl menší než 10 %

2) Brzdné záření – jestli pohyb nabité částice není rovnoměrný přímočarý → vyzařování elektromagnetického záření → částice ztrácí energii – radiační ztráty. V klasickém přiblížení jsou ztráty úměrné zrychlení $S(E_{KIN})_{rad} \sim a^2$. V případě coulombovské interakce:

$$|a| = \frac{|F_C|}{m} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{QZe}{r^2}\frac{1}{m} \qquad \textbf{a tedy:} \qquad S(E_{KIN})_{rad} \sim \frac{Z^2}{m^2}$$

a) Radiační ztráty největší pro lehké částice
b) Radiační ztráty rostou se Z prostředí → velké pro těžká jádra

Kritická E_{KIN} → ionizační ztráty rovny radiačním

Kvantově relativistický vypočet: $S(E_{KIN})_{rad} \sim Z^2 E_{KIN}$

Radiační ztráty začínají u energie $m_e c^2$ a od kritické E_{KIN} rostou lineárně s E_{KIN}

Radiační délka $X_0 \rightarrow E_{KIN} = E_{KIN0}/e$ vlivem radiace

$$S(E_{KIN})_{rad} \equiv \left(-\frac{dE_{KIN}}{dx}\right)_{rad} = \frac{E_{KIN}}{X_0}$$

a tedy

$$dE_{KIN} = -E_{KIN}\frac{dx}{X_0} \Rightarrow E_{KIN} = E_{KIN0}e^{-\frac{x}{X_0}}$$

Závislost E_{KIN} na tloušťce absorbátoru → exponenciální zákon

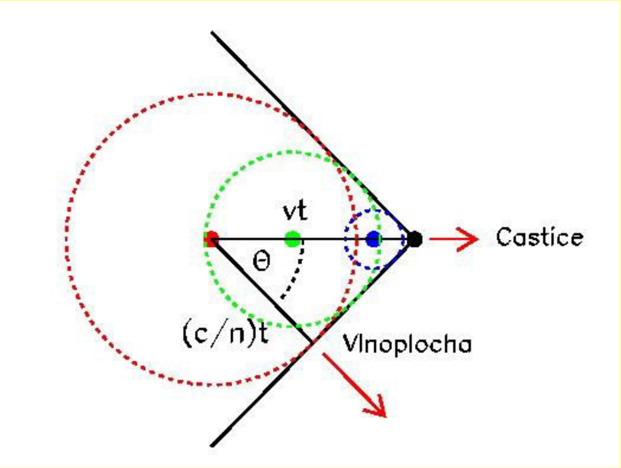
Elektrony se díky malé hmotnosti velmi silně rozptylují, silné radiační ztráty → neexistuje přesně definovaný dolet

Velmi vysoké energie → radiační ztráty → vznik vysokoenergetických fotonů
vysokoenergetické fotony → vznik elektron pozitronových párů

↓

Vznik elektromagnetické spršky

Čerenkovovo záření – rychlost částice v prostředí v > c' = c/n (n – index lomu) → vyzařování Čerenkovova záření:



$$\cos\Theta = \frac{\frac{c}{n}t}{vt} = \frac{c}{nv} \qquad \cos\Theta = \frac{1}{n\beta}$$

Z tohoto vztahu plyne:

Existuje prahová rychlost $\beta_{min} = 1/n$. Pro β_{min} jde vyzařování ve směru pohybu částice. Pro nižší rychlost nenastane.
Pro ultrarelativistické částice $\cos\Theta_{max} = 1/n$.
Pro vodu: $n = 1.33 \rightarrow \beta_{min} = 0.75$, pro elektron $E_{KIN} = 0.26$ MeV
$\cos\Theta_{max} = 0.75 \rightarrow \Theta_{max} = 41.5^o$

Počet fotonů N(ν) v intervalu od ν do ν+dν:

$$N(\nu)d\nu = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0^2}\cdot\frac{Q^2}{\hbar c^2}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)d\nu = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0^2}\cdot\frac{Q^2}{\hbar c^2}\sin^2\Theta d\nu$$

Odtud plyne:

1) Spektrum je stejné pro částice se stejným nábojem Q.
2) N(ν) se mění s β od $N_{min}(\nu) = 0$ pro $\beta_{min} = 1/n$ po

$$N_{max}(\nu) = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0^2}\cdot\frac{Q^2}{\hbar c^2}\left(1-\frac{1}{n^2}\right)$$

pro $\beta \rightarrow 1$
N(ν) nezávisí na ν → dN(ν) ~ dν.

Spektrum je spojité

Využití: stanovení rychlosti, prahové detektory (selekce rychlých a pomalých částic).

Průchod záření gama látkou

I když jsou fotony neutrální, interagují s prostředím elektromagneticky → ztrácejí energii.

Absorpce záření v prostředí → změna intenzity I: $dI = I(x+dx) - I(x) = -\mu I(x)dx$

kde μ jsme označili absorpční koeficient. Dostáváme pak klasickou formuli: $I(x) = I_0 e^{-\mu \cdot x}$

Existují tři specifické procesy přispívající k absorpci:

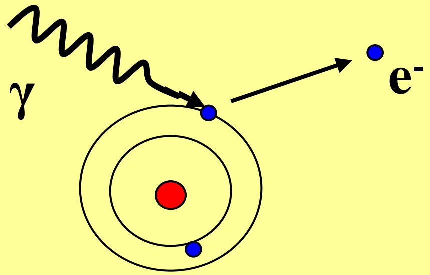
Fotoefekt – celá energie fotonů gama je předána elektronu. Kinetická energie fotonu je rozdělena na kinetickou energii elektronu E_{KINe} a energii jeho vazby v atomu (ionizační potenciál) i-té slupky I_i:

$$E_{KINe} = h\nu - I_i \qquad (I_i < 0)$$

Účinné průřezy tohoto procesu:

pro $E_\gamma < m_e c^2$ $\quad \sigma \sim \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}}$

pro $E_\gamma > m_e c^2$ $\quad \sigma \sim \frac{Z^5}{h\nu}$

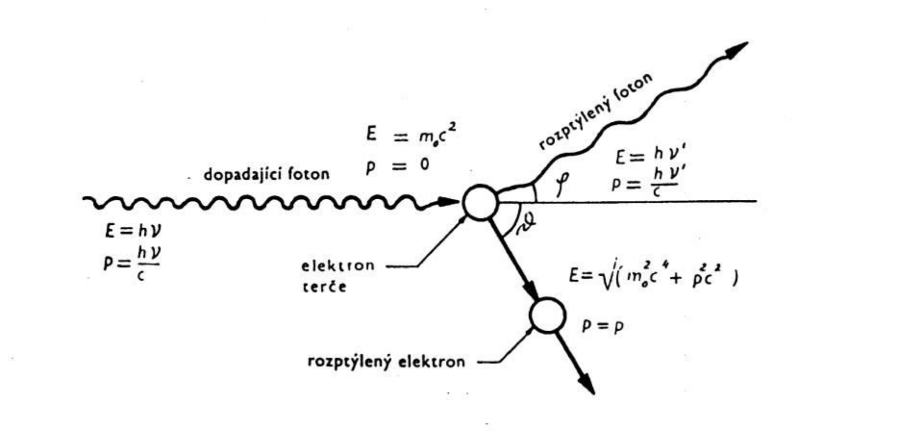


Comptonův rozptyl – rozptyl fotonů na elektronech: Energie fotonů E = hν a hybnost p = E/c = hν/c

Ze zákona zachování hybnosti:

$$\frac{h\nu}{c}+0=\frac{h\nu'}{c}\cos\varphi+p\cos\vartheta \Rightarrow pc\cos\vartheta = h\nu - h\nu'\cos\varphi$$

$$0=\frac{h\nu'}{c}\sin\varphi - p\sin\vartheta \Rightarrow pc\sin\vartheta = h\nu'\sin\varphi$$



Rovnice umocníme a sečteme:

$$p^2c^2=(h\nu)^2-2(h\nu)(h\nu')\cos\varphi+(h\nu')^2$$

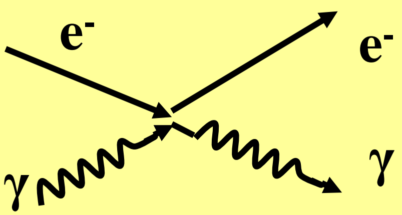
Zákon zachování energie: $E_{KIN} = h\nu - h\nu'$

Zároveň platí: $E^2 = (m_0c^2 + E_{KIN})^2 = m_0^2c^4 + p^2c^2$

A tedy $p^2c^2 = E_{KIN}^2 + 2m_0c^2E_{KIN}$

Dosadíme:

$$p^2c^2=(h\nu)^2-2(h\nu)(h\nu')+(h\nu')^2+2m_0c^2(h\nu-h\nu')$$



a upravíme:

$$h\nu'=\frac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{m_0c^2}(1-\cos\varphi)}$$

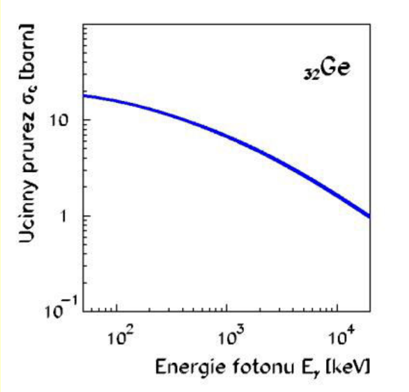
minimální energie rozptýleného fotonu: $$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2\dfrac{h\nu}{m_0c^2}}$$

energii odraženého elektronu: $$E_{KIN} = \frac{(h\nu)^2(1-\cos\varphi)}{m_0c^2 + h\nu(1-\cos\varphi)}$$

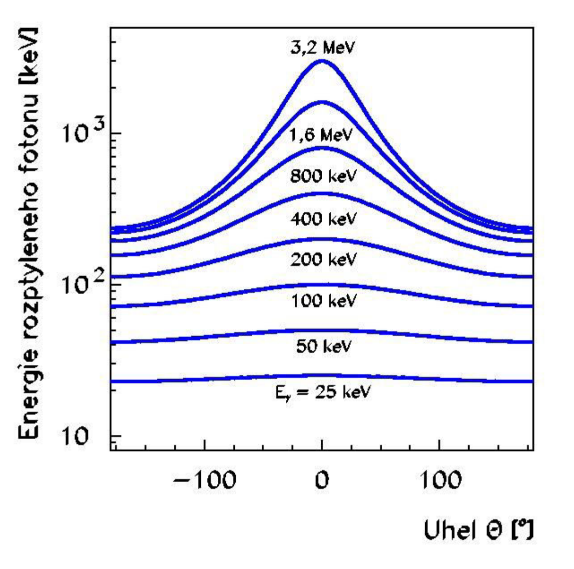
fotony jsou rozptylovány do všech úhlů, elektrony pouze dopředu

Pro $h_\nu > m_0c^2$ je účinný průřez vztažený na atom: $$\sigma \sim \frac{Z}{h\nu}$$

Tento proces převládá v oblastech energií 0.1 – 10 MeV



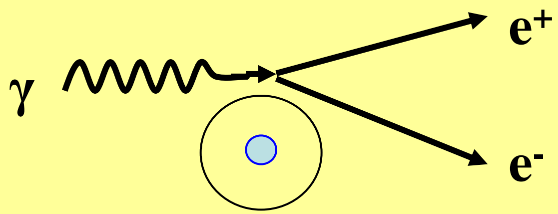
Příklad závislosti účinného průřezu na energii fotonu



Závislost mezi energií rozptýleného fotonu E_γ a úhlem rozptylu Θ

Tvorba párů – možná pouze za podmínek:

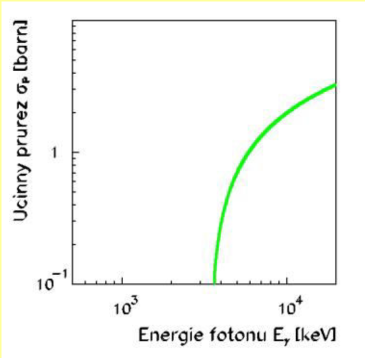
1) **Energii $h\nu > 2\times m_{e0}c^2 \sim 1.022$ MeV.**
2) **Pouze v prostředí – část hybnosti se předá jádru**



$$\sigma \sim Z^2$$

Tento proces začíná převládat při $E_\gamma \geq 10$ MeV, pro $E_\gamma \geq 100$ MeV se nárůst σ zastavuje.

Pozitrony po svém vzniku ztrácejí energii jako elektrony ionizačními ztrátami, brzdným zářením. Po ztrátě E_{KIN} je záchyt elektronem – vytvoření pozitronia ($\tau = 10^{-10}$s) → anihilace:



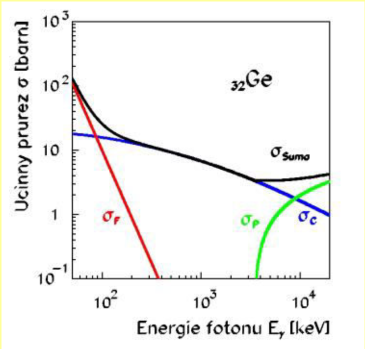
$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

fotony mají každý energii 511 MeV (klidová energie elektronu)

Závislost účinného průřezu na energii fotonu

Tři uvedené procesy dávají nezávislé příspěvky k absorpci fotonů:

$$\mu = \mu_{fe} + \mu_{Comp} + \mu_{par}$$



Při velmi vysokých energiích fotonů nebo elektronů:

$$\gamma \rightarrow \text{kreace } e^+e^- \rightarrow \text{brzdné } \gamma \rightarrow \text{kreace } e^+e^- \rightarrow \text{brzdné } \gamma \rightarrow \ldots$$

vzniká elektromagnetická sprška.

Úvod – přehled detektorů

Experimenty jsou závislé na detekci a určení charakteristik částic. Detekce je umožněna interakcí částice s prostředím. Část nebo celá kinetická energie se mění na jinou formu. V moderních experimentech většinou v konečném důsledku na elektrický napěťový nebo proudový signál.

Rozdělení detektorů:

1) **Počítače** – elektrickým signál při průchodu částice (může být úměrný její energii, náboji, …)
2) **Dráhové detektory** – zaznamenávají dráhu částice

Veličiny charakterizující detektor:

1) **Citlivost** – schopnost produkovat měřitelný signál pro daný typ částic a energii. Závisí na:
   1) účinném průřezu ionizujících reakcí, 2) hmotnosti detektoru, 3) šumu detektoru a
   4) tloušťce a druhu materiálu obklopujícího citlivý objem detektoru
2) **Odezva** – vztah mezi energií částice a výstupem na detektoru (celkovým nábojem nebo amplitudou proudového pulsu).
3) **Funkce odezvy** – spektrum monoenergetického svazku je detektorem pozorováno jako komplikovaná funkce většinou blízká Gaussově funkci s chvostem k nižším energiím
4) **Mrtvá doba** – doba potřebná pro vytvoření a zpracování signálu v detektoru.
5) **Detekční účinnost** – poměr mezi počtem částic vyzářených zdrojem a detekovaných detektorem – absolutní účinnost. Ta se skládá s vnitřní účinnosti a geometrické účinnosti (akceptance).
6) **Energetické rozlišení** – nejmenší rozlišitelný rozdíl energie ΔE mezi dvěma blízkými energiemi. Monoenergetický svazek → ideálně δ-funkce – reálně pík s konečnou šířkou (většinou má Gaussův tvar. Rozlišení se většinou udává ve formě pološířky – FWHM). Udává se relativní rozlišení $\Delta E/E$ v [%].
7) **Časové rozlišení** – nejmenší rozlišitelný rozdíl časů – definice podobné jako u energie
8) **Dráhové rozlišení** – nejmenší rozlišitelný rozdíl v dráze –definice obdobná jako u předchozích

Detektory částic a fotonů

A) Plynem plněné (ionizační) detektory:

měří ionizaci produkovanou průchodem nabité částice prostředím. Elektrické pole → páry elektron-iont nerekombinují → driftují k elektrodám → počet párů úměrný předané energii → elektrický signál úměrný předané energii

Složení detektoru: 1) Komora naplněná lehce ionizovatelným materiálem
2) Katoda a anoda a VN mezi nimi

Závislost proudu na napětí:

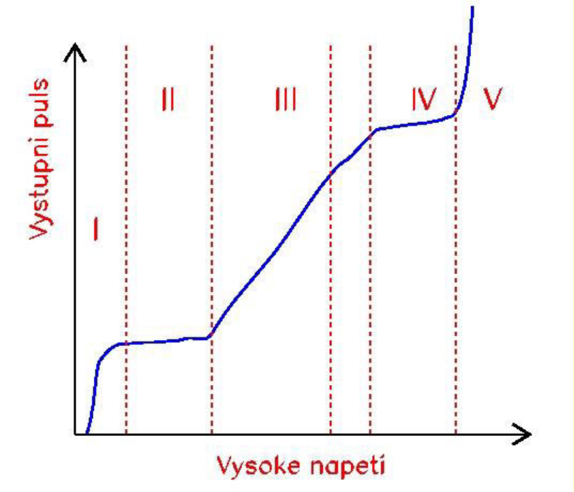
I) oblast Ohmova zákona (oblast rekombinace) – ionizace plynu, ale ionty zanikají většinou rekombinací

II) oblast ionizace – všechny ionty jsou odvedeny k elektrodám, jen minimální rekombinace ionizační komory

III) proporciální oblast – začíná působit ionizace nárazem, vzniklé ionty jsou urychlovány tak, že ionizují – proporciální počítače

IV) Geigerova oblast – každá primární ionizace vede k velkému vzrůstu proudu – Geiger-Mülerovy počítače

V) oblast výboje – nastává výboj



1) **Ionizační komory** – pracuji s nižší hodnotou VN → nezesilují → malý výstupní signál – lépe pro fragmenty s větším nábojem. Pracují i při velkých intenzitách záření.

2) **Proporciální počítače** – anodou je tenký drát okolo je válcovitá katoda, faktor zesílení 10^5, signál je dostatečně velký i pro částice s minimální ionizací (1 – 10 mV).

3) **Geiger-Müllerovy počítače** – nastává výboj, který je třeba zhasit, vždy velký puls ~1.6 V, faktor zesílení 10^{10}, málo citlivý na změny napětí. Nevýhody: signál nezávisí na druhu a energii částice, dlouhá doba regenerace (~ 1 ms).

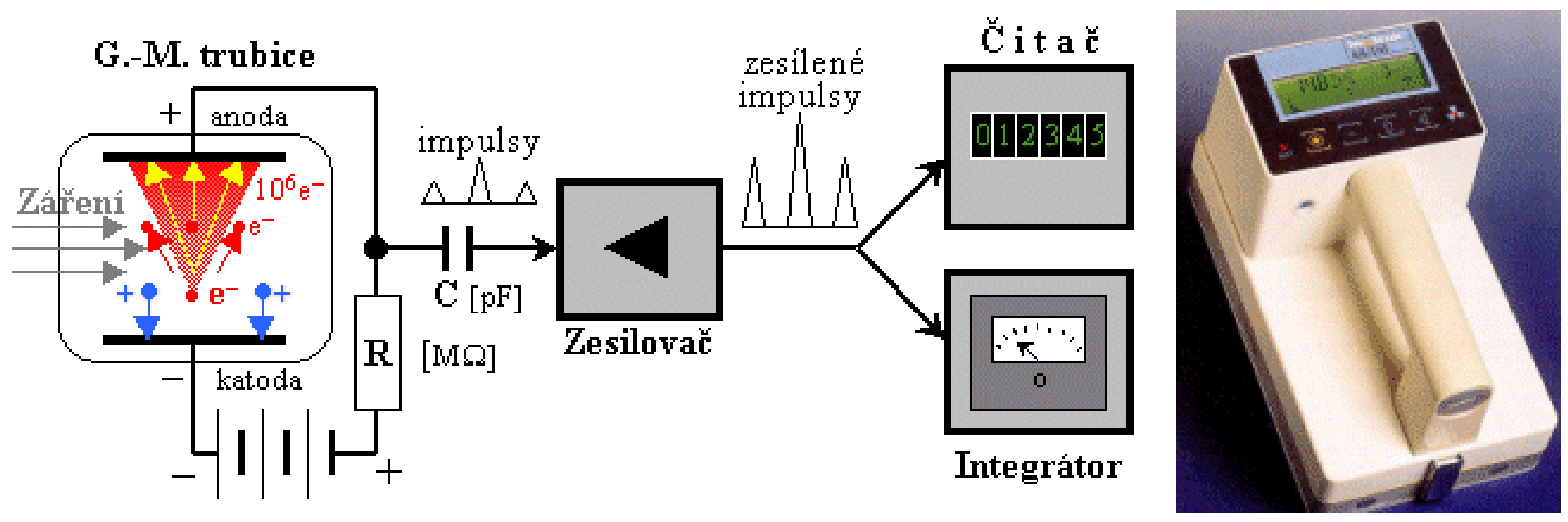


Schéma Geiger-Müllerovy počítače a jeho využití v dozimetrickém zařízení

B) Detektory z pevné látky:

Scintilační detektory: ionizace excituje atomy a molekuly → při deexcitaci se produkuje světlo → světlo se pomocí fotonásobičů (zesílení ~ $10^4 - 10^7$) mění na elektrický impuls. Je třeba ~ 10 krát více energie na foton než na pár elektron-iont.

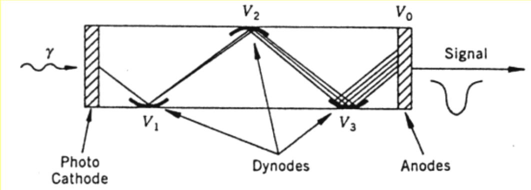


Schéma fotonásobiče

Dva typy scintilátorů:

1) Anorganické – BaF_2, BGO, CsI, NaI doba vysvěcování (~ 10^{-6} s)
2) Organické – plastiky – rychlá doba vysvěcování (~ 10^{-8} s)

Kombinace různých scintilátorů – poměr doby vysvěcování se liší pro různé částice → analýza tvaru pulsu → identifikace částic.
Velmi dobré časové rozlišení ~ 0,2 ns (pro v = c dráhové rozlišení 6 cm) → časté použití pro TOF (použití doby letu) metody – start - start detektor, detektor svazku nebo cyklotronová frekvence.

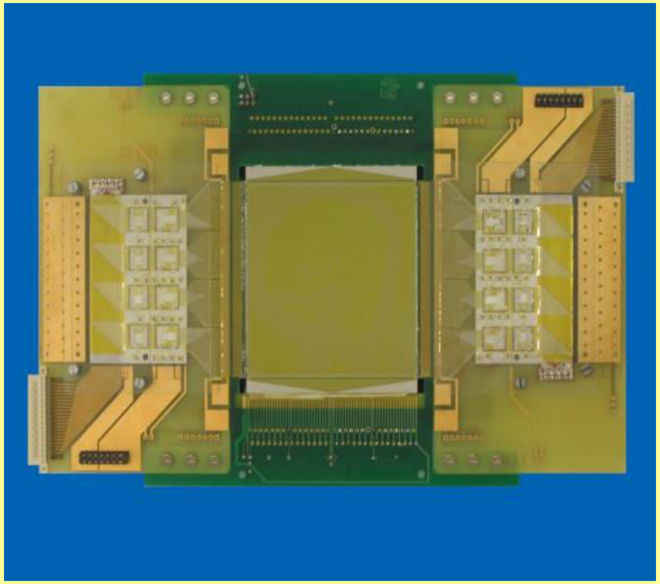
scintilační detektory pro TOF stěnu spektrometru HADES (plastický materiál firmy Bicron)

3) Polovodičové detektory – vytvoření páru elektron díra ~ 3 eV → velký signál pro malou předanou energii. Výstupní signál úměrný ionizačním ztrátám → energii částice. Velmi dobré energetické rozlišení. Používané materiály – křemík a germánium.

Chlazení tekutým dusíkem. Velmi dobré detektory pro určení energie nízkoenergetických kvant gama a elektronů.

Nověji jako polohově citlivé detektory – tenké křemíkové destičky (~ 200 – 300 μm). → SSD – křemíkové stripové detektory a SDD – křemíkové driftové detektory.

Detektorový systém EUROGAM II



Polohově citlivý křemíkový driftový detektor

C) Čerenkovovy detektory:

Využívají Čerenkovova jevu k určení rychlosti částice, fungují také jako prahové detektory.

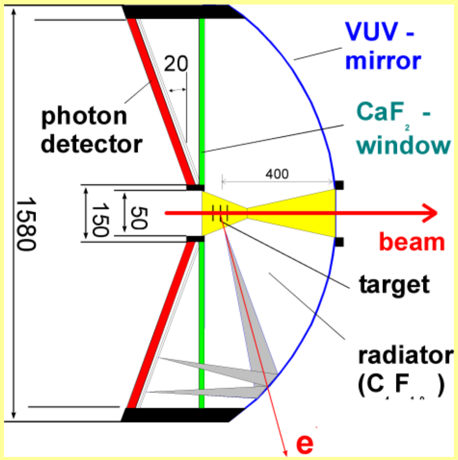
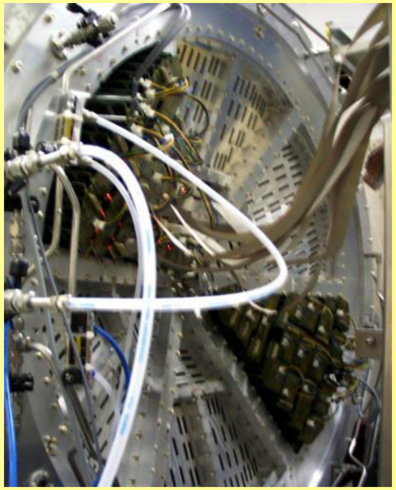


Schéma Čerenkovova detektoru

Zrcadlo Čerenkovova detektoru spektrometru HADES



Čtecí elektronika pro fotonové detektory zachycující světelné kroužky vznikajícího Čerenkovova záření

D) Kalorimetry – zařízení, které absorbují celou energii částice a jejich výstup je úměrný této energii. Založený na vzniku spršky (elektromagnetické nebo hadronové). Jaderná interakce → menší σ → hadronová sprška delší → hadronový kalorimetr větší než elektromagnetický. Typy kalorimetrů: 1) homogenní – citlivý je celý objem 2) složené střídavě z konvertoru (sprška se v něm rozvíjí – železo, olovo) a citlivého objemu (např. olovnaté sklo).

Kalorimetr experimentu NA49 (CERN)

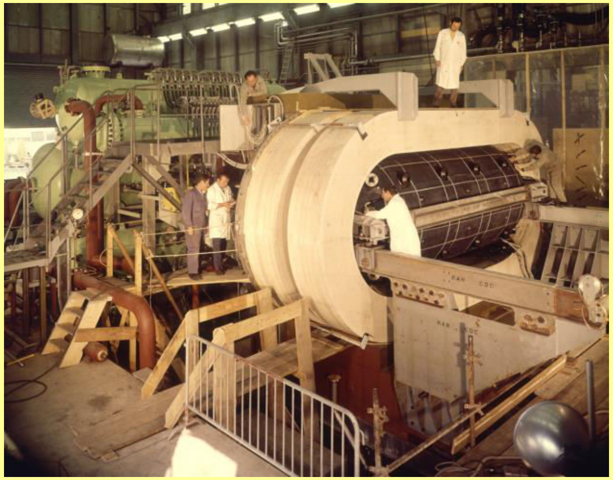
Dráhové detektory

Ionizace změní stav náplně komory → viditelné stopy drah

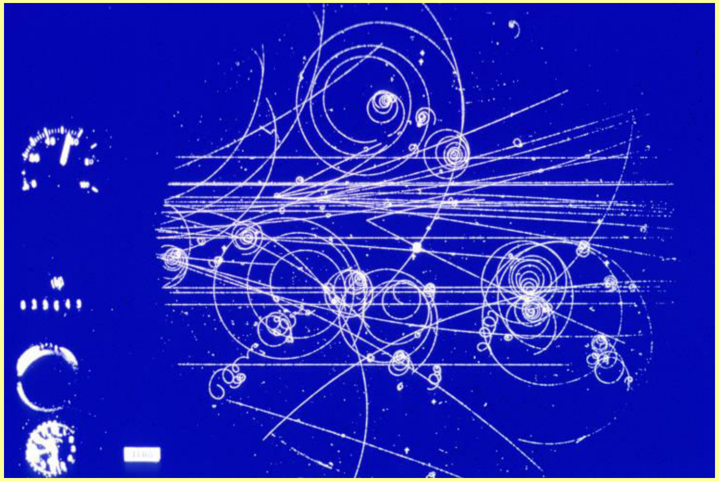
Jaderné fotoemulze – vyšší obsah bromidu (až 85%), tlustší vrstvy, větší citlivost. Často při studiu kosmického záření.

Mlžné komory - uzavřený objem vyplněný plynem a příměsí nasycených par. Průlet nabité částice + přesycené páry → kondenzace par na iontech → fotografie osvětlené stopy z kapiček. Podle získávání nasycených par: expansní (Wilsonovy) a difusní. Umístění v magnetickém poli.

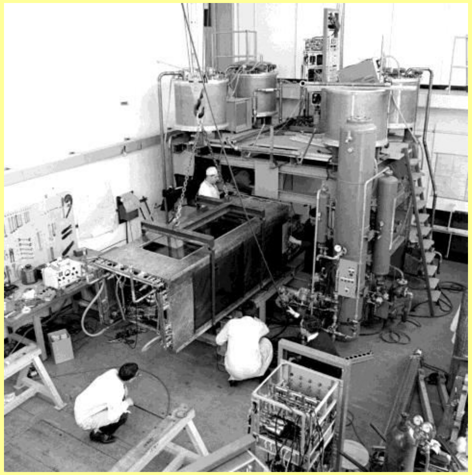
Bublinové komory – nádrž s kapalinou těsně pod bodem varu → nabitá částice + přehřátá kapalina → var v okolí iontů → fotografie osvětlených bublinek. Zároveň terč i detektor. Náplň např. kapalný vodík, deuterium, propan, xenon či freon. Umístění v magnetickém poli. Přesnost polohy ~ 200 μm.



Bublinová komora Gargamel (CERN)



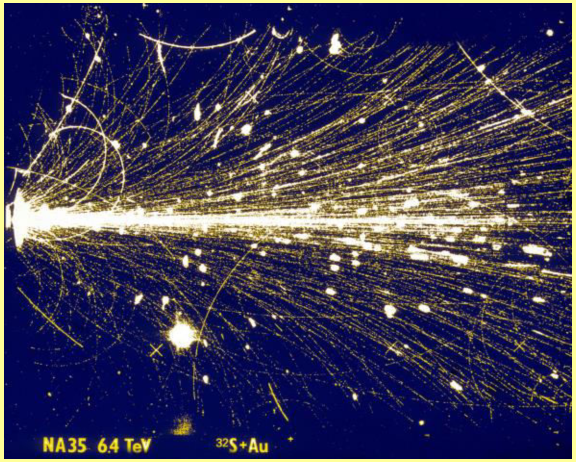
Snímek reakce v bublinové komoře

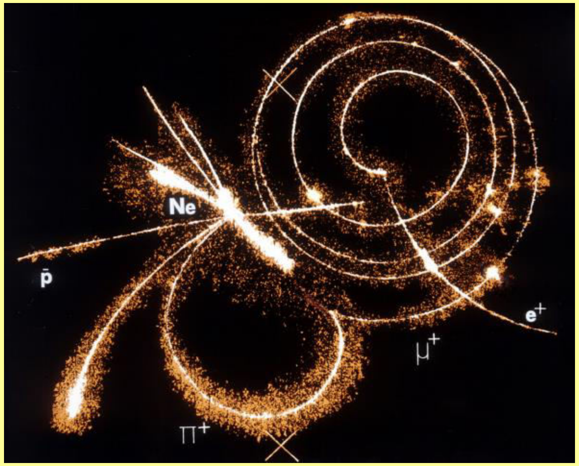


Wilsonova komora na PS (CERN – 1961)

Jiskrové komory – registrace jiskrového výboje způsobeného ionizací v poli způsobeném HV mezi dvěma elektrodami. Složeny z několika tenkých vodivých desek střídavě uzemněny a na vysokém potenciálu. Výplň je inertní plyn

Výbojové (streamerové) komory – modifikace jiskrové komory. Pouze dvě elektrody (vzdálené od sebe ~ 50 cm). Na nich velmi krátké impulsy VN (~ 20 ns). Jiskrový výboj se rychle zastaví – vytváří sloupec plazmy → světelný bod. Ten se fotografuje.





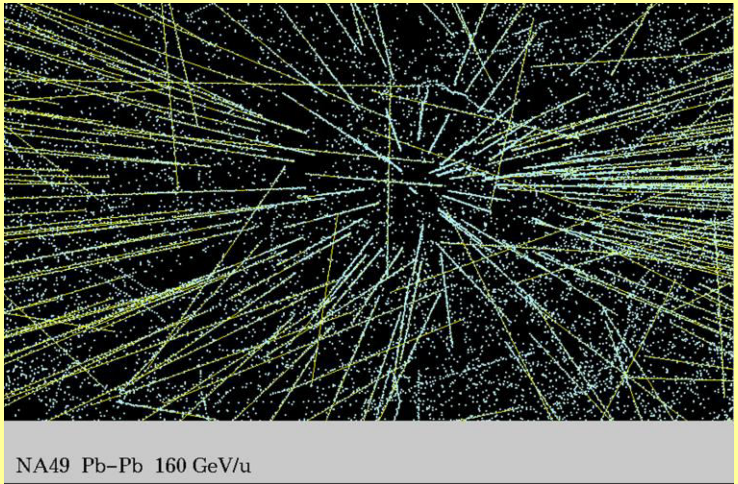
Snímky z výbojových komor: S+AU na SPS a anti-p+Ne na LEAR (CERN)

Driftová komora experimentu NA49 (CERN)

Elektronické zachycení dráhy částice:

Proporciální komory – multidrátové, několik vrstev drátů (elektrod), z křížení zasažených elektrod poloha.

Driftové komory – nabité elektrony a ionty vzniklé ionizací driftují v silném elektrickém poli. Podle místa (elektrody) kam dodriftují a času driftu (předpoklá se konstantní rychlost driftu) lze určit průběh dráhy ionizující částice v prostoru.



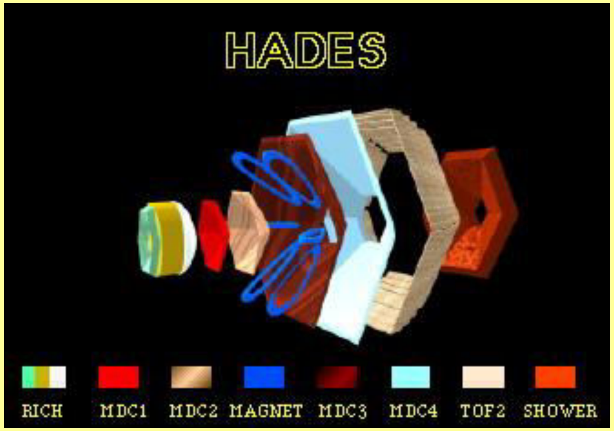
Záznam srážky Pb+Pb

Soustavy detektorů

Současná detekce velkého počtu různých částic a určení jejich charakteristik – soustavy velkého počtu detektorů různých typů.

Příklad sestavy pro vysokoenergetické experimenty:

Detektory svazku - startovací detektory – dráhové detektory v okolí terče (SSD a SDD) – driftové komory – supravodivý magnet – driftové komory – sprškové detektory – TOF stěny z plastikových scintilačních detektorů – kalorimetry.

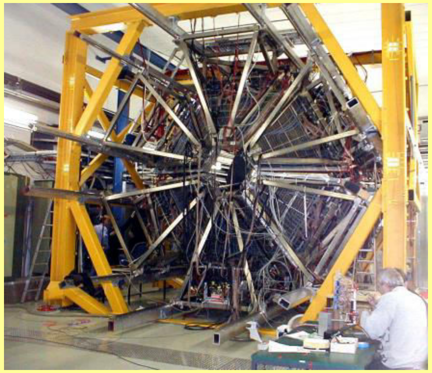


Sestava dileptonového spektrometru HADES:

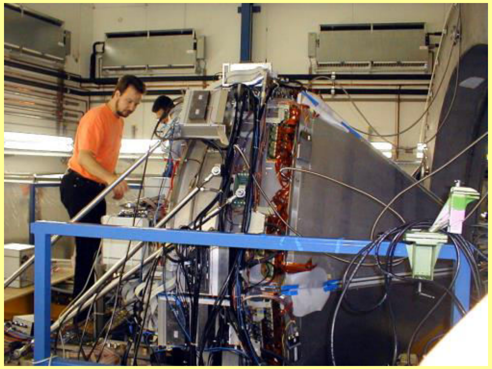
- **RICH** – Čerenkovův detektor
- **MDC** – driftové komory
- **MAGNET** – supravodivý magnet
- **TOF** – stěna z plastikových scintilátorů pro určení doby letu
- **SHOWER** – detekce spršek – tři komory a mezi první a druhou je olověný konvertor

Výstavba HADESu:

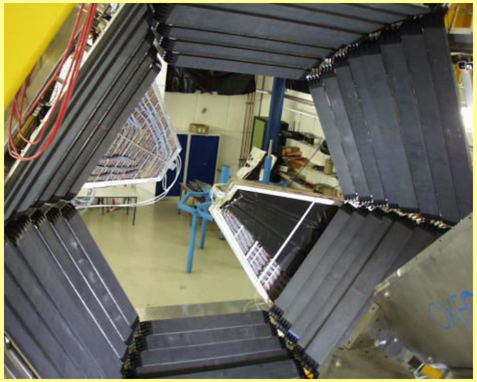
pohled zezadu - sprškové detektory



Zasouvání Čerenkovova detektoru a driftových komor



TOF stěna a dva segmenty sprškového detektoru



Řízení experimentu

Velké množství detektorů, velké množství údajů → elektronický sběr a zpracování dat → z různých signálů (pulsů) produkovaných detektory je třeba získat informaci o energii, relativních časových rozdílech → rozhodnutí o zamítnutí či sběru případu.

Elektronika pro zpracování signálu: většinou slabý signál → předzesilovače a zesilovače. Ty mohou sloužit i k formování pulsu. Rozdělení (dělič) do energetické (analogová forma pulsu) a časové trasy (digitální forma pulsu).

Analogová forma – puls nese spojitou informaci ve formě spojité změny některé ze svých charakteristik

Digitální (logická) forma – diskrétní hodnotou některé z veličin určuje nesenou informaci

Pro převod analogového signálu na digitální a naopak existují příslušné převodníky

Rychlé signály – nárůst signálu v rozmezí několika ns.

Pomalé signály – nárůst signálu v řádu stovek ns a více.

Standardizace logických signálů (NIM, ECL, …)

Diskriminátory – vytvoří signál, jestliže hodnota napětí vstupního pulsu překročí určitou hodnotu.

Koincidenční technika, amplitudové diskriminátory:
Pomocí koincidenčních modulů, zpožďovacích linek jsou logické signály zpracovávány a logické obvody umožňují vytváření trigrů (pravidel pro vybírání případů). Tyto moduly pak umožní také správné vytvoření časování pro spouštění sběru a zaznamenání dat.

Počítačová kontrolní elektronika: umožňuje záznam, průběžné sledování dat a jejich předběžnou analýzu, ovládání a kontrolu detektorů a na počítačích se provádí i konečná analýza dat.

Jaderné reakce

1) Úvod

2) Výtěžek jaderných reakcí

3) Zákony zachování

4) Mechanismy a modely jaderných reakcí

5) Pružný rozptyl

6) Princip detailní rovnováhy

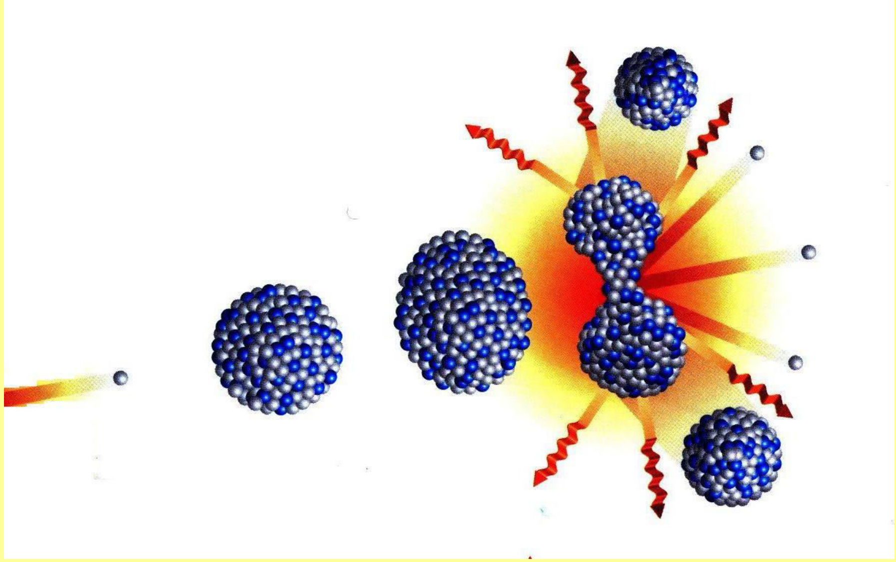
7) Reakce přes složené jádro

8) Rezonance

9) Optický model

10) Přímé reakce

Štěpení jádra ^{252}Cf
(převzato ze stránky skupiny zkoumající štěpení v LBL)



Úvod

Částice a dopadá na terčíkové jádro A → různé procesy:

1) Pružný rozptyl – (n,n), (p,p), …
2) Nepružný rozptyl – (n,n‘), (p,p‘), …
3) Jaderná reakce:
   a) vznik nového jádra a částice - A(a,b)B
   b)vznik nového jádra a více částic - A(a,$b_1b_2b_3$…)B
   c) štěpení jádra – (n,f)
   d) tříštění jader

s pohledu použitého projektilu:
   e) fotojaderné reakce - (γ,n), (γ,α), …
   f) radiační záchyt – (n, γ), (p, γ), …
   g) reakce s neutrony – (n,p), (n, α) …
   h) reakce s protony – (p,α), …
   i) reakce s deuterony – (d,t), (d,p), (d,n) …
   j) reakce s alfa částicemi – (α,n), (α,p), …
   k) reakce s těžkými ionty

Reakci zapisujeme ve tvaru A(a,b)B např.: ^{27}Al(n,α)^{24}Na nebo ^{27}Al + n → ^{24}Na + α

vstupní kanál - částice (jádra) a jejich charakteristiky (energie hybnosti, spiny, …) do reakce vstupující

výstupní kanál – částice (jádra) a jejich charakteristiky z reakce vystupující

Účinný průřez σ závisí na energiích, hybnostech, spinech, nábojích … zúčastněných částic

Závislost účinného průřezu na energii σ (E) – excitační funkce.

Prahové reakce – nastávají až od určité energie.

Výtěžek reakce – počet přeměn dělený počtem nalétávajících částic.

Tenký terčík – nezmění hustotu a energii částic svazku

Tlustý terčík – hustota a energie částic svazku se mění

Výtěžek jaderné reakce

Výtěžek reakce – počet přeměn ΔN dělený počtem nalétávajících částic N_0: $w = \Delta N / N_0$

Závisí na konkrétním terčíku

Tenký terčík – nezmění hustotu a energii částic svazku → výtěžek reakce: $w = \Delta N / N_0 = \sigma n x$

kde **n** – počet terčíkových jader v objemové jednotce, **x** je tloušťka terče → **nx** je plošná hustota terče.

Tlustý terčík – hustota a energie částic svazku se mění. Průběh závisí na tom o jaký typ částic jde:

1) **Reakce s nabitými částicemi** – ztráta energie ionizací a excitací terčíkových atomů. Reakce nastávají při různé energii nalétávajících částic. Počet částic se mění jadernými reakcemi (lze zanedbat). Tlustý terč (tloušťka **d > dolet R**):

$$dN = N(x)n\sigma(x)dx \approx N_0 n\sigma(x)dx$$

(reakce s jádry zanedbáváme $N(x) \approx N_0$)

Výtěžek reakce je (**d > R**):
$$w = \frac{\Delta N}{N_0} = n\int_0^R \sigma(x)dx = n\int_0^{E_{KINa}} \frac{\sigma(E_{KIN})}{-\frac{dE_{KIN}}{dx}} dE_{KIN}$$

Vyšší energie nalétávající částice a menší ionizační ztráty → vyšší dolet a výtěžek
$w = w(E_{KIN})$ – **excitační funkce**

Střední účinný průřez:
$$\bar{\sigma} = \frac{1}{R}\int_0^R \sigma(x)dx \quad \rightarrow \quad w = n\bar{\sigma}\cdot R$$

2) Reakce s neutrony – neinteragují s atomovými obaly, pouze rozptyl a absorpce na jádrech. Ubývá počet neutronů ale jejich energie se příliš nemění. Svazek monoenergetických neutronů o hustotě toku N_0. Počet reakcí **dN** ve vrstvě terče **dx** v hloubce **x** je: $dN = -N(x)n\sigma dx$

kde **N(x)** je hustota toku neutronů v místě **x** a **σ** je celkový účinný průřez $\sigma = \sigma_{pr} + \sigma_{nepr} + \sigma_{abs} + \ldots$

Rovnici integrujeme: $N(x) = N_0 e^{-n\sigma x}$ pro $0 \le x \le d$

Z N_0 neutronů interaguje v terči o tloušťce **d**: $\Delta N = N_0(1 - e^{-n\sigma d})$

Výtěžek reakce je: $w = \frac{\Delta N}{N_0} \cdot \frac{\sigma_R}{\sigma} = \frac{\sigma_R}{\sigma}(1 - e^{-n\sigma \cdot d})$

σ – celkový účinný průřez

σ_R – účinný průřez konkrétní reakce

Pro tenký terčík platí $n\sigma d \ll 1$ a výtěžek je: $w = \frac{\Delta N}{N_0} \cdot \frac{\sigma_R}{\sigma} = n\sigma_R d$

Celkový účinný průřez lze určovat **transmisní metodou** → měření zeslabení: $\sigma = -\frac{1}{nd} \ln \frac{N(d)}{N_0}$

3) Reakce s fotony – fotony reagují s jádry i elektrony → rozptyl a absorpce → zmenšení hustoty toku fotonů: $I(x) = I_0 e^{-\mu x}$

kde **μ** je lineární součinitel zeslabení ($\mu = \mu_a n$, kde μ_a je atomový součinitel zeslabení a **n** počet terčových atomů v jednotce objemu).

Pro tenký terč (zeslabení lze zanedbat) je výtěžek reakce: $w = \frac{\Delta I}{I_0} \cdot \frac{\sigma}{\mu_a} = n\sigma \cdot d$

Kde **ΔI** je celkový počet reakcí a z toho $\Delta I \frac{\sigma}{\mu_a}$ je počet studovaných fotojaderných reakcí.

Pro tlustý terčík tloušťky **d** platí: $w = \frac{\Delta I}{I_0} \cdot \frac{\sigma}{\mu_a} = \frac{\sigma}{\mu_a}(1 - e^{-\mu_a nd})$

Zákony zachování

Zákon zachování energie a zákon zachování hybnosti:

Popsány v části o kinematice. Lze s jejich pomocí určit směry výletu a možné energie produktů reakce. K nalezení možných směrů výletu produktů reakce lze použít opět vektorový diagram hybností. Diagram nezávisí na typu interakce a platí pouze pro nerelativistické přiblížení.

Pro určení úhlového rozdělení a energetického rozdělení je třeba znát typ interakce

Zákon zachování momentu hybnosti – orbitální moment hybnosti daný relativním pohybem dvou částic může mít pouze diskrétní hodnoty l = 0, 1, 2, 3, … [ħ]. → Pro nízké energie a krátký dosah sil → reakce možná pouze pro ohraničené nevelké číslo l. Pololasicky (orbitální moment je součin hybnosti a srážkového parametru):

$$pb = l\hbar \rightarrow l \leq pb_{max}/\hbar = 2\pi R/\lambda$$

kde λ je de Broiglieho vlnová délka částice a R je dosah interakce. Přesná kvantověmechanická analýza → reakce možná i pro vyšší orbitální moment l, ale účinný průřez prudce klesá. Celkový účinný průřez lze rozdělit: $\sigma = \sum_{l} \sigma_{l}$

Zákon zachování náboje – suma elektrických nábojů před reakcí a po ní se zachovávají.

Zákon zachování baryonového čísla – pro nízké energie ($E < m_n c^2$) → zákon zachování počtu nukleonů

Zákon zachování parity – parita výchozího stavu se během reakce nemění. Protože při změně relativního orbitálního momentu o Δl se počáteční parita Π_i mění na $\Pi_f = (-1)^{\Delta l}\Pi_i$ → např. při pružném rozptylu nemůže dojít ke změně orbitálního momentu o Δl = liché, i když by to při změně orientace spinu bylo z hlediska zachování momentu hybnosti bylo možné.

Mechanismy a modely jaderných reakcí

Podle mechanismu se vydělují:

1) Přímé reakce (také pružný a nepružný rozptyl) - reakce trvající velmi krátce $\tau \approx 10^{-22}$s → široké (rozmazané) hladiny pomalé změny σ s energií projektilu

2) Reakce přes složené jádro – vzniká jádro s poločasem rozpadu $\tau \approx 10^{-16}$s → úzké hladiny → rychlé změny σ s energií projektilu (rezonanční charakter), rozpad do různých kanálů

Pro popis reakcí se vytvářejí modely, které popisují různé třídy reakcí.

Střední potenciál jádra vytvářený nukleony terčíkového jádra.
Projektil vletí do jádra → je pod vlivem středního potenciálu→ ten se může změnit vlivem energie projektilu.

Nutnost započítání vlivu elektromagnetické interakce a coulombovského pole – fotojaderné a elektrojaderné reakce, reakce coulombovského buzení. Elektromagnetickou část interakce lze spočítat přesně.

Optický model – jádro je spojité prostředí – láme a pohlcuje de Broglieho vlnu spojenou s nalétávající částicí

Statistický model – v reakcích přes složené jádro spousta mezistavů → velký počet stupňů volnosti → uvažujeme pouze střední hodnoty veličin.

Kaskádní modely – vysoké (relativistické) energie → malá vlnová délka nukleonů → nukleony dobře lokalizovány → reakce (tříštivá) jako sekvence srážek jednotlivých nukleonů.

Jaderná reakce je popsána úplně – známe σ pro všechny měřitelné parametry (energie, úhly, druhy částic …). Tomu se lze blížit v modelech přímých reakcí, nelze v statistickém modelu.

Pružný rozptyl – úhlové rozdělení částic

Zkoumáme rozptyl způsobený jadernými silami.

Předpoklady: 1) Máme lokální centrální potenciál → síly působí směrem k těžišti
2) Potenciál má krátký dosah (ubývá rychleji než 1/r)
3) Svazek částic dopadající ve směru osy z.

Zjednodušení na mezní případ: Přesně definovaná energie → rozmazaný čas → přesně definovaná hybnost → z relací neurčitosti velký rozměr ve směru osy z → děj prakticky stacionární. Mějme popisovanou částici s hybností $\vec{p}$ **pak platí:**

$$\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k} \quad \textbf{kde} \quad k = \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Na rozptylující centrum dopadají rovinné vlny a vystupují z něho stacionární kulové vlny.

Dopadající vlnová funkce ve tvaru rovinné vlny a upravit je pro náš stacionární případ:

$$\psi \sim e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega\cdot t)} \sim e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \sim e^{ikz}$$

Vlna pohybující se v opačném směru: $\psi \sim e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \sim e^{-ikz}$

Vystupující sférická vlna je popsána funkcí: $\psi \sim e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} / r$

(člen 1/r způsobí pokles hustoty $1/r^2$ → počet částic se zachovává). Stejné znaménko v exponentu dopadající a vystupující vlny. Amplituda vystupující sférické vlny závisí obecně jen na úhlu ϑ (platí osová symetrie) → připíšeme amplitudový faktor f(ϑ). Celková vlnová funkce je součtem dopadající rovinné vlny a vystupující sférické vlny:

$$\psi = A[e^{ikz} + f(\vartheta) \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} / r]$$

Vztah mezi amplitudovým faktorem a účinným průřezem:

Hustota částic je: $P = \psi^*\psi$

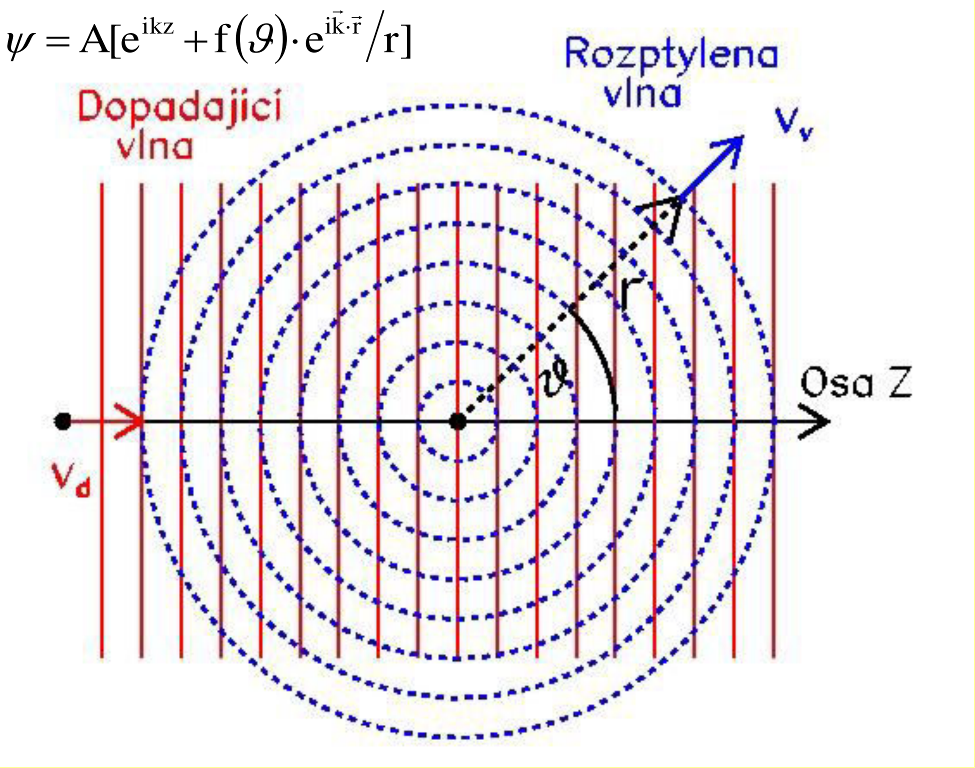
Hustota toku částic j dopadajících s rychlostí v_d: $j_d = v_d \cdot P$

Pro dopadající vlnu: $P = |Ae^{ikz}|^2 = A^2$

a tedy: $j_d = A^2 v_d$

Hustota toku vystupující sférické vlny označíme j_v. Tok částic dI procházející plochou dS je pak:

$$dI = j_v dS = v_v|\psi_v|^2 dS = v_v|Af(\vartheta)e^{ikr}/r|^2 dS = v_v A^2|f(\vartheta)|^2 dS/r^2 \quad [s^{-1}]$$



Pro plochu dS platí: $dS = r^2 d\Omega$ a tedy: $dI = v_v A^2|f(\vartheta)|^2 d\Omega$

Diferenciální účinný průřez dostaneme podělení hustotou toku dopadajících částic (pro pružný rozptyl $v_d = v_v$):

$$d\sigma = dI/j_d = |f(\vartheta)|^2 d\Omega$$

a tedy $$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = |f(\vartheta)|^2$$

Je tedy třeba pomocí Schrődingerovi rovnice spočítat amplitudu $f(\vartheta)$ a z uvedené rovnice dostaneme účinný průřez, který lze srovnat s experimentem.

Princip detailní rovnováhy

Nízkoenergetické reakce → energie interakce H_{int} << energie celé soustavy → lze pro určení pravděpodobnosti P_{if} přechodu od stavu φ_i ke stavu φ_f použít zlaté pravidlo poruchového počtu:

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|H_{fi}\right|^2 \frac{d\nu}{dE_0}$$

Kde H_{fi} je maticový element přechodu: $H_{fi} = \left\langle \varphi_f \middle| H_{int} \middle| \varphi_i \right\rangle = \int \varphi_f^* H_{int} \varphi_i dV$

V objemu V je počet $d\nu$ stavů (elementárních buněk po jedné částici s hybností $p \div p+\Delta p$):

$$d\nu = \frac{V \cdot 4\pi \cdot p^2 dp}{h^3} = \frac{4\pi \cdot Vp^2 dp}{(2\pi \cdot \hbar)^3}$$

a tedy: $\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{1}{dE_0}\frac{4\pi \cdot Vp^2 dp}{(2\pi \cdot \hbar)^3}$

dále uvažujme reakci A(a,b)B v těžišťové soustavě:

V konečném stavu platí: $\vec{p}_b = -\vec{p}_B$ **→ pouze jedna nezávislá hybnost (zvolme p_b).**

Jestli $dE_0 = dE_b + dE_B$: $\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{1}{dE_b + dE_B}\frac{4\pi \cdot Vp_b^2 dp_b}{(2\pi \cdot \hbar)^3}$

Dosadíme za dE=(p/m)dp: $dE_b + dE_B = \frac{p_b}{m_b}dp_b + \frac{p_B}{m_B}dp_B = \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_B}\right)p_b dp_b = \frac{1}{m_f}p_b dp_b$

kde m_f je redukovaná hmotnost konečného stavu.

Pak dostaneme: $\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi \cdot \hbar)^3} m_f p_b$

Má-li částice (fermion) spin I, podle Pauliho principu může být v každém stavu 2I+1 částic. Platí to pro oba produkty reakce:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi \cdot \hbar)^3}(2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f p_b$$

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar}|H_{fi}|^2 \frac{d\nu}{dE_0}$$

Dosadíme do výrazu pro pravděpodobnost:

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar}|H_{fi}|^2 \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi \cdot \hbar)^3}(2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f p_b = \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi)^2 \hbar^4}(2I_b + 1)(2I_B + 1)|H_{fi}|^2 m_f p_b$$

Vztah mezi diferenciálním účinným průřezem a pravděpodobností přechodu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta = \frac{(P_{if})_\vartheta}{j} = \frac{P_{if}}{4\pi \cdot j}$$

kde $(P_{if})_\vartheta = (1/4\pi)P_{if}$ pravděpodobnost vztažená na jednotku prostorového úhlu. Hustota toku dopadajících částic: $j = Nv_i$

kde v_i je rychlost dopadajících částic a N je jejich počet v jednotce objemu. Vztáhneme-li jej na jednu dopadající částici (V je objem zaujímaný jednou částicí):

$$N = 1/V \;\rightarrow\; j = v_i/V$$

Potom

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta = \frac{P_{if} V}{4\pi \cdot v_i} = \frac{V m_i}{4\pi \cdot p_i} P_{if}$$

Kde m_i je redukovaná počáteční hmotnost (jádro považujeme za nehybné, takže v_i je vzájemná rychlost). Dosadíme za P_{if}:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta = \frac{V^2(2I_b + 1)(2I_B + 1)}{(2\pi)^2 \hbar^4}|H_{fi}|^2 m_i m_f \frac{p_f}{p_i} = \frac{(2I_b + 1)(2I_B + 1)}{(2\pi)^2 \hbar^4}|H_{fi}|^2_{norm} m_i m_f \frac{p_f}{p_i}$$

Člen V^2 se pokrátil s faktorem $1/V^2$, který se objeví před členem $|H_{fi}|$ v případě normování vlnových funkcí členem $1/\sqrt{V}$. Úhlová závislost je plně obsažena v $|H_{fi}|$.

Připomenutí:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} = \frac{(2I_b+1)(2I_B+1)}{(2\pi)^2\hbar^4}\left|H_{fi}\right|^2_{norm} m_i m_f \frac{p_f}{p_i}$$

Odvodíme obdobný vztah pro inverzní proces.

Jestliže: $|H_{if}|^2 = |H_{fi}|^2$ **spočteme poměr obou účinných průřezů:** $\frac{\sigma_{i\to f}}{\sigma_{f\to i}} = \frac{(2I_b+1)(2I_B+1)p_f^2}{(2I_a+1)(2I_A+1)p_i^2}$

Tento vztah se nazývá princip detailní rovnováhy jaderné reakce.

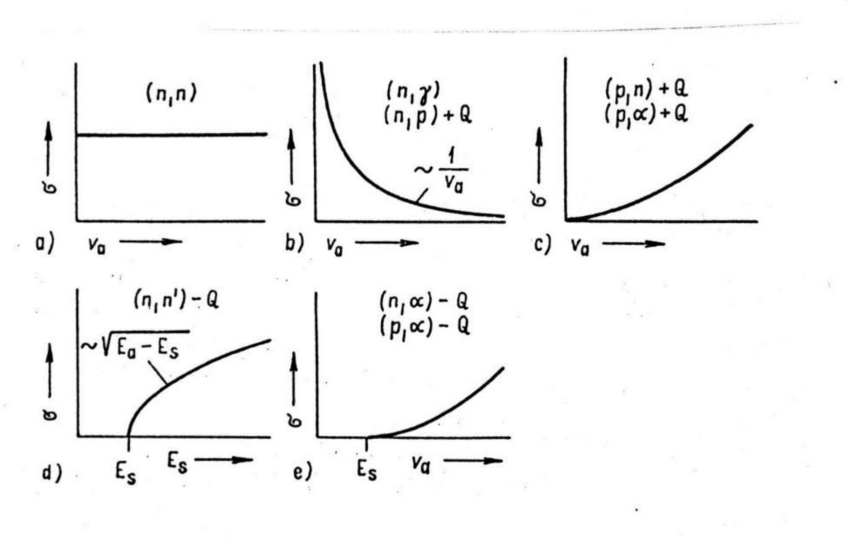
Je-li v malé oblasti energií $|H_{fi}|^2$ konstantní, dostáváme: $\sigma = \text{konst}\,\frac{p_f}{p_i}$

Podívejme se na různé typy reakcí:

a) Pružný rozptyl nenabitých částic → $v_a = v_b$ → σ = konst → nezávisí na rychlosti v_a

b) Exotermní reakce buzené tepelnými neutrony → $Q \approx 1$ MeV a energie neutronů $E_a \approx 1$eV → v_b = konst → $\sigma = \text{konst}/v_a$. Platí jen pro nenabité vyletující částice. Pro nabité jsou v $|H_{fi}|^2$ průnikové faktory typu Gamowova faktoru $|H_{fi}|^2 \sim e^{-(G_a+G_b)}$

c) Exoergické reakce s nabitými částicemi – převažuje závislost na faktoru exp(-Ga).



d) Nepružný rozptyl neutronů – endotermní, v_b závisí silně na energii → nad prahem $v_a \approx$ konst. Energie produktu je dána přebytkem energie nad prahem $E_b \approx E_a - E_s$ → $v_b \sim p_b \approx \sqrt{2m_b(E_a - E_S)}$

$$\rightarrow \quad \sigma \approx \sqrt{(E_a - E_S)}$$

e) Endoergické reakce s produkcí nabité částice – dominuje člen exp(-G_a)

Reakce přes složené jádro

Reakce při kterých se energie nalétávajícího projektilu přerozdělí na více nukleonů terčíkového jádra → vzniká excitované složené jádro → kumulace energie → výlet jednoho nebo více nukleonů. Rozpad složeného jádra 10^{-16}s.

Různé excitované hladiny složeného jádra - doba života hladin spojena s jejich šířkou Heisenbergovým principem neurčitosti

$$\Gamma\tau \approx h$$

Rozdělení reakcí přes složené jádro:

1) Rezonanční – vzdálenost hladin $\Delta E >> \Gamma \rightarrow \sigma(E)$ rezonanční charakter
2) Nerezonanční - $\Delta E << \Gamma \rightarrow \sigma(E)$ nerezonanční charakter – statistický způsob popisu

Možná interpretace reakce přes složené jádro v rámci kapkového modelu:

vybuzené složené jádro – ohřátá kapka vody
snížení energie výletem nukleonů – ochlazení odpařením molekul → vypařovací modely

Dva nezávislé procesy: Vznik složeného jádra
Rozpad složeného jádra

Účinný průřez σ_{ab} reakce z vstupním kanálem a a výstupním b přes složené jádro C: $\sigma_{ab} = \sigma_{aC}P_b$

kde σ_{aC} je účinný průřez pro vznik složeného jádra a P_b je pravděpodobnost rozpadu složeného jádra do kanálu b.

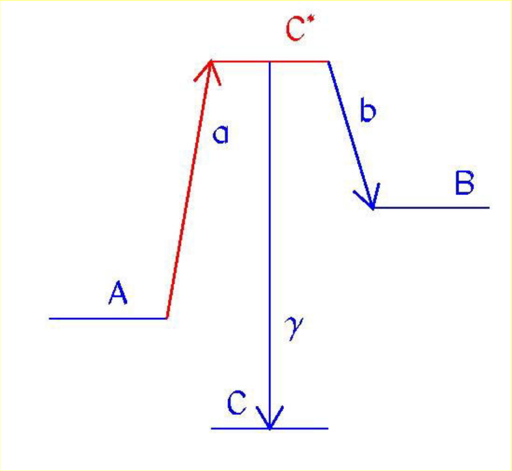
Součet přes všechny výstupní kanály: $\sum_b P_b = 1$

Parciální šířka hladiny Γ_b – šířka vůči rozpadu do kanálu b:

Vztah mezi Γ_b a P_b: $P_b=\Gamma_b/\Gamma$ kde $\Gamma = \sum_b \Gamma_b$

Rezonance

Prvek matice přechodu $|H_{fi}|^2$ a tedy i účinný průřez σ_{ab} se nemusí měnit jen pozvolna. Reakce jdoucí přes složené jádro → kromě pozvolného průběhu výskyt fluktuací - rezonančních struktur v průběhu $|H_{fi}|^2$ a σ_{ab}



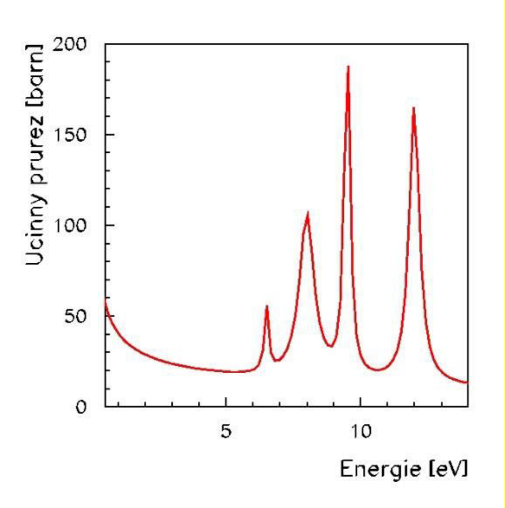
Rezonance způsobeny reakcemi přes složené jádro:

$a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B$ (zobrazena i reakce $a + A \rightarrow C^* \rightarrow \gamma + C$)

Pro oblast okolo 1 – 20 MeV rezonance hustě blízko sebe a jsou široké → nedají se rozdělit → vzniká kontinuum (statistická oblast)

Rezonanční maximum v průběhu účinného průřezu v místě izolované (od ostatních hladin oddělené) hladiny E_{res}. Pomocí kvantové mechaniky lze odvodit, že tvar rezonance popisuje Breitův-Wignerův vzorec:

$$\sigma_{ab} = \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_{res})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$



Příklad rezonančního charakteru spektra reakcí přes složené jádro (typický příklad reakce s pomalými neutrony)

Součtem přes všechny výstupní kanály (i pružný rozptyl) → totální účinný průřez vzniku složeného jádra:

$$\sigma_{aC} = \frac{\pi}{k_a^2}\frac{\Gamma_a \cdot \Gamma}{(E-E_{res})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

Platí: $$\sigma_{ab} = \frac{\pi}{k_a^2}\frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E-E_{res})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} = \frac{\pi}{k_a^2}\frac{\Gamma_a\Gamma}{(E-E_{res})^2 + \frac{1}{4}\Gamma}\cdot\frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \sigma_{aC}\cdot\frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

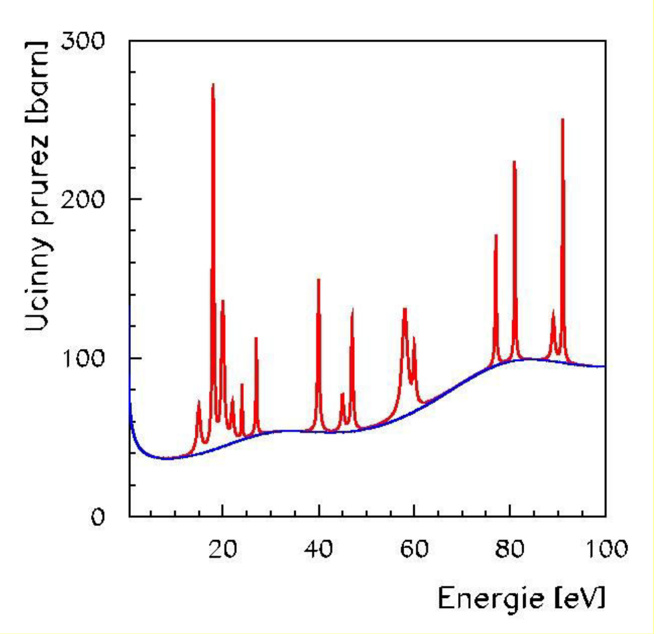
Tedy nezávislost vzniku a rozpadu složeného jádra.

Pro $E = E_{res}$ platí (předpokládáme pružný σ_{aa} a jeden nepružný σ_{ab} kanál → $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$):

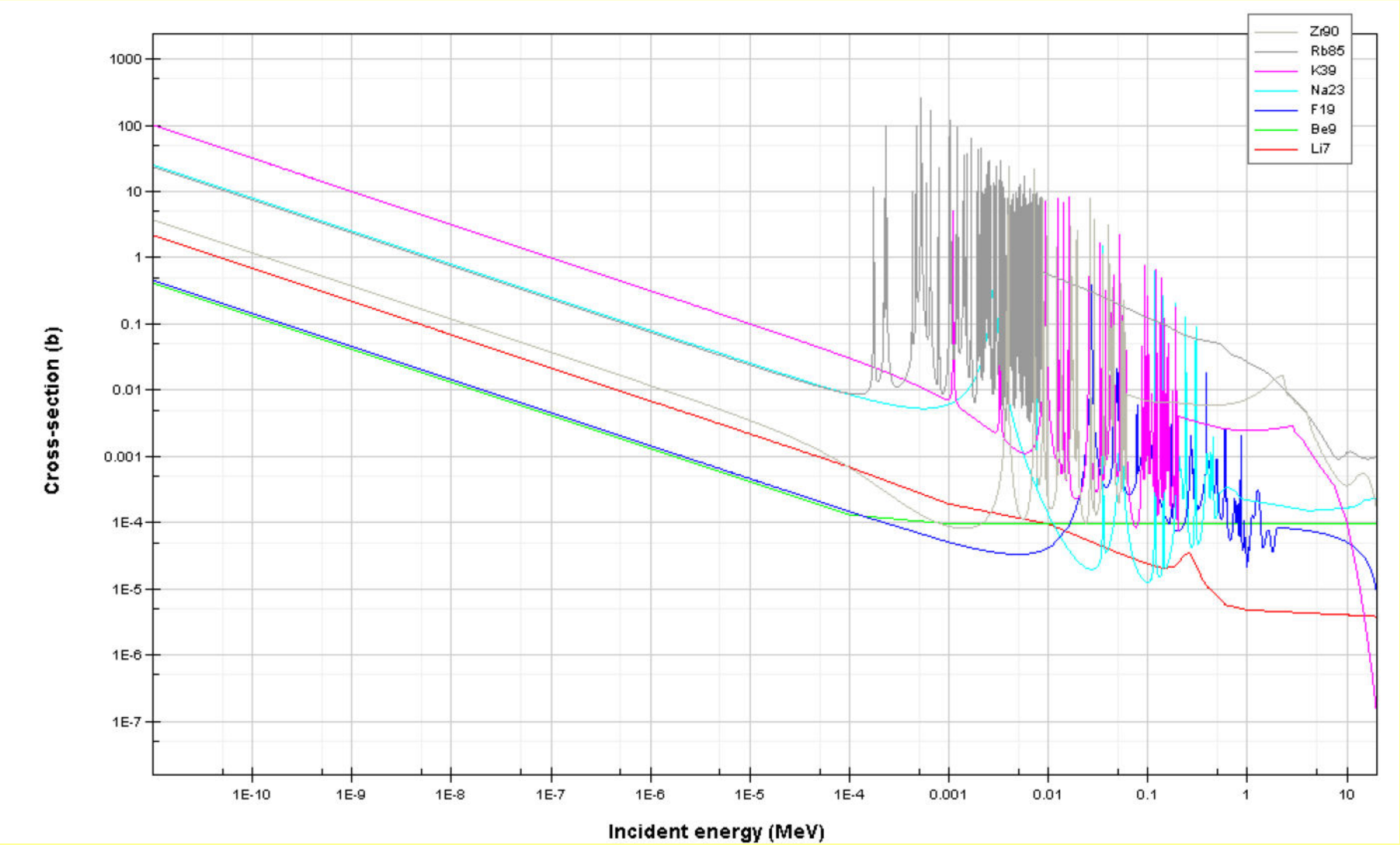
$$\sigma_{aa} = 4\frac{\pi}{k_a^2}\frac{\Gamma_a^2}{\Gamma^2} \qquad \sigma_{ab} = 4\frac{\pi}{k_a^2}\frac{\Gamma_b\Gamma_a}{\Gamma^2}$$

Maximum pro pružnou část ($\Gamma_b = 0, \Gamma_a = \Gamma$): $$\sigma_{aamax} = 4\frac{\pi}{k_a^2}$$

Maximum pro nepružnou část ($\Gamma_b = \Gamma_a = \Gamma/2$): $$\sigma_{abmax} = \frac{\pi}{k_a^2}$$



Rezonanční rychlé změny jsou dány reakcemi přes složené jádro, pomalé změny způsobují přímé reakce



Zr90
Rb85
K39
Na23
F19
Be9
Li7
1000
100
10
1
0.1
0.01
0.001
1E-4
1E-5
1E-6
1E-7
Cross-section (b)
1E-10
1E-9
1E-8
1E-7
1E-6
1E-5
1E-4
0.001
0.01
0.1
1
10
Incident energy (MeV)

Optický model

Při hrubém průměrování excitační funkce se ukáže i rozdělení vykazující ve směru dopadu maxima vznikající při ohybu → potenciálový rozptyl. Kromě potenciálového rozptylu je třeba popsat i pohlcení dopadající částice (vznik složeného jádra).

Lze popsat optickým modelem:

Předpoklad: jádro je spojité prostředí, které láme a absorbuje de Broglieho vlny dopadajících částic.

Limitní případ je model černého tělesa → jádro pohlcuje všechny dopadající částice

Zjednodušení: reakce dopadající částice s jádrem se aproximuje rozptylem a pohlcením částice silovým centrem

Problém $A_1 + A_2$ částic → problém dvou částic

Hledá se tvar středního potenciálu (optický potenciál) U(r) vytvářený silovým centrem, který po dosazení do Schrődingerovi rovnice a splnění okrajových podmínek dává přímo střední hodnotu amplitudy rozptylu.

Optický potenciál zavedeme jako empirický potenciál. Volba parametrů → spočítání diferenciálního účinného průřezu → porovnání s experimentálním úhlovým rozdělením.

Přítomnost absorpce → komplexní člen → $U(r) = V(r) + iW(r)$

Reálná část V(r) má tvar potenciálu slupkového modelu (nejčastěji Woodsova-Saxonova tvaru se započtením spin-orbitální interakce)

Imaginární část: Nízké energie → převaha absorbce na povrchu
Vyšší energie (≥ 80 MeV) → převaha absorbce v objemu

Při konkrétních výpočtech je třeba započítat vliv coulombovského potenciálu a odstředivého potenciálu.

Přímé reakce

Přímé reakce (také pružný a nepružný rozptyl) - reakce trvající velmi krátce 10^{-22}s

Reakce strhávání – terčíkové jádro odebírá jeden nebo více nukleonů z projektilu, zbytek projektilu letí dal bez podstatné změny hybnosti - (d,p) reakce.

Reakce vytrhávání – vytržení nukleonu projektilem z jádra

Reakce přenosu – obecně výměna nukleonů mezi terčíkem a projektilem.

Rozdíly ve srovnání s reakcí přes složené jádro:

- **a) Úhlové rozdělení je nesymetrické – silný vzrůst intenzity ve směru dopadu**
- **b) Excitační funkce nemá rezonanční charakter**
- **c) Větší podíl vyletujících částic s vyšší energií**
- **d) Relativní poměry účinných průřezů různých procesů neodpovídají modelu složeného jádra**

Principiálně lze spočítat prvek matice přechodu H_{fi} → lze spočítat σ. Účinný průřez lze rozdělit na dvě složky:

$$\sigma = S \cdot \sigma_{DWBA}$$

Část σ_{DWBA} má kinematický charakter – určuje úhlové rozdělení závislém na přenesenou momentu hybností.

Spektroskopický faktor S obsahuje vlnové funkce počátečního a konečného stavu jádra – je určován z experimentu a pak srovnáván s modelovým výpočtem.

Přitom potřebujeme znát σ_{DWBA}. V nejjednodušším případě se vychází z aproximace vlnových funkcí nalétávající a vyletující částice pomocí rovinných vln – Bornovo přiblížení.

Pro částice pod vlivem potenciálu jádra to není přesné → pro vlnové funkce se vezme řešení z rozptylu optickým potenciálem – Bornovo přiblížení s porušenými vlnami (DWBA – Distorted Wave Born Aproximation)

Jaderná hmota

1) Úvod

2) Jaderná hmota v základním stavu

3) Horká a hustá jaderná hmota

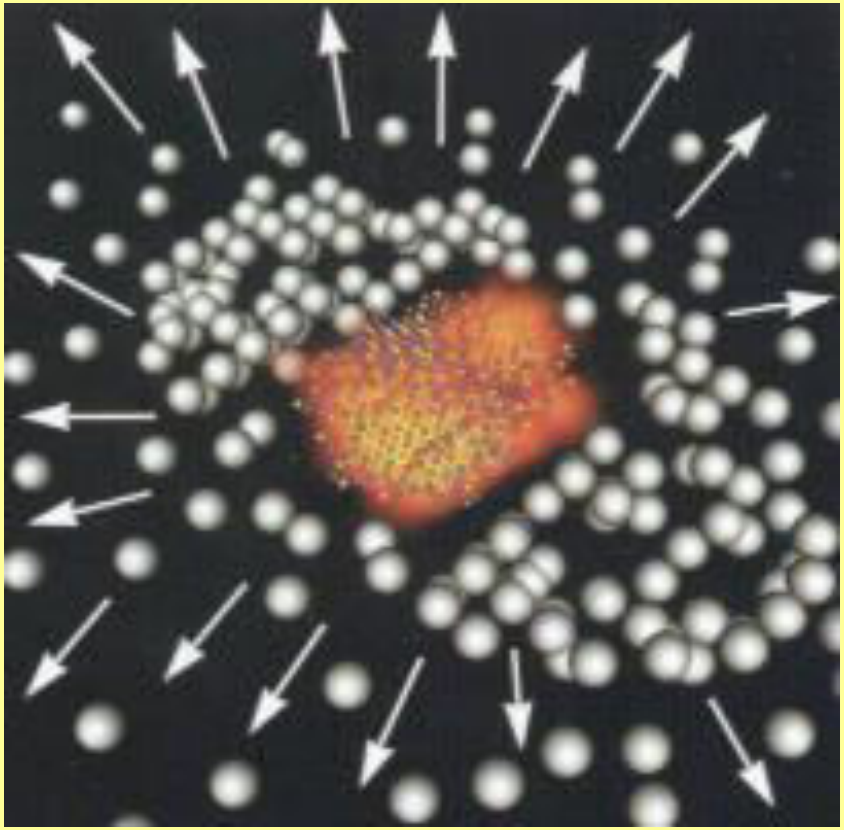
4) Stavová rovnice jaderné hmoty

5) Fázový diagram a fázové přechody

6) Studium vlastností horké a husté
   jaderné hmoty

7) Srážka relativistických těžkých jader

8) Kvark-gluonové plazma



Simulace vzniku zóny horké a husté jaderné hmoty
ve srážkách těžkých jader

Úvod

Co zkoumáme?

Zkoumání vlastnosti neohraničeného bloku jaderné hmoty → potřeba oddělit vliv:

1) dynamiky reakce　　　2) konečnosti objemu jaderné hmoty

Zkoumání termodynamických vlastností (stavové rovnice) jaderné hmoty za různých podmínek, fázové přechody mezi různými stavy jaderné hmoty:

1) V základním stavu　　　2) Horké a husté

Proč zkoumáme?

Ve velmi hustém a horkém stavu → důležité pro pochopení vlastností hmoty při vzniku vesmíru a v nitru řady vesmírných objektů

Velmi vysoké hustoty a teploty → možnost vzniku kvark-gluonového plazmatu

Hmota ve velmi hustém a horkém stavu by se měla vyskytovat i v aktivních jádrech galaxií – snímek jedné ze Seyfertových galaxií – pořízen z Hubblova teleskopu (NASA)

Jak zkoumáme?

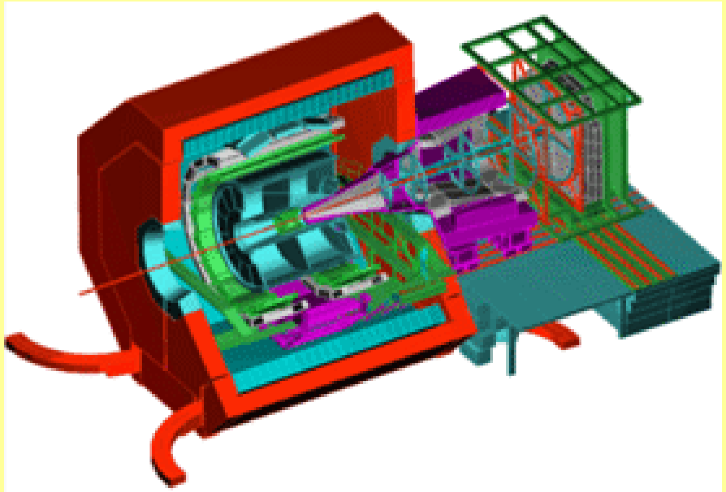
Jaderná fyzika:

V základním stavu - gigantické rezonance – vibrace jádra závisí na stlačitelnosti jaderné hmoty

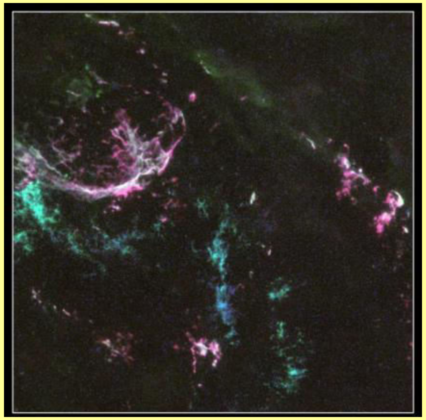
Horka a hustá – srážky těžkých iontů → stlačení a ohřátí jaderné hmoty

Srážky co nejtěžších jader při různých energiích – dosažení co nejvyšších – vrchol RHIC v Brookhavenu, LHC v CERNu (2006)

Experiment pro studium horké a husté jaderné hmoty ALICE připravovány pro urychlovač LHC budovaný v laboratoři CERN



Astrofyzika – zkoumání vlastností neutronových hvězd (stabilita, závislost rozměru na hmotnosti) a průběhu výbuchu supernovy



Pozůstatek po výbuchu supernovy ve Velkém Magelanově oblaku – snímek Hubblova teleskopu (NASA)

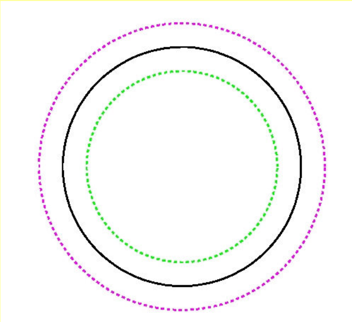
Jaderná hmota v základním stavu

Normální jaderná hmota (směs protonů a neutronů):

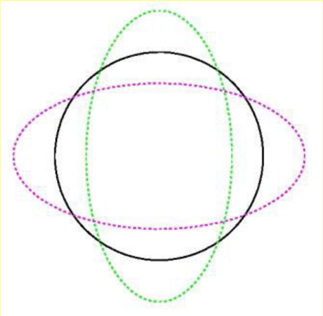
Informace o vazbové energii jaderné hmoty pro T=0 a $\rho=\rho_0$ → objemový člen ve Weizsäckerově formuli (kapkový model) určuje vazebnou energii B/A = 16 MeV

Zkoumání stavové rovnice jaderné hmoty v základním stavu → průběh vibrací jádra dán stlačitelností jaderné hmoty:

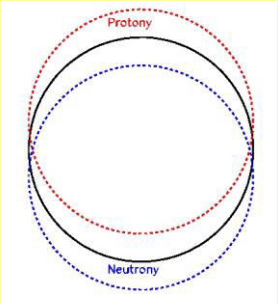
1) oscilace (zvětšení a zmenšení objemu) jádra
2) gigantické dipólové rezonance – vzájemný pohyb protonové a neutronové kapaliny
3) vibrace jadra



Oscilace



Gigantické dipólové rezonance



Vibrace

Popis jaderné hmoty – QCD výpočty na mříži vycházející z kvantové chromodynamiky

Závislost vlastností jaderné hmoty na poměru počtu protonů a neutronů (izotopickém složení)

Neutronová kapalina v základním stavu: Výskyt v neutronových hvězdách.

Jaderná hmota s podivností v základním stavu:

Vliv podivnosti na vlastnosti jaderné hmoty - interakce mezi lambda částicemi - Brookhaven (systém složený z protonu, neutronu a dvou lambda)

Výskyt - možná uvnitř neutronových hvězd.

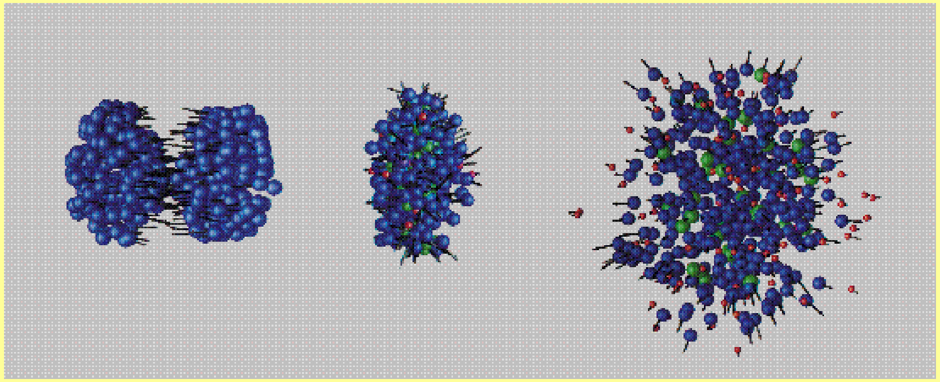
Horká a hustá jaderná hmota

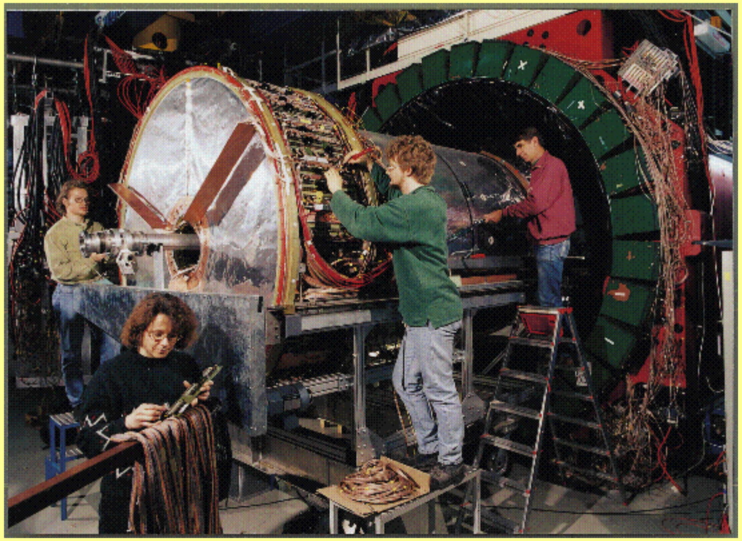
Nutnost studia jaderné hmoty nejen v základním stavu ale při různých teplotách (hustotách energie) a hustotách

Zvyšování teploty → zvyšování kinetické energie nukleonů → přeměna kinetické energie na excitační → fázové přechody mezi různými formami jaderné hmoty:

1) excitace nukleonů na rezonance (Δ a N*)
2) vyšší teplota (hustota energie) → přechod od jaderné kapaliny k hadronovému plynu
3) ještě vyšší → kvark-gluonové plazma

Lze zkoumat z průběhu stlačení, ohřátí a následné expanze v průběhu srážky atomových jader s vysokou energií (E > 100 MeV/A) ↔ nedochází k prolnutí jader (potvrzeno Bevalac 70-tá léta)





Zařízení na zkoumání srážek těžkých jader FOPI na urychlovači SIS – energie ~ 1 GeV/A

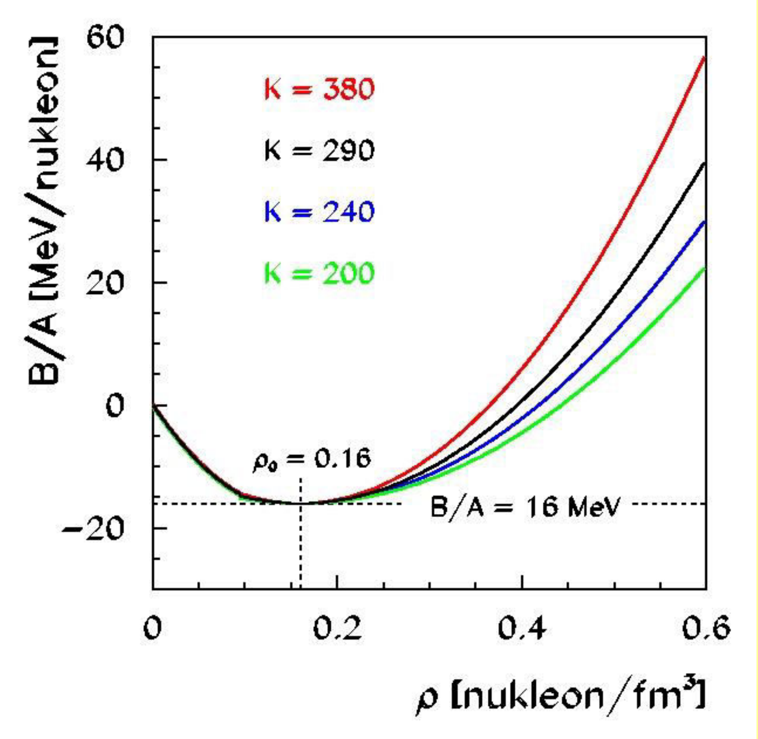
Stavová rovnice jaderné hmoty

Vlastnosti jaderné hmoty můžeme v rovnovážném stavu popsat dvěma proměnnými hustotou ρ a teplotou T a stavovou rovnicí, která je vztahem pro tlak $P = f(\rho,T)$. Místo tlaku použijme energii na jeden nukleon E/A a zafixujme teplotu: $E/A=f(\rho)\,|_{T=konst}$

Vztah mezi tlakem a teplotou je pak (v rovnovážném stavu je entropie S konstantní):

$$P = \rho^2 \left.\frac{\partial\left(E/A\right)}{\partial \rho}\right|_{S=konst}$$

Pro T = 0 minimum E/A = -B/A = -16 MeV nastává pro ρ_0 = 0.16 nukl./fm^{-3} (2,6·10^{17} kg/m^3)



Stavová rovnice jaderné hmoty E/A = f(ρ) pro různé varianty tvrdosti

Poloměr křivosti funkce E/A = f(ρ) pro ρ → ρ₀ kde je minimu energie a tedy platí $\frac{\partial (E/A)}{\partial \rho} = 0$

udává stlačitelnost jaderné hmoty (K = parametr stlačitelnosti): $K \approx \left[\frac{\partial^2 (E/A)}{\partial \rho^2}\right]_{\rho=\rho_0}$

Stlačitelnost je v klasické termodynamice definována vztahem (změna tlaku v závislosti na relativní změně hustoty):

$$K = \rho \left.\frac{\partial P}{\partial \rho}\right|_{S=\mathrm{konst}}$$

Jaderná fyzika → pracujeme s hustotou počtu nukleonů a vazbovou energií na nukleon. Stlačitelnost pak zavedeme ve formě:

$$K = 9 \cdot \left.\frac{\partial P}{\partial \rho}\right|_{S=\mathrm{konst}}$$

Dosadíme za tlak: $K = 9 \cdot \left.\left(2\rho \frac{\partial (E/A)}{\partial \rho} + \rho^2 \frac{\partial^2 (E/A)}{\partial \rho^2}\right)\right|_{S=\mathrm{konst}}$

V oblasti minima $\rho = \rho_0 \rightarrow$ $\frac{\partial (E/A)}{\partial \rho} = 0$ **:** $K = 9\rho_0^2 \left.\frac{\partial^2 (E/A)}{\partial \rho^2}\right|_{S=\mathrm{konst},\rho=\rho_0}$

Větší změna energie se změnou hustoty → větší odpor proti stlačení → tvrdší stavová rovnice

K > 290 MeV → tvrdá stavová rovnice **K < 290 MeV → měkká stavová rovnice**

Tvrdost stavové rovnice závisí na tvaru centrální části jaderného potenciálu (jeho odpudivé části)

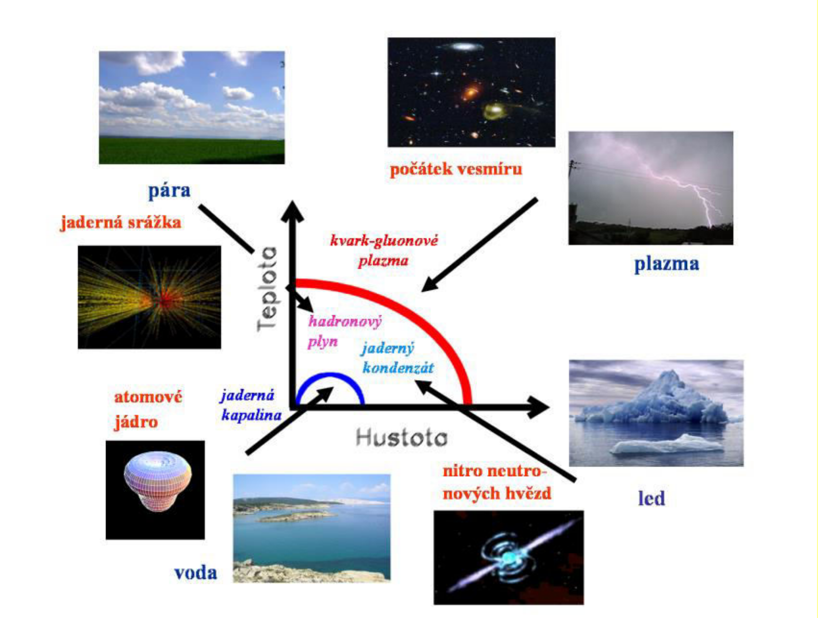
Experimenty s rozptylem částic α na jádrech Sm → K ~ 240 MeV

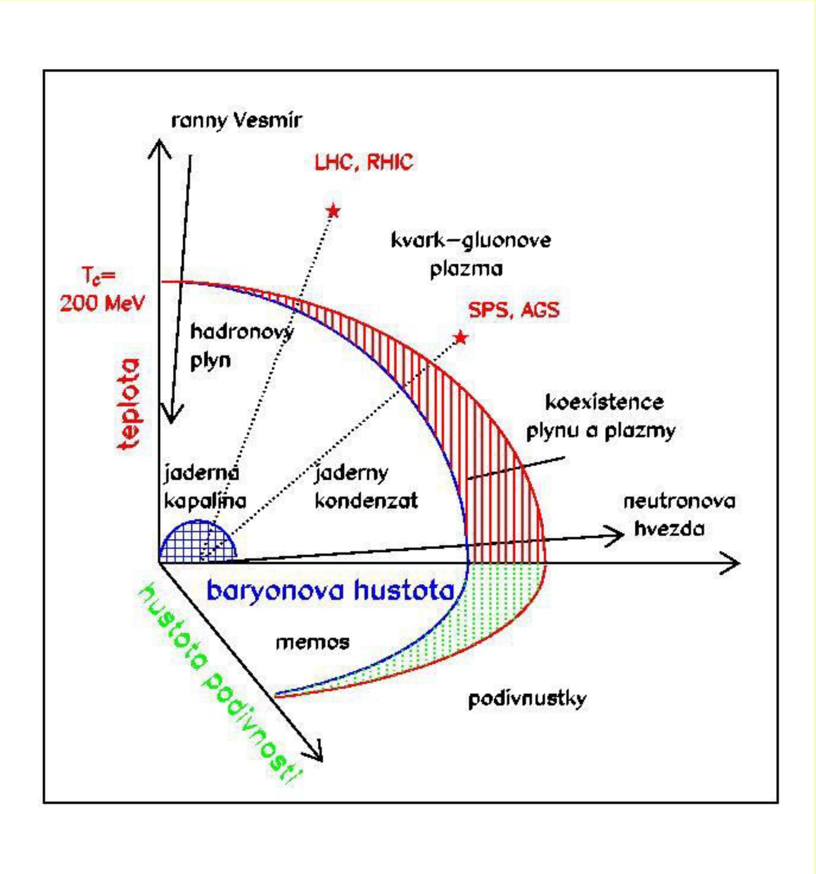
Fázový diagram a fázové přechody

V závislosti na hustotě a teplotě případně i podivnosti se jaderná hmota vyskytuje v různých fázích. Fáze a fázové přechody mezi nimi lze zobrazit pomocí fázového diagramu:

1) fázový přechod jaderné kapaliny do hadronového plynu $T_C \approx 5$ MeV
2) pro fázový přechod do kvark-gluonového plazmatu $T_C \approx 200$ MeV, $\rho_C \approx 5\text{-}8\ \rho_0$)

Fázový diagram jaderné hmoty s vyznačením různých fází a fázových přechodů

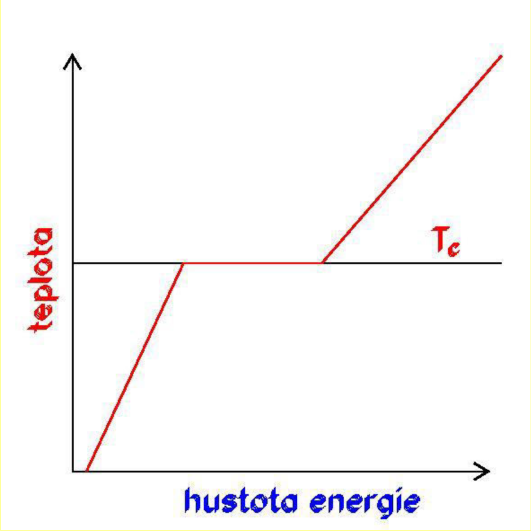




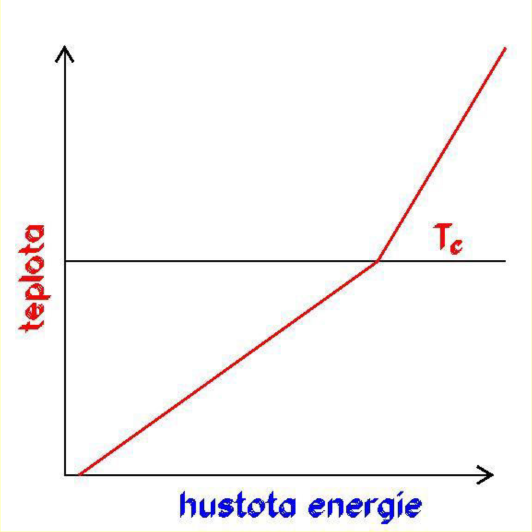
Fázové přechody.

Podle charakteru změn teploty v závislosti na hustotě energie rozeznáváme tři druhy přechodů (T_C - kritická teplota, při které dojde k fázovému přechodu):

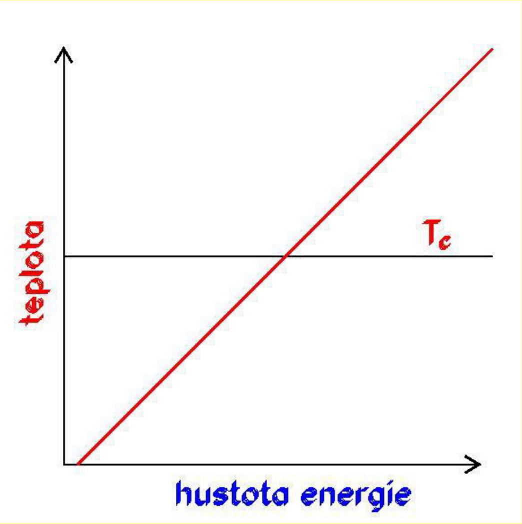
Přechod prvního řádu:



Přechod druhého řádu:



Spojitý přechod:

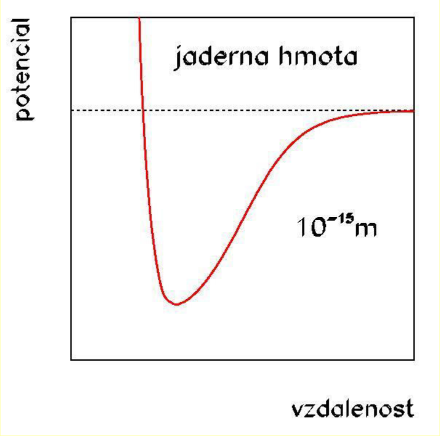


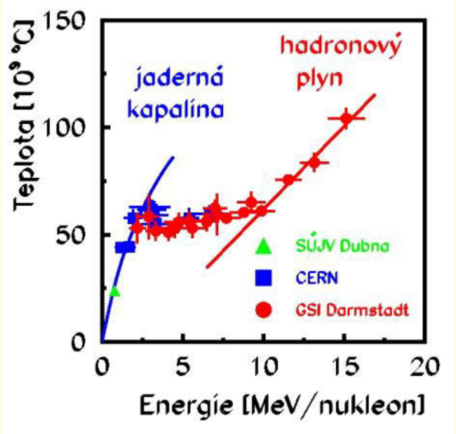
Přechod I. řádu:
1) koexistence dvou fází v průběhu přechodu
2) existence podchlazené či přehřáté formy hmoty v příslušné fázi
3) zastavení změny parametrů (teploty, zrychlování expanze)

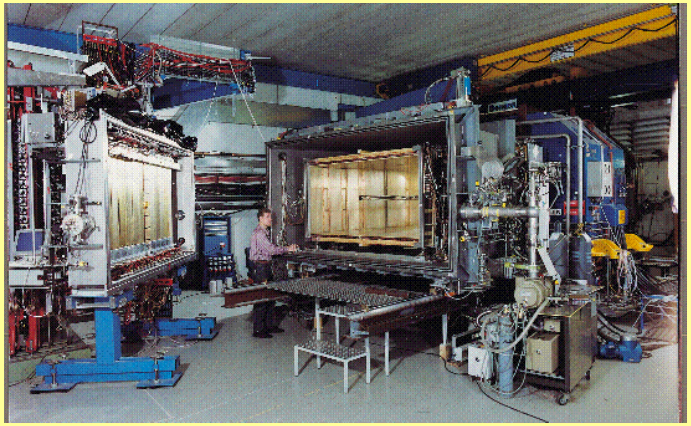
Přechod II. řádu:
1) nemožnost souběžné existence dvou fází

Fázový přechod jaderné kapaliny v hadronový plyn.

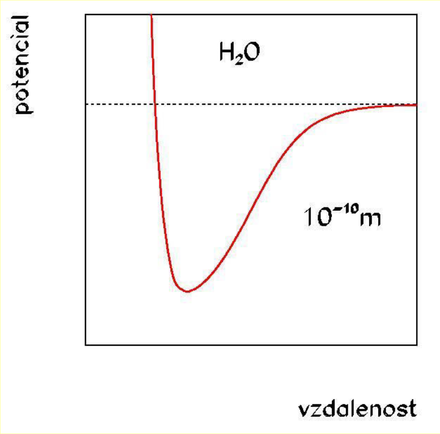
Podobnost tvaru potenciálů → podobnost mezi fázovým přechodem jaderné hmoty (jaderná kapalina → hadronový plyn) a H_2O (vody ve vodní páru)

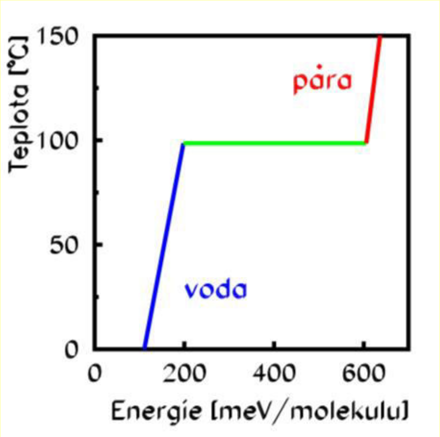






Zařízení ALADIN v GSI Darmstadt, kde se fázový přechod jaderné kapaliny na hadronovou hmotu studoval





Fázové přechody jaderné hmoty a vody (H_2O) a tvar příslušných potenciálů

Studium vlastností horké a husté jaderné hmoty

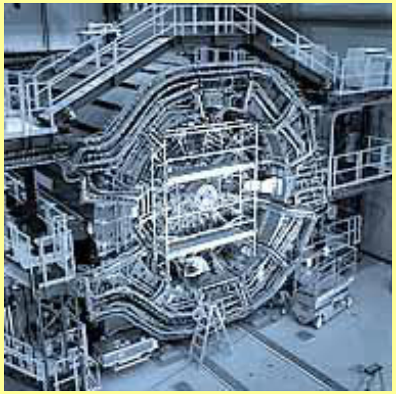
Nutnost určit fyzikální veličiny – hustotu, teplotu a změny fyzikálních vlastností jaderné hmoty jako funkci $f = f(\rho,T)$

Jaderné metody:

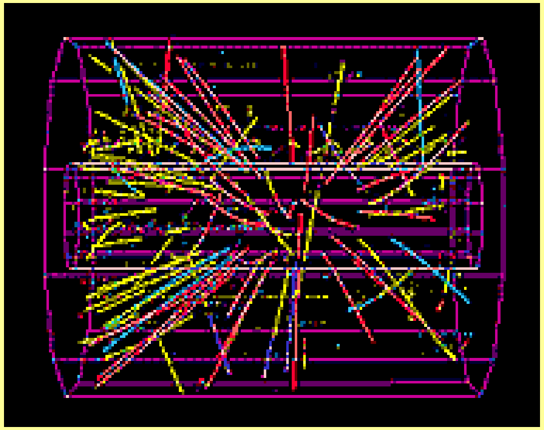
Srážky těžkých jader → vznik oblasti horké a husté jaderné hmoty

Určení teploty v různých okamžicích: spektra různých částic
Určení hustoty

Určení tvrdosti stavové rovnice (koeficientu stlačitelnosti):
Průběh srážky (průběh expanze a asymetrie ve výletu částic)



Detektor STAR pracující na urychlovači RHIC (vstřícné svazky těžkých jader 200 GeV/nukleon) a rekonstrukce srážky pomocí něho



Astrofyzikální metody: **1) Studium vlastností neutronových hvězd**

Určení hustoty (hmotnost, objem – $\rho = \rho(r)$)
Určení teploty ze spektra (povrch – uvnitř složitější)
Stabilita závisí na stavové rovnici neutronové kapaliny

2) Studium průběhu výbuchu supernovy

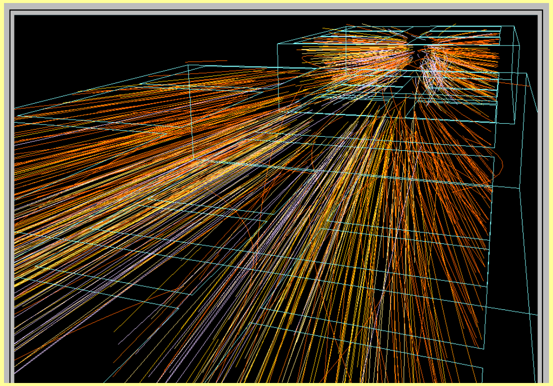
Průběh výbuchu závisí na stavové rovnici jaderné hmoty
Velikost uvolněné energie, vyzařované spektrum

Příznaky vzniku kvark-gluonového plazmatu:

První příznaky pozorování vzniku kvark-gluonového plazmatu na urychlovači SPS v CERNu. V roce 2000 ohlásily společně experimenty NA44, NA45/CERES, NA49, NA50, NA52, NA57/WA97 a WA98 objev této hmoty

Při srážkách vznikají tisíce částic, které je třeba zachytit a určit jejich vlastnosti

Srovnávání s tím, co dostaneme z p-p srážek po přepočtení na počet nukleonových srážek



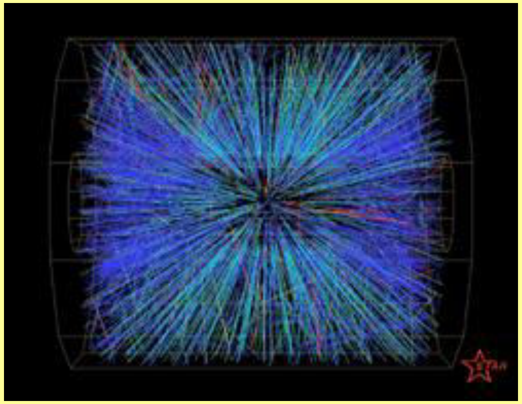
Srážka urychleného jádra olova s terčovým, experiment NA49 na urychlovači SPS (158 GeV/n)

Experimenty na SPS v CERNu pozorovaly:

1) **Dosažení potřebné teploty a hustoty energie**
2) **Průběh expanze**
3) **Zvětšení produkce podivných částic**
4) **Potlačení produkce J/ψ mezonů**
5) **Nastolení chirální symetrie**

Pozorování nového jevu na urychlovači RHIC v letech 2002 – 2004:

6) **Potlačení produkce výtrysků**



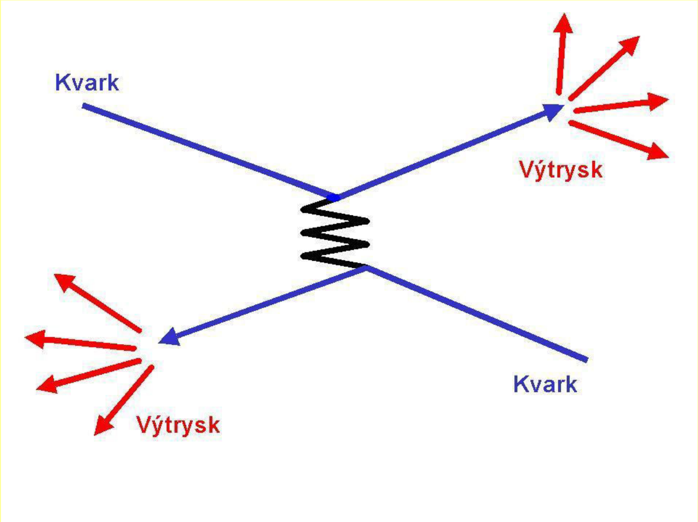
Srážka jader zlata v experimentu STAR na urychlovači vstřícných svazků RHIC (200 + 200 GeV/a)

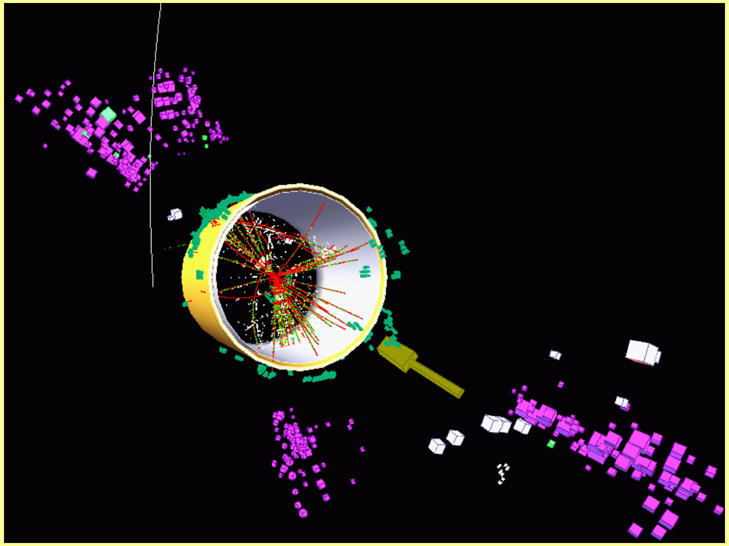
Přechod od pevného terče k vstřícným svazkům:

Energie dostupná v těžišti:	**SPS**	**RHIC**
	13 GeV/n	**400 GeV/n**

Tvorba výtrysků („jetů“) – zviditelnění kvarků

Srážka kvarků s velmi vysokou energií → vznik dvojice směrovaných proudů částic interagujících silnou interakcí - "výtrysků"



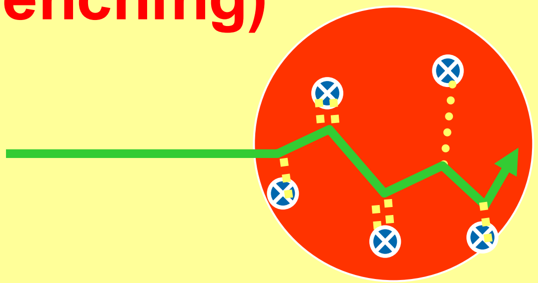


Kvark s vysokou energií tvoří velké množství kvark antikvarkových párů ty následně hadronizují

Případ vzniku čtyř výtrysků pozorovaný experimentem OPAL na urychlovači LEP (Hledání Higgsovy částice)

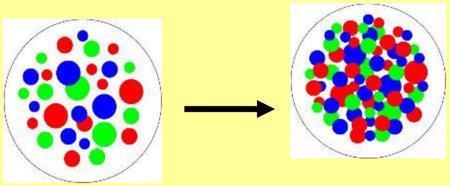
Vzniklý výtrysk hadronů má směr a nese celkovou energii původního kvarku

Potlačení produkce výtrysků (jet quenching)



Jadro-jaderná srážka:
produkce výtrysků je ovlivněna těmito jevy:

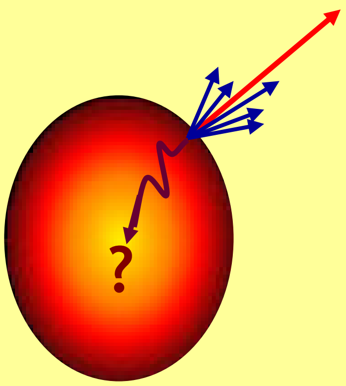
1) Croninův jev – mnohonásobný rozptyl → rozmazání příčných hybností → posun k vyšším p_t → zvětšení produkce



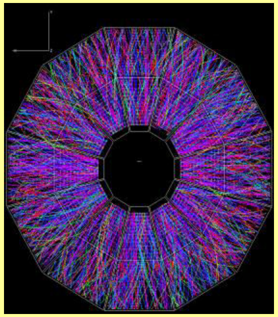
nižší enegie vyšší enegie

2) Saturace – velké nahuštění partonů → zmenšení nárůstu produkce výtrysku s energií

3) Potlačení produkce výtrysků (částic s velkým p_t) a dvojic výtrysků



Průchod partonů výtrysku kvark-gluonovým plazmatem (KGP) → ztráta energie a hybnosti → pohlcení výtrysku (v normální hadronové hmotě nenastává) → důkaz vzniku KGP

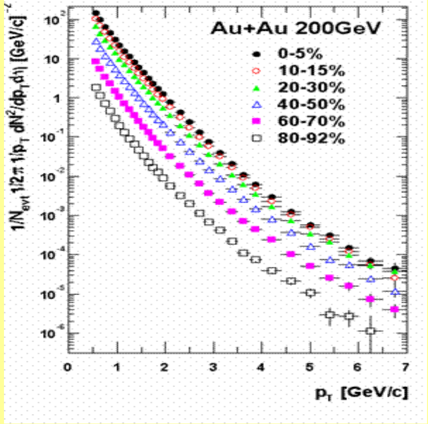


Pozorováno experimenty na urychlovači RHIC
Porovnávala se produkce výtrysků v srážkách:

1) d-Au - KGP nemůže vzniknout → pouze saturace a Croninův jev
2) Au-Au - KGP může vzniknout → i potlačení produkce

Jen v Au-Au srážkách pozorováno potlačení produkce dvojic výtrysků → vzniká KGP

Potlačení částic s vysokou příčnou hybností



Výsledek experimentu:

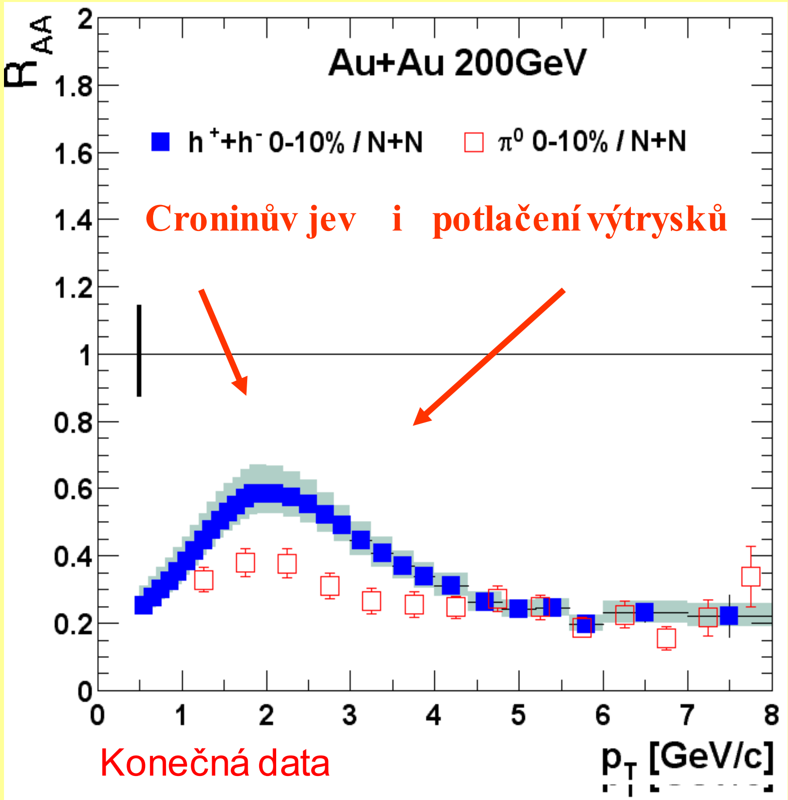
Dramatický rozdíl chování v případě Au+Au a d+Au v závislosti na centralitě srážky

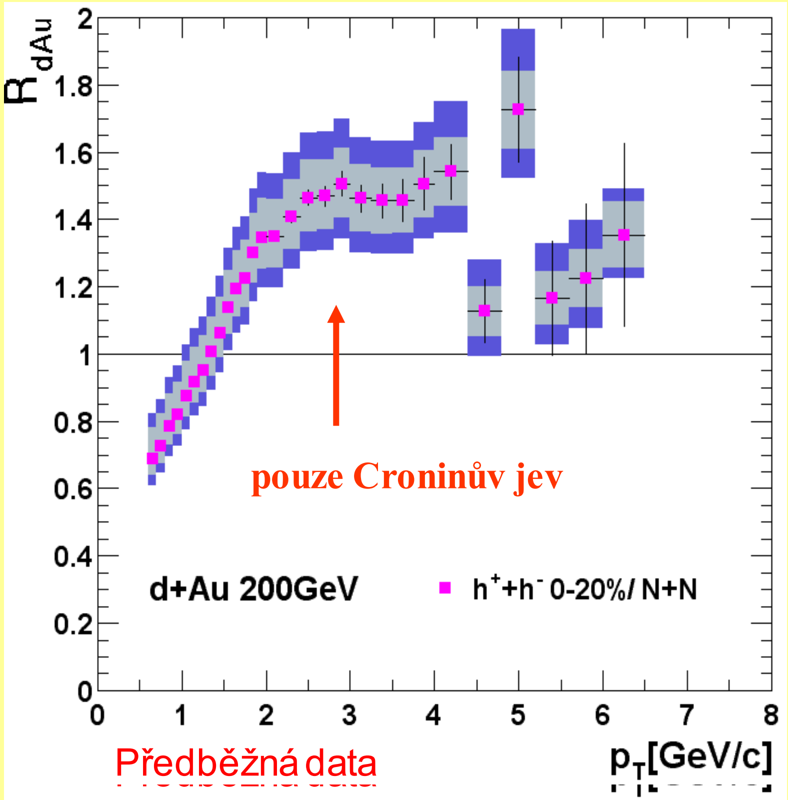
R_{AA} – poměr mezi počtem změřeným a extrapolovaným z nukleon-nukleonových srážek

Au + Au experiment

d + Au kontrolní experiment

Experiment Phenix





Co dále?

Potřebné studium vlastnosti nového stavu hmoty – její stavové rovnice

Některé vlastnosti souhlasí s původními představami o kvark-gluonovém plazmatu některé jsou bližší pojetí „color glass condensate“

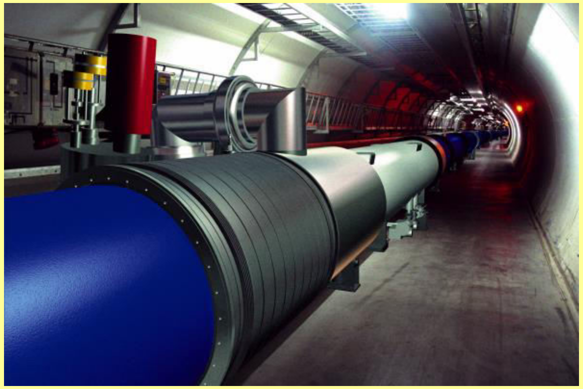
Určit druh fázového přechodu – velký význam pro průběh velkého třesku

Zatím sledujeme pouze silně interagující částice (99,9 % vznikajících částic jsou hadrony), fotony a leptony pouze z sekundárních procesů → nepřímé signály – informace je částečně setřena
nutný hon na fotony a leptony vznikající přímo v plazmě → přímé signály z kvark-gluonového plazmatu

RHIC 200 + 200 GeV/nukleon

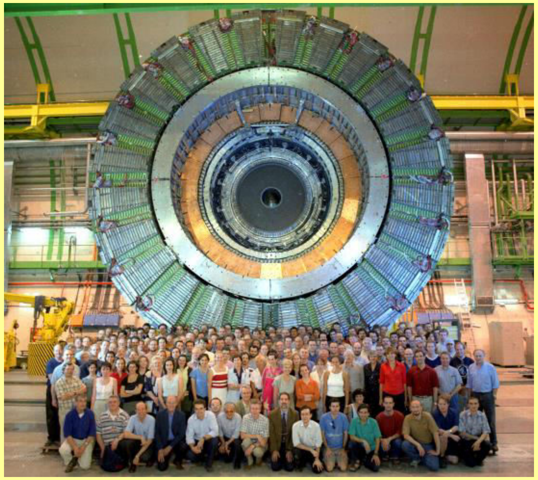
→

LHC 3500 + 3500 GeV/nukleon

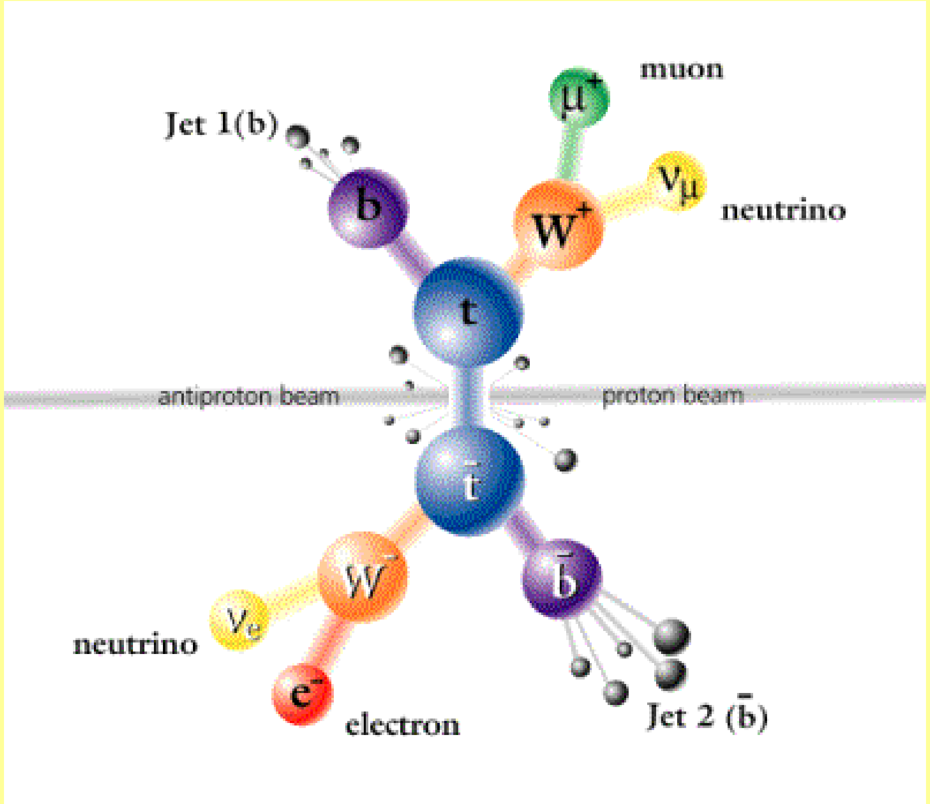


Elementární částice

1) Úvod
2) Kvantová čísla a zákony jejich zachování
3) Antičástice
4) Podivné částice
5) Rezonance
6) Struktura hadronů
7) Kvarkový model
8) Částice standardního modelu



Experiment DELPHI CERN



Schematický nákres produkce páru top-kvarku a antikvarku při srážce protonu a antiprotonu. V ukázaném případě se W bozony rozpadají na leptony. Vzniklé kvarky produkují spršky (jety). První produkce a pozorování top kvarku se uskutečnilo ve Fermilabu (USA).

Úvod

Čtyři druhy interakcí – gravitační, elektromagnetická, slabá a silná.

Rozdělení částic podle interakcí, které na ně působí (na všechny působí gravitace):

Leptony – interagují slabě a nabité elektromagneticky, neinteragují silně (e, μ, τ, ν_e, ν_μ, ν_τ) – v současných experimentech bodové

Hadrony – interagují navíc i silně – mají strukturu a rozměr ≈1 fm

Hadrony se dělí na: Mezony - (π^+, π^-, π^0, K^+, K^-, K^0, ρ^+, ρ^-, ρ^0…)
Baryony – (p, n, Λ, Σ^+, Σ^-, Σ^0, Δ^{++}, Δ^+, Δ^0, Δ^-, N, Ω^-…)

Rozdělení podle statistiky, které se podřizují:

Bosony: Bose-Einsteinova statistika → v daném stavu libovolný počet částic – spin celočíselný
Vlnová funkce – symetrická:

$$\Psi_B(x_1,x_2,x_3, \ldots,x_n) = \Psi_B(x_2,x_1,x_3, \ldots,x_n)$$

Mezony a částice pole (fotony, gravitony, gluony, …)

Fermiony: Fermi-Dirakova statistika → Pauliho vylučovací princip → v daném stavu pouze jedna identická částice – spin poločíselný. Vlnová funkce antisymetrická:

$$\Psi_F(x_1,x_2,x_3, \ldots,x_n) = -\Psi_F(x_2,x_1,x_3, \ldots,x_n)$$

Leptony a baryony

Antičástice – stejná hmotnost, jako částice, opačná znaménka kvantových čísel (náboj, baryonové číslo, leptonové číslo, podivnost …). Ve většině případů je označujeme proužkem nad příslušným symbolem:

$$\mathrm{p} \to \overline{\mathrm{p}},\quad \mathrm{n} \to \overline{\mathrm{n}},\quad \Lambda \to \overline{\Lambda},\quad \nu_e \to \overline{\nu}_e$$

ale: $e^- \to e^+$, $\mu^- \to \mu^+$, $\tau^- \to \tau^+$

Zákony zachování kvantových čísel

Neexistence některých reakcí energeticky (kinematicky) možných → indikace existence zákonů zachování

Neexistují reakce, ve kterých by se celkový náboj nezachovával → zákon zachování náboje

Počet fermionů se zachovává → zákony zachování baryonového a leptonových čísel

Baryonové číslo: pokud platí zákon jeho zachování striktně je proton (nejlehčí baryon) stabilní. Nebyl zatím pozorován rozpad: $p \rightarrow e^{+} + \pi^{0}$

Jednotlivá leptonová čísla – L_e, L_μ a L_τ

Nutnost zavedení zákona zachování leptonového čísla vyplývá z řady experimentálních faktů:

Nepozorování reakce: $e^{-} + e^{-} \rightarrow \pi^{-} + \pi^{-}$

Zákon zachování jednotlivých leptonových čísel: $\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \gamma$ $\quad \mu^{-} \rightarrow e^{-} + e^{+} + e^{-}$

Existující rozpad mionu $\mu \rightarrow e^{-} + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$

Oscilace neutrin – narušení zákona zachování jednotlivých leptonových čísel, celkové leptonové číslo se zachovává.

Pozorování v detekci slunečních neutrin detektorem Superkamiokande

Narušení zákona celkového leptonového čísla – zatím nepozorováno

Narušení zákona zachování baryonového čísla – zatím nepozorováno (náznak jeho existence je baryonová asymetrie vesmíru)

Taková narušení předpokládají teorie sjednocení interakcí.

Antičástice

Částice s nulovým spinem jsou relativisticky popsány Klein-Gordonovou rovnicí (lineární parciální diferenciální rovnice druhého řádu):

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}+\frac{m_0^2c^2}{\hbar^2}\varphi=0$$

Pro směr pohybu částice v ose x:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{m_0^2c^2}{\hbar^2}\varphi=0$$

Snaha o získání relativistické kvantové pohybové rovnice:

$$\vec{p}\Rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial\vec{r}} \qquad E\Rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$$

$$E^2=p^2c^2+m^2c^4\Rightarrow -\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial t^2}=-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial r^2}+m^2c^4$$

Její řešení pro volnou částici :

$$\varphi(x,t)=e^{-i(Et-px)/\hbar}$$

Dosadíme:

$$-\frac{1}{c^2}\frac{E^2}{\hbar^2}e^{-i(Et-px)}+\frac{p^2}{\hbar^2}e^{-i(Et-px)}+\frac{m_0^2c^2}{\hbar^2}e^{-i(Et-px)}=0$$

Dostaneme podmínku:

$$E^2=p^2c^2+m_0^2c^4$$

OK

Existuje jak kladné tak záporné řešení:

$$E_1=E^{(+)}=+\sqrt{p^2c^2+m^2c^4} \qquad E_2=E^{(-)}=-\sqrt{p^2c^2+m^2c^4}$$

Možná interpretace řešení E_2: kladná energie, opačný náboj → antičástice.

Opuštění interpretace, že vlastní hodnoty Hamiltonianu udávají energii částice.

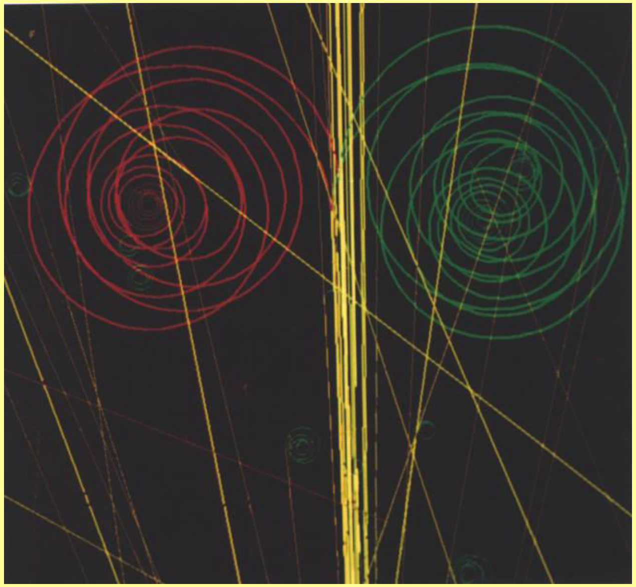
Podobnou situaci dostaneme pro Dirackovu rovnici, jejíž řešení popisují částice se spinem 1/2.

V tomto případě máme 4 řešení pro vlnové funkce:

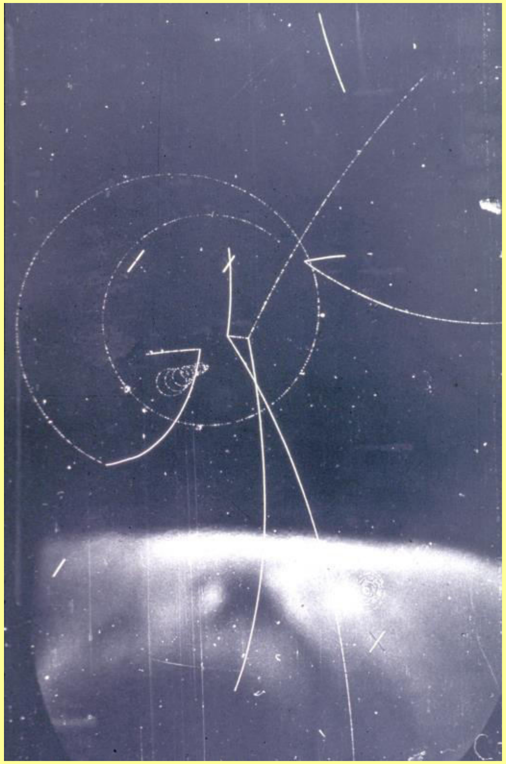
Částice s průmětem spinu +1/2 a –1/2
Antičástice s průmětem spinu +1/2 a –1/2

Existence elektronu a pozitronu. Podobně i pro další fermiony.

Objev první antičástice: **1932 - pozitron v kosmickém záření**
1955 – antiproton (BEVATRON), 1956 - antineutron

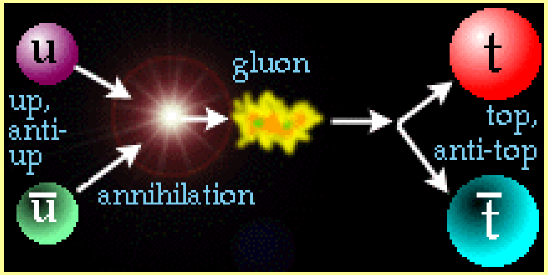


Simulace kreace elektron pozitronového páru při pohybu záření gama v elmg poli. Pohyb vzniklých částic v magnetickém poli

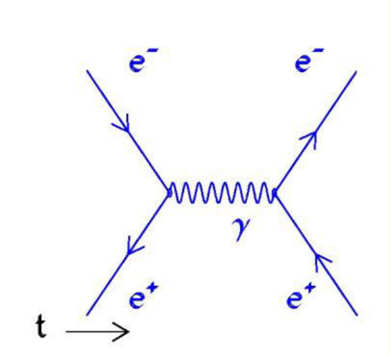


Anihilace antiprotonu – vzniká K^-, K^0 a π^+:

Setkání částice a antičástice → anihilace



Anihilace a kreace kvarků



Anihilace a kreace leptonů

Přehled fyzikálních veličin z pohledu vztahu částice a antičástice:

Veličina	částice	antičástice
Hmotnost m	stejná	stejná
Spin (velikost)	stejná	stejná
Doba života τ	stejná	stejná
Izospin (velikost)	stejná	stejná
Elektrický náboj	Q	-Q
Magnetický moment	μ	$-\mu$
Baryonové číslo	B	-B
Leptonová čísla	L	-L
Podivnost	S	-S
z složka izospinu I_z	I_z	$-I_z$
Vnitřní parita P	Stejná pro bozony	Opačná - fermiony

Neutrální částice:

Fermiony: antičástice se liší v baryonovém a leptonových číslech
Bozony: je-li I=B=L=S=0 a μ=0 → částice totožná s antičásticí

$$\pi^0 \equiv \bar{\pi}^0$$

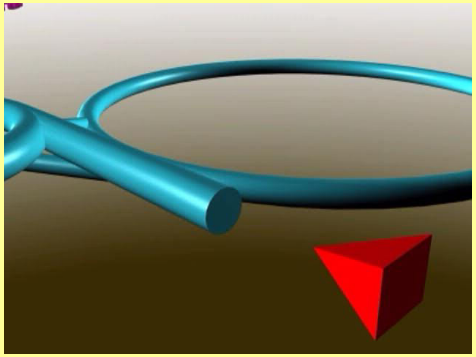
Setkání částice s antičásticí → anihilace na fotony a mezony

Zákony zachování → produkce fermionů ve dvojici částice-antičástice.

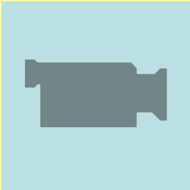
Například „obrácená anihilace“ – kreace párů elektron pozitron při průletu fotonů polem jádra

Nalezeny antičástice k většině známých částic.

Produkce antiatomu (zatím pouze antivodíku), produkce antijader. → existence antihmoty



Produkce pomalých antiprotonů v CERNu



Produkce antivodíku v experimentu ATHENA

Nábojová symetrie C-invariance – totožnost procesů při záměně částic za antičástice a naopak.

Narušení C-invariance a sdružené CP-invariance

Existence antihmoty ve vesmíru – v kosmickém záření pouze antiprotony a další antičástice produkované ve srážkách vysokoenergetických protonů.

Baryonová asymetrie vesmíru – převaha hmoty nad antihmotou

Podivné částice

1) Nové částice s mnohem delší dobou života ~ 10^{-10}s – rozpadají se pomalu, i když se uvolňuje značná energie.

2) Produkce těchto částic v párech.

3) Neexistence některých typů rozpadů:

Existuje rozpad: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, S = -1, -1, 0

Neexistuje rozpad: $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$, S = -1, 0, 0

Znak existence nového zákona zachování – zákon zachování podivnosti (platí pro silnou a elektromagnetickou interakci, neplatí pro slabou) → zavedení veličiny podivnost (S)

I pro slabý rozpad pouze $\Delta S = \pm 1$: Neexistuje rozpad: $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$, S = -2, 0, 0

Hyperon (podivný baryon) Ξ^- se tak rozpadá ve dvou etapách:

$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, S = -2, -1, 0

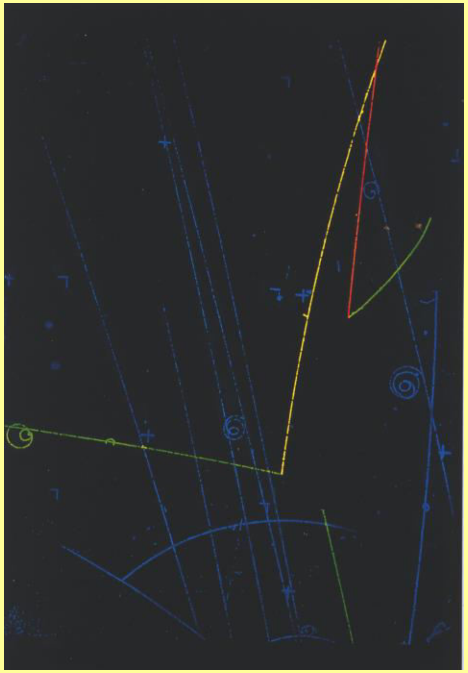
$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$, S = -1, 0, 0

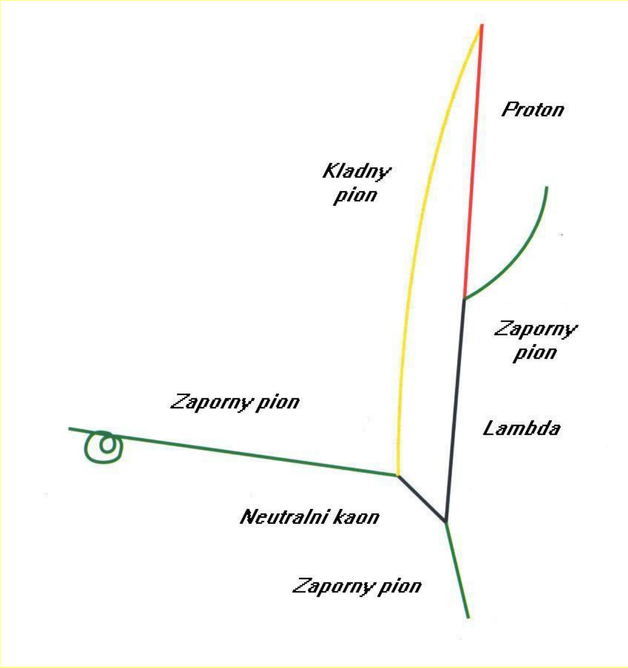
Zavedení hypernáboje: $Y = B + S$

Izospin: Nezávislost silné interakce na náboji. → proton a neutron jsou dva nábojové stavy jedné částice – nukleonu.
Hodnota izospinu I je taková, že počet jeho průmětů do třetí osy 2I+1 udává počet nábojových stavů.

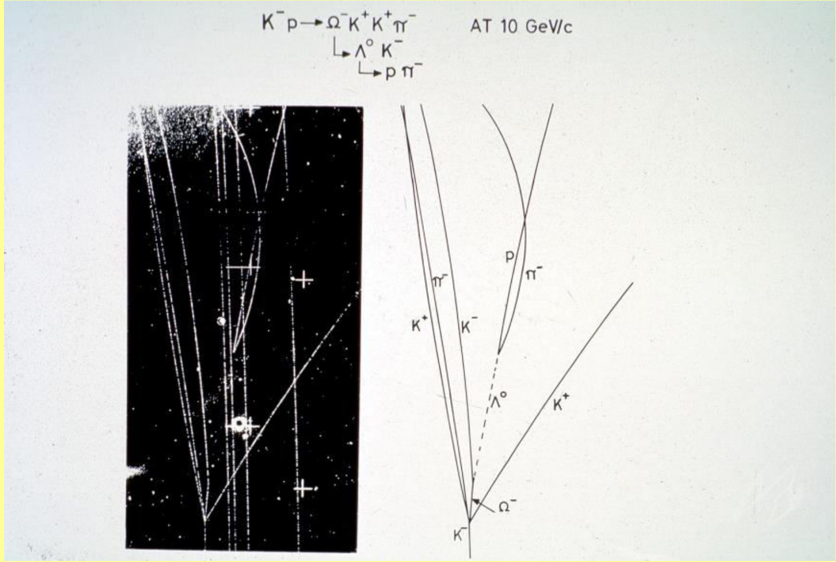
Náboj hadronů : $Q = e(I_z + Y/2) = e(I_z + (B+S)/2)$

První podivné částice: K mezony, lambda - přelom 40 a 50 let





Reakce π^- s jádrem v bublinové komoře produkuje K^0 a Λ



Produkce Ω^- (S=2) částice – snímek bublinové komory v CERNu

Rezonance

Existence velmi krátce žijících částic (typická doba života ~10^{-23}s) → pozorovány jako resonanční struktury v energetických spektrech:

a) při rozptylu částic (např. π-N rozptyl)
b) při multiprodukci částic

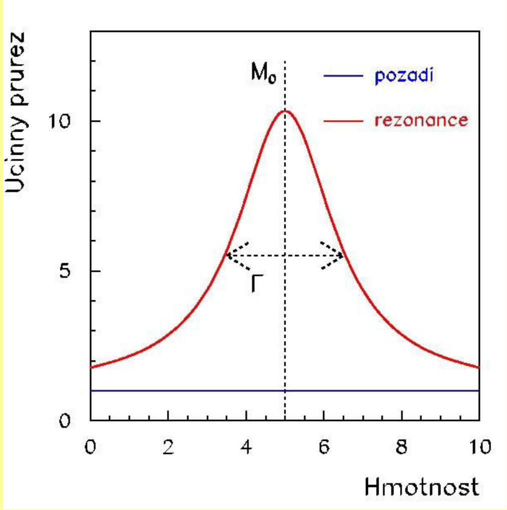
(studují se rezonanční struktury v závislosti účinného průřezu na invariantní hmotnosti rozptylující se soustavy nebo systému produkovaných částic –

$$\sqrt{s_{12}} = M_S c^2 = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 c^2}$$

Výskyt rezonančních maxim ve tvaru Breit-Wignerovi funkce.

$$\sigma(M) \sim |\psi(M)|^2 \sim \frac{1}{(M - M_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Šířka maxima Γ je spojena s dobou života τ částice přes Heisenbergův princip neurčitosti: τ ~ ħ/Γ. Definuje také neurčitost v určení klidové hmotnosti částice. Výskyt rezonancí pro přesně dané hodnoty náboje, izospinu a dalších kvantových čísel → částice.



Průběh rezonance s M_0 = 10 a Γ = 3 na konstantním pozadí účinného průřezu 1.0

Podle kvantových čísel → rezonance baryonové (nukleonové, hyperonové) a mezonové (nepodivné a podivné)

Podstata rezonancí – velmi často excitované stavy hadronů.

Krátká doba života → rozpad silnou interakcí.

Celkově je známo několik stovek rezonancí.

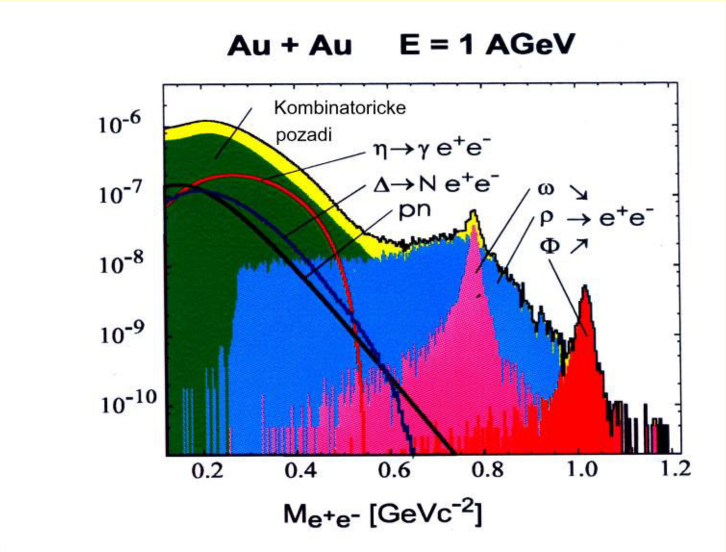
Příklady rezonancí (jen pár s podivností S = 0):

Baryonové rezonance:

N^+, N^0 – excitované stavy nukleonů (struktura uud a udd) – izospin I = 1/2, podivnost S = 0

Δ^{++} Δ^+ Δ^0 Δ^- - Δ baryony a jejich excitované stavy (struktura uuu, uud, udd a ddd), I = 3/2, S = 0

Mezonové rezonance: ρ mezon a jeho vybuzené stavy η – vybuzené stavy η mezonu



Experimentální problémy – pozadí, překrývání rezonancí, dlouhé poločasy rozpadu (rozšíření rezonance odezvou měřícího přístroje), velmi krátké poločasy rozpadu → velmi široké rezonance.

Simulace pozorování mezonových rezonancí spektrometrem HADES

Struktura hadronů

Na strukturu hadronů ukazují:

1) Rozptylové experimenty – rozložení náboje pomocí vysokoenergetických elektronů (neinteragují silně) → partonová struktura

2) Výtrysky – shluky vysokoenergetických částic (hadronů) vznikajících při hluboce nepružných srážkách kvarků

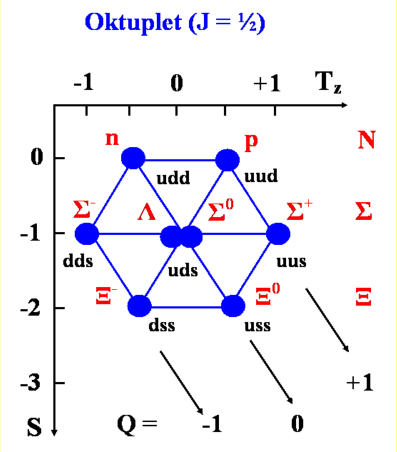
3) Anomální magnetické momenty nukleonů – $\mu_p = 2.792\ \mu_J$, $\mu_n = -1.913\ \mu_J$

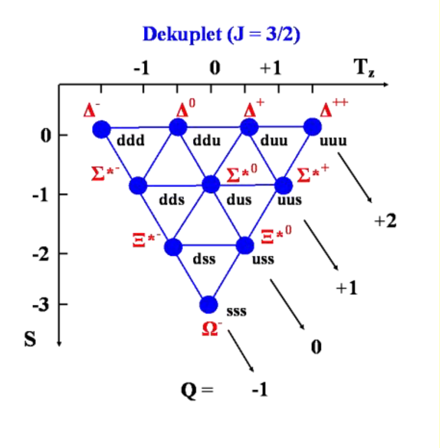
4) Excitované stavy hadronů (nukleonů) – protonu (N^+), neutronu (N^0) – patří k rezonancím – různý orbitální moment konstituentů

5) Systematika elementárních částic – rozdělení do izospinových multipletů (hmotnosti částic v izospinovém multipletu velmi blízké)

Částice multipletu se rozmisťují v rovině charakterizované izospinem a hypernábojem

Dva příklady baryonového multipletu





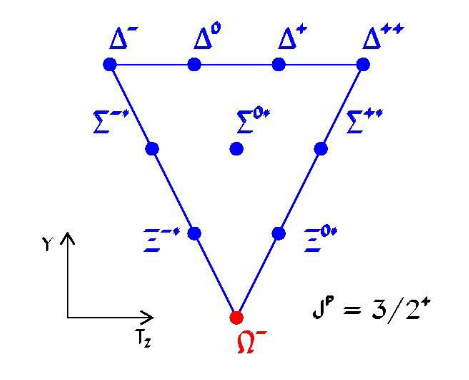
Vysvětlení pomocí existence tří částic – kvarků (vlastně šesti – tří kvarků a tří antikvarků) , ze kterých se elementární částice skládají.

Kvarková struktura hadronů

Baryony → tři kvarky: $n = udd$, $p = uud$, $\Sigma^+ = uus$, $\Sigma^0 = uds$, $\Lambda = uds$, $\Omega = sss$ (Σ^0, Λ se liší izospinem)

Mezony → kvark – antikvark: $\pi^- = d\bar{u}$, $\pi^+ = u\bar{d}$, $K^- = s\bar{u}$

Baryonový dekuplet (rezonance):

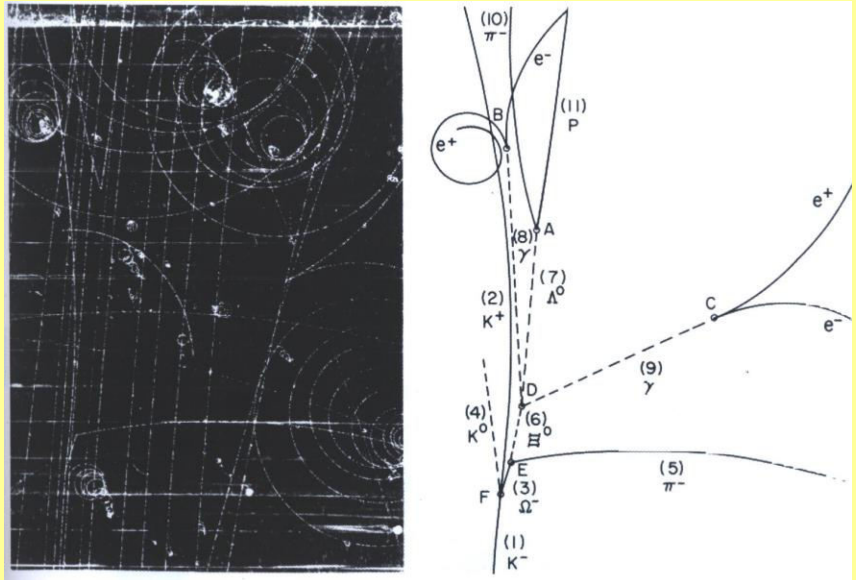


Totožné kvarky (fermiony) v základním stavu – Pauliho vylučovací princip → nutnost dalšího kvantového čísla – barva – kvantová chromodynamika (QCD)

Další částice → tři nové kvarky – nová kvantová čísla

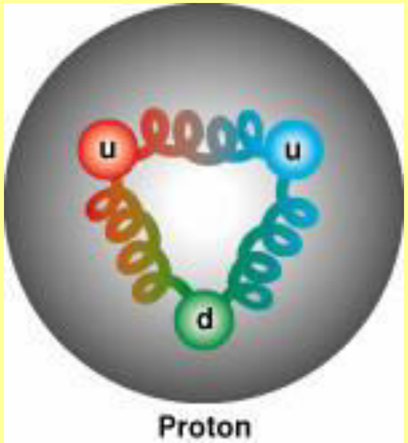
Přehled kvarků:

Kvark	Q [e]	I(J^P)	I_z	S	C	B	T
u	+2/3	1/2(1/2+)	+1/2	0	0	0	0
d	-1/3	1/2(1/2+)	-1/2	0	0	0	0
s	-1/3	0(1/2+)	0	-1	0	0	0
c	+2/3	0(1/2+)	0	0	+1	0	0
b	-1/3	0(1/2+)	0	0	0	-1	0
t	+2/3	0(1/2+)	0	0	0	0	+1

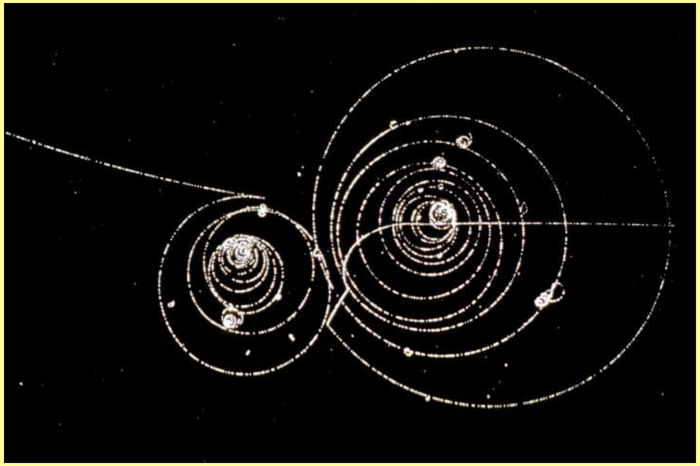


Kvarková struktura protonu:

Barevné kvarky držené pohromadě silnou interakcí (výměnou gluonů přenášejících barvu)



Objev částice Ω^- pomocí bublinové komory v laboratoři v Brookhavenu



Velmi silné pole silné interakce → komplikovaná struktura vakua – virtuální kvark-antikvarkové páry a gluony

Snímek vzniku a rozpadu K^+ mezonu za letu pořízený pomocí bublinové komory v CERNu

Částice standardního modelu

Naše poznání struktury hmoty a interakcí zatím vyvrcholilo ve standardním modelu. Standardní model zahrnuje všechny známé fundamentální částice:

1) Částice hmoty – kvarky a leptony
2) Částice interakcí – intermediální bozony (gluony, W±, Z^0, foton a Higgsův bozon)

Při dostupných energiích se projevují jako bodové částice.

Tři rodiny leptonů: $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$

Tři rodiny kvarků v různých barvách: $\begin{pmatrix} u^a \\ d^a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s^a \\ c^a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b^a \\ t^a \end{pmatrix}$ kde a = červená, zelená, modrá

Kvarky pouze vázané v bezbarvých hadronech. Lze je přímo pozorovat:

1) V rozptylu elektronů s vysokou energií na hadronech (u,d)
2) Jako hadronové spršky při vysokoenergetických srážkách –přeměna („rozpad“) a hadronizace kvarků c, b a t

V minulých letech dovršeno hledání částic standardního modelu:

1) Produkce a pozorování kvarku t (v podobě t, anti-t páru) – v r. 1995 Fermilab USA (experimenty CDF a D0 na urychlovači Tevatron se vstřícnými svazky p, anti-p - $\sqrt{s} = 1.7$ TeV), poslední hodnoty $m_t = (176 \pm 7)$ GeV/c^2
2) Pozorování neutrina ν_τ – v r. 2000 Fermilab USA (experiment E872 - DONUT)
3) Evidence existence Higgsova bosonu – v r. 2000 LEP CERN Švýcarsko (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL), hmotnost 115 GeV/c^2 zatím ne úplně nesporné prokázání – otázka pozadí a statistické průkaznosti efektu nad pozadím

Cesta ke sjednocení interakcí

1) Úvod

2) Interakce a jejich charakter

3) Symetrie a zákony zachování

4) Narušení symetrií

5) Kvantová elektrodynamika

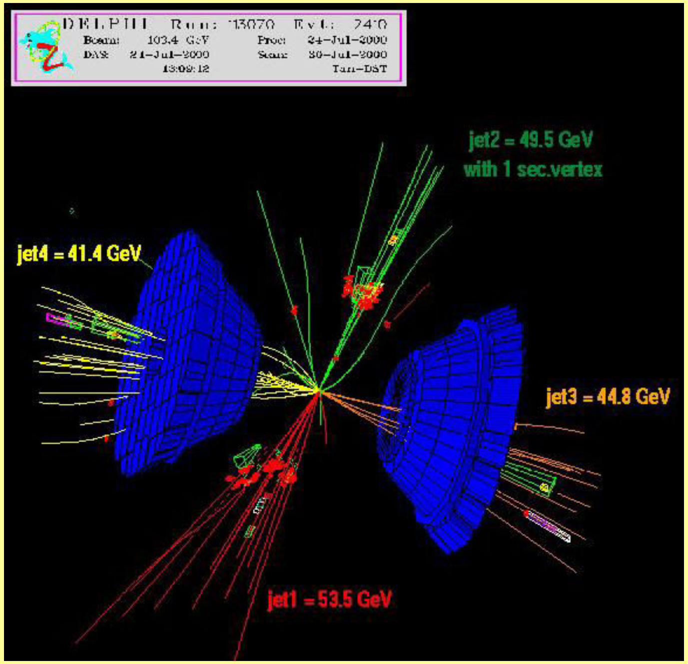
6) Kvantová chromodynamika

7) Sjednocení elektromagnetické a slabé interakce

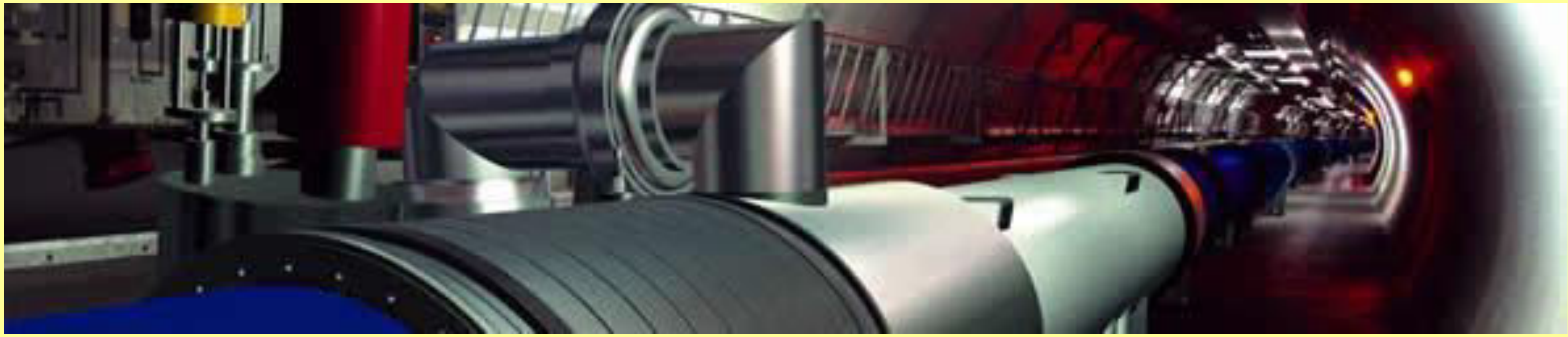
8) Standardní model

9) Velké sjednocení

10) Supersymetrické teorie



Kandidát na pozorování produkce Higgsova bosonu v experimentu DELPHI na urychlovači LEP v CERNU (rok 2000).



Budovaný urychlovač LHC

Úvod

Interakce – pojem popisující možnost výměny energie a hybnosti nebo možnost kreace či anihilace částic

Známé interakce: 1) Gravitační 2) Elektromagnetická 3) Silná 4) Slabá

Popis pomocí pole – skalární nebo vektorová proměnná, která je funkcí časoprostorových souřadnic, reprezentuje chování a vlastnosti částic a sil působících mezi nimi

Kvantový charakter interakcí – přenos energie a hybnosti v diskrétních kvantech

Výměnný charakter interakcí – způsobeny výměnou částic

Reálná částice – částice pro kterou platí $E = +\sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2}$

Virtuální částice – přechodně existující částice, neplatí pro ní vztah (existují díky Heisenbergovu principu neurčitosti): $E = +\sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2}$

Hledání jednotné teorie popisu sil (interakcí)

Zahájeno Maxwelovou teorií elektromagnetického pole → sjednocení popisu elektrických a magnetických jevů

Velký význam symetrií: kalibrační symetrie – měřitelné důsledky existence silového pole se nemění při jistých změnách skalárního nebo vektorového poteciálu, který pole popisuje

Mikroskopický popis elektromagnetické interakce → kvantový popis = kvantová elektodynamika (QED)

Jednotný popis elektromagnetické a slabé interakce – elektroslabá interakce

Silná interakce – kvantová chromodynamika (QCD)

Strunové teorie = hledaná jednotná teorie?

Interakce a jejich charakter

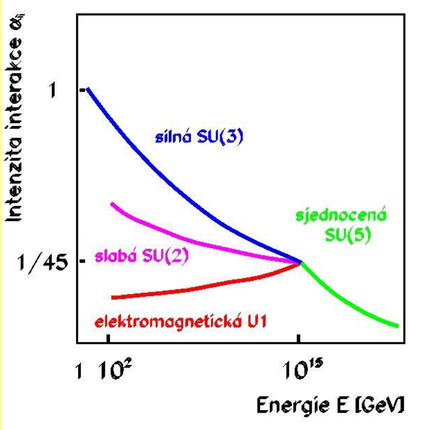
Čtyři známé interakce:

Interakce	zprostředkující boson	interakční konstanta	dosah
Gravitační	graviton	$2\cdot10^{-39}$	nekonečný
Slabá	W^{+} W^{-} Z^{0}	$7\cdot10^{-14}$ *)	10^{-18} m
Elektromagnetická	γ	$7\cdot10^{-3}$	nekonečný
Silná	8 gluonů	1	10^{-15} m

*) Efektivní hodnota dána velkými hmotnostmi W^{+}, W- a Z^{0} bosonů

Síla interakce dána interakční konstantou – její velikost se mění s růstem hustoty energie

Různě pro různé interakce → vyrovnání interakčních konstant pro vysoké energie



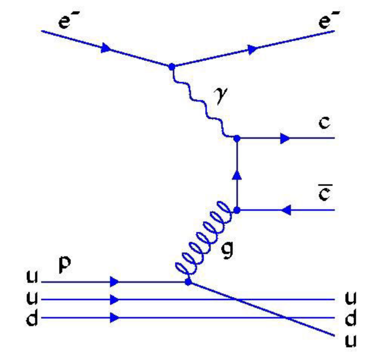
Vyrovnání interakčních konstant pro vysoké hustoty energie

Výměnný charakter interakcí:

Zprostředkující částice – intermediální bosony

Dosah interakce závisí na hmotnosti zprostředkující částice

Velikost interakční konstanty na jejich vlastnostech (i hmotnosti)



Příklad grafického znázornění výměnného charakteru interakce při nepružném rozptylu elektronu na protonu s kreací půvabu pomoci Feynmanova diagramu

Symetrie

Symetrie – neměnnost některých vlastností při změně jiných → neměnnost (invariance) vůči jisté změně (transformaci)

1) Prostoročasové symetrie
2) Vnitřní symetrie

1) Přesné symetrie
2) Přibližné (narušené) symetrie

1) Spojité symetrie
2) Diskrétní symetrie

Vztah mezi symetriemi a zákony zachování (Teorém Noetherové)

A) Přesné symetrie:

1) Symetrie přírodních zákonů vůči posunutí (translaci) v prostoru – zákon zachování hybnosti.

2) Symetrie přírodních zákonů vůči posunutí v čase – zákon zachování energie.

3) Symetrie přírodních zákonů vůči otočení (změně orientace) v prostoru – zákon zachování momentu hybnosti

4) Symetrie přírodních zákonů vůči záměně znaménka náboje (symetrie v nábojovém prostoru) – zákon zachování náboje

B) Přibližné symetrie:

1) Symetrie přírodních zákonů vůči zrcadlové inverzi – zákon zachování parity (P-symetrie)

$$x \rightarrow -x, \quad y \rightarrow -y, \quad z \rightarrow -z$$

2) Symetrie přírodních zákonů vůči záměně částic za antičástice a naopak – zákon zachování C-symetrie

$$Q \rightarrow -Q, \quad B \rightarrow -B, \quad L \rightarrow -L, \quad S \rightarrow -S, \ldots$$

3) Symetrie přírodních zákonů vůči časové inverzi – zákon zachování T-symetrie $t \rightarrow -t$.

Jejich kombinace:

1) Symetrie přírodních zákonů vůči současné zrcadlové inverzi a záměně částice za antičástici – zákon zachování **CP symetrie**
2) Symetrie přírodních zákonů vůči současné zrcadlové inverzi a záměně částice za antičástici a změně toku času – zákon zachování **CPT symetrie**

Co je důsledkem narušení symetrií:

Narušení P symetrie → svět v zrcadle odlišitelný od světa
Narušení C symetrie → antisvět odlišitelný od světa
Narušení T symetrie → směr toku času není rovnocený
Narušení CP symetrie → antisvět v zrcadle je odlišitelný od světa

CPT teorém – CPT symetrická je každá teorie, která je invariantní vůči Lorentzově transformaci. Jeho důsledky:

1) Celočíselný spin → Bose-Einsteinova statistika, poločíselný spin → Fermi-Diracková statistika
2) Totožnost hmotností a dob života částic a antičástic
3) Všechny vnitřní kvantová čísla jsou u antičástic opačná než u částic

Vnitřní symetrie v nábojových prostorech – zákony zachování izospinu, baryonového a leptonových čísel, podivnosti, půvabu, …
Většinou jsou přibližné a zachovávají se jen pro některé interakce

Kalibrační symetrie – neměnnost vlastností při změně o jisté hodnoty v bodech prostoru.

1) **Globální transformace – změna o stejnou hodnotu v každém bodě**
2) **Lokální transformace – změna o různé hodnoty v různých bodech**

Požadavek dosažení kalibrační symetrie ve fyzice elementárních částic → nutnost zavedení kompenzujících polí – popisují silové působení.

Kalibrační teorie zavádí interakce mezi částicemi a určují jejich vlastnosti

Narušení symetrií

Některé symetrie nejsou úplně přesné → narušení symetrie → porušení příslušného zákona zachování

Narušení izospinové symetrie (u elektromagnetických a slabých):

Příklad evidence: různost neutronů a protonů

Narušení P symetrie (parity):

v makrosvětě asymetrie existuje (srdce na levé straně – v zrcadle na pravé …) – výsledek náhodných procesů
v mikrosvětě (obecné fyzikální zákonitosti) – striktní zachování?

Evidence nezachování parity:

Důležitý vztah mezi hybnostmi (vektor) a momenty hybností (pseudovektor)

Transformace vektoru při zrcadlení:

$$\vec{r} \rightarrow \vec{r}' = -\vec{r} \qquad \vec{p} = m\frac{d\vec{r}}{dt} \rightarrow \vec{p}' = m\frac{-d\vec{r}}{dt} = -\vec{p}$$

Transformace pseudovektoru (axiálního vektoru) při zrcadlení:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \rightarrow \vec{L}' = \vec{r} \times \vec{p} = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{L}$$

1) Rozpad mezonů K^+ a K^-:

Spiny mezonů: I=0, orbitální momenty soustav mezonů π: l = 0 → parita po rozpadu je dána vnitřními paritami mezonů π (jsou to pseudoskalary s paritou $\Pi(\pi^+) = \Pi(\pi^-) = \Pi(\pi^0) = -1$)

Dva možné rozpady pro K^+:

$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \qquad \rightarrow \qquad \Pi = \Pi(\pi^+)\cdot\Pi(\pi^0) = 1$

$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \qquad \rightarrow \qquad \Pi = \Pi(\pi^+)\cdot\Pi(\pi^+)\cdot\Pi(\pi^-) = -1$

pro K^-:

$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 \qquad \rightarrow \qquad \Pi = \Pi(\pi^-)\cdot\Pi(\pi^0) = 1$

$K^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- \qquad \rightarrow \qquad \Pi = \Pi(\pi^+)\cdot\Pi(\pi^-)\cdot\Pi(\pi^-) = -1$

Protože $\Pi(K^+) = \Pi(K^-) = -1$ → rozpad na dva π nezachovává paritu

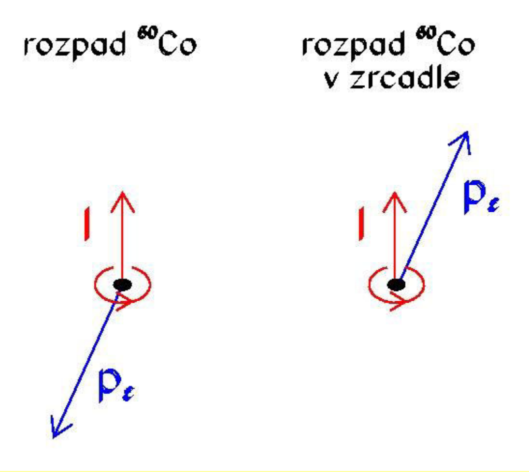
2) Asymetrie směru výletu elektronů při rozpadu beta vůči směru spinu - poprvé pro ^{60}Co – C.S.Wu 1957:

$$^{60}Co \rightarrow {}^{60}Ni + e^- + \text{anti-}\nu_e$$

Polarizace silným magnetickým polem → zvýšená emise elektronů ve směru opačném ke směru magnetického pole (spinu)

3) Existují pouze levotočivá neutrina (helicita –1) a pravotočivá antineutrina (helicita +1) → pouze P transformace → levotočivé neutrino na pravotočivé neutrino

Projevuje se pouze u slabých interakcí → velmi malé efekty → svět v zrcadle se liší od světa jen velmi málo

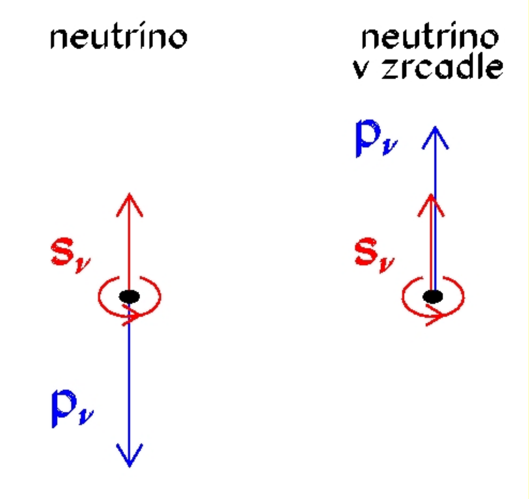


Orientace spinu jádra a hybnosti elektronu v normálním světe a v zrcadlovém

Narušení C symetrie:

Příklad: existují pouze levotočivá neutrina a pravotočivá antineutrina → pouze C transformace → levotočivé neutrino se transformuje na levotočivé antineutrino

Současná C i P transformace → levotočivé neutrino se transformuje na pravotočivé antineutrino → CP symetrie se zachovává



Orientace spinu a hybnosti neutrina v normálním světe a v zrcadlovém

Narušení CP symetrie:

Narušení C symetrie a P symetrie se téměř úplně vzájemně ruší → narušení CP symetrie je ještě menší

Evidence narušení CP symetrie:

Liší se pouze podivností – podivnost se ve slabých interakcích nezachovává → oscilace mezi stavy K^0 a anti-K^0.

Podle rozpadu dostaneme pro systém K^0, anti-K^0:

Složka $K^0_L \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ ($\tau = 5.17 \cdot 10^{-8}$s, CP = -1) $K^0_S \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ ($\tau = 0.89 \cdot 10^{-10}$s, CP = 1)

Slabá příměs rozpadu $K^0_L \rightarrow \pi^0 + \pi^0$, který nezachovává CP symetrii

Ještě větší efekt nastane pro B^0 a anti-B^0 mezony a některé jiné rozpady spojené s B mezony → první výsledky z Fermilabu potvrzují narušení CP blízké předpokladu standardního modelu

Narušení T symetrie:

V případě zachování CPT symetrie → nezachování T symetrie ruší nezachování CP symetrie → ekvivalence těchto jevů

Zachování CPT symetrie – její narušení zatím nepozorováno

Kvantová elektrodynamika

Popis elektromagnetické interakce:

Makrosvět - Maxwellova teorie elektromagnetického pole → klasická elektrodynamika – popis pomocí polí:

$$\vec{\mathrm{E}} = -\mathrm{grad}\,\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \qquad \vec{\mathrm{B}} = \mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{A}}$$

Splňující Maxwellovy rovnice: (ve vakuu)

I. série:

$$\mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathrm{B}}}{\partial \mathrm{t}} \qquad \mathrm{div}\,\vec{\mathrm{E}} = \frac{\rho}{4\pi\varepsilon_0}$$

II. série:

$$\mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{B}} = \mu_0\left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right) \qquad \mathrm{div}\,\vec{\mathrm{B}} = 0$$

Kalibrační invariance:

$$\varphi \to \varphi' = \varphi - \frac{\partial \Lambda}{\partial t} \qquad \vec{\mathrm{A}} \to \vec{\mathrm{A}}' = \vec{\mathrm{A}} + \mathrm{grad}\,\Lambda$$

V těchto případech transformace potenciálů se pole E a B nemění

Mikrosvět - kvantový popis → nutnost vybudování kvantové elektrodynamiky (QED)

Spektrum absolutně černého tělesa + fotoefekt → elmg pole je kvantované – kvantum elektromagnetického pole = foton

Budování započalo Diracovou rovnicí:

QED popisuje interakci Diracových nabitých polí s kvantovaným elektromagnetickým polem

Hlavně popis interakce nabitých leptonů (zvláště elektronů a pozitronů) a fotonů.

Hadrony → vliv silné interakce

Matematický aparát kvantové elektrodynamiky:

Ubývá se vzdáleností, slabá interakce mezi poli (konstanta $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ je malá) → možnost rozdělení interagujících polí na elektromagnetická a elektron-pozitronová & možnost použití poruchové teorie – číselné výsledky rozloženy podle stupně α

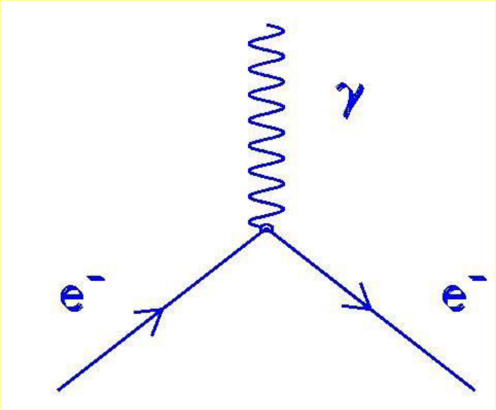
Nekonečný počet stupňů volnosti → poruchová teorie vede k divergujícím řadám

Odstranění divergencí a získání správných konečných hodnot fyzikálních veličin pomocí redefinice hmotností, nábojů a vazebných konstant - renormalizace

Poruchové členy vyššího řádu α^2 α^3 … – radiační opravy

Hledání poruchové teorie v relativisticky invariantní podobě

Zjednodušení matematického aparátu - Feynmanovy grafy:



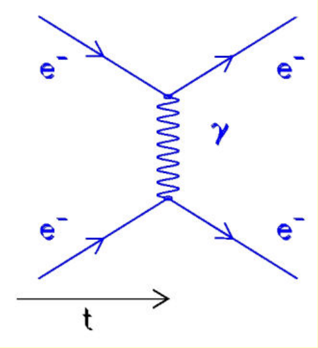
Základní vrchol QED (přímky se šipkou reprezentují elektron, vlnovka foton)

Pravidla pro konstrukci a interpretaci Feynmanových diagramů:

1) Energie, hybnost a náboj se ve vrcholech zachovávají
2) Pevné přímé linky s šipkou ve směru času reprezentují fermiony, šipky proti směru času reprezentují antifermiony
3) Přerušovaná, vlnitá a spirálovitá linie označuje bosony
4) Linie mající jeden konec na hranici diagramu reprezentují volné (reálné) částice vstupující do nebo vystupující z reakce

5) Linie spojující dva vrcholy (vnitřní linie) většinou reprezentují virtuální částice. Výjimkou je zobrazení reálné a nestabilní částice, která je složeným stavem do reakce vstupujících částic
6) Časová šipka vnitřních linií není určena. Diagramy s šipkami v opačném směru jsou stejné
7) Každá krajní částice by měla mít vyznačenou hybnost

Hledání kombinace vrcholů reprezentující daný proces
Nejjednodušší diagramy s nejmenším počtem vrcholů pro daný proces – základní nejnižší diagram - nejnižší řád poruchové teorie



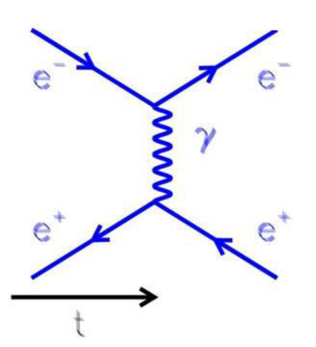
Pomocí diagramů výpočet účinných průřezů a poměry mezi pravděpodobnostmi přechodů:

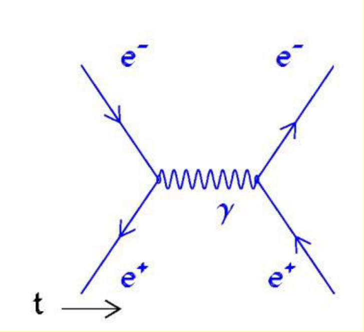
Každý vrchol vnáší do amplitudy A přechodu úměru ~e → Rozptyl e na e – dva vrcholy →

$$A \sim \alpha = {e^2}/{4\pi\varepsilon_0\hbar c}$$

Účinný průřez: $\sigma \sim A^2 \sim \alpha^2$

Konstanta $\alpha = 1/137$ → vyšší řád diagramu
→ vyšší mocnina α → menší vliv diagramu
→ možnost použití poruchové teorie



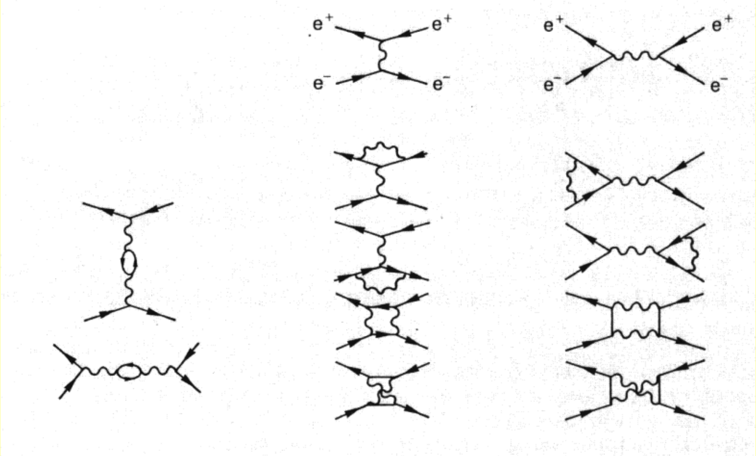


Základní nejnižší diagramy procesu rozptylu elektronu na elektronu (jeden diagram) a elektronu na pozitronu (Bhabha rozptyl – dva diagramy)

Rozptyl elektronu na jádře:

1) $A \sim Z\alpha$
2) Virtuální foton přenáší hybnost $q \rightarrow A \sim 1/q^2$
3) q závisí na úhlu rozptylu $\theta \rightarrow$ určujeme $d\sigma/dq^2$

A tedy: $$\frac{d\sigma}{dq^2} \propto \frac{Z^2\alpha^2(\hbar c)^2}{q^4c^2}$$



Diagramy popisující rozptyl elektronu a pozitronu:

Pro rozptyl relativistických elektronů na fixovaném jádře:
$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi \cdot Z^2\alpha^2(\hbar c)^2}{q^4c^2}\cos^2\frac{\theta}{2}$$

Velmi blízko reálné hodnotě, přesnější tvar plný aparát QED

Experimentální testy QED:

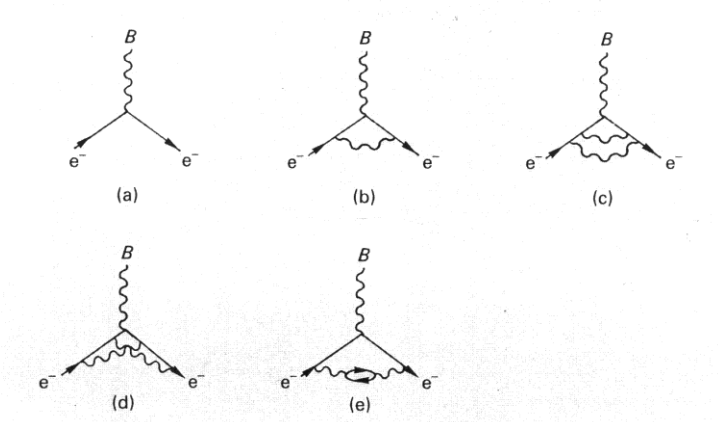
1) Magnetický moment elektronu

Experiment: 1.001 159 652 187(4) µB
QED: 1.001 159 652 307(110) µB

2) Magnetický moment mionu

Experiment: 1.0011659160(6) eħ/2mµ
QED: 1.0011659200(20) eħ/2mµ

3) Hyperjemná struktura vodíku
4) Vlastnosti positronia



Feynmanovy diagramy pro výpočet magnetického momentu elektronu – (a) – základní nejnižší diagram

Kvantová chromodynamika (QCD)

= dynamická teorie kvarků a gluonů popisující barevnou silnou interakci

Podobnost s kvantovou elektrodynamikou:

1) QED - interakce nábojů prostřednictvím „nehmotných“ fotonů
   QCD – interakce barevných nábojů prostřednictvím „nehmotných“ gluonů
2) QED – kalibrační teorie – komutující grupa symetrií $U_Q(1)$
   QCD – kalibrační teorie – nekomutující barevná grupa symetrií $SU_C(3)$

Rozdíly oproti kvantové elektrodynamice:

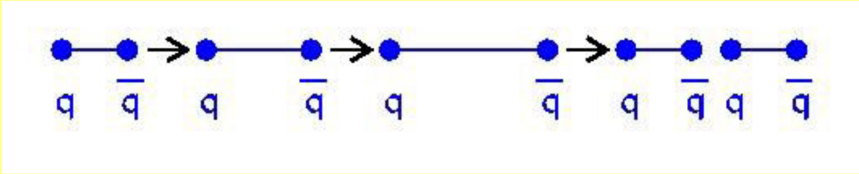
1) gluony jako nosiče interakce jsou sami nositeli barevného náboje → gluony barevně interagují i mezi sebou
2) barevně neutrální je jak kombinace kvarku s barvou a anti-kvarku s antibarvou, tak kombinace tří kvarku se třemi různými barvami

Silná interakce váže kvarky do bezbarvých hadronů a způsobuje jadernou sílu zprostředkovanou výměnou mezonů.

Asymptotická volnost – velikost barevných sil roste se zmenšováním vzdálenosti a se zvyšováním přenesené hybnosti (energie) → pro vysoké energie se kvarky chovají jako volné částice → poruchové přiblížení použitelné pro vysoké energie.

Nízké energie → nutnost neporuchové teorie - kvarky vázány do hadronů → čím větší vzdálenost kvarků tím větší interakce → nemožnost oddělení kvarků → uvěznění

Dostatečná energie → vznik páru kvarku a antikvarku → nový hadron.

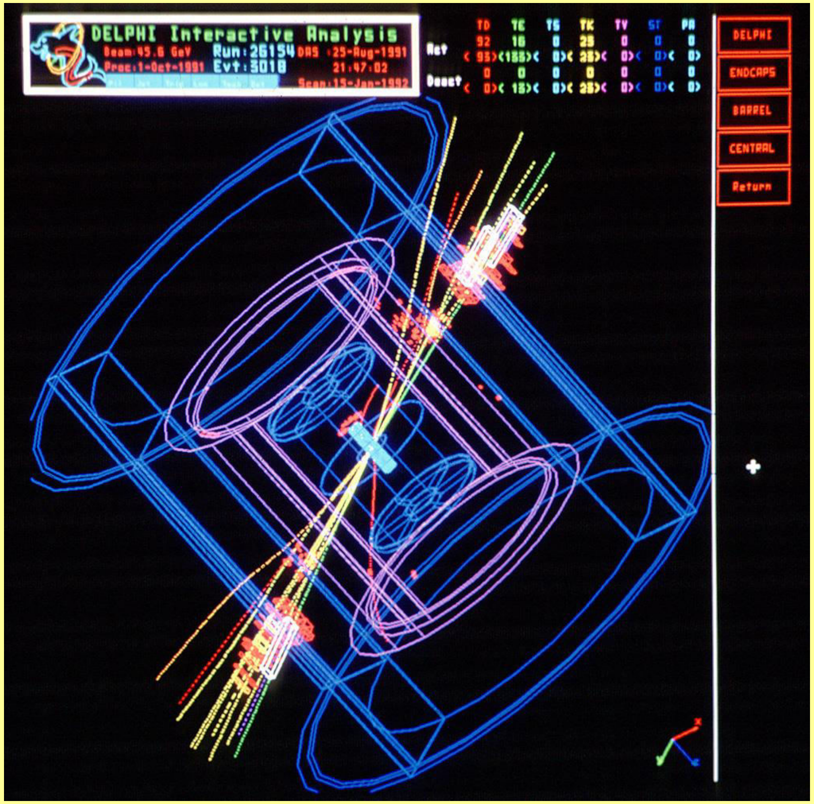


Ještě vyšší energie → produkované kvarky končí v bezbarvých vázaných stavech → produkce výtrysku hadronů (jetu)

Silná jaderná síla mezi hadrony → zbytková barevná síla Van der Waalsova typu

Experimentální evidence pro platnost QCD:

1) Nepozorování volných kvarků
2) Výsledky rozptylových experimentů při velmi vysokých energiích (závislosti účinného průřezu na přenesené hybnosti)
3) Vlastnosti produkce hadronových výtrysků



Rekonstrukce dvou výtrysků (jetu)
v experimentu DELPHI

Sjednocení elektromagnetické a slabé interakce
(popis elektroslabé interakce)

Netvoří vázané stavy částic – projevuje se pouze rozpadem
Nejznámější projev slabé interakce – rozpad beta:

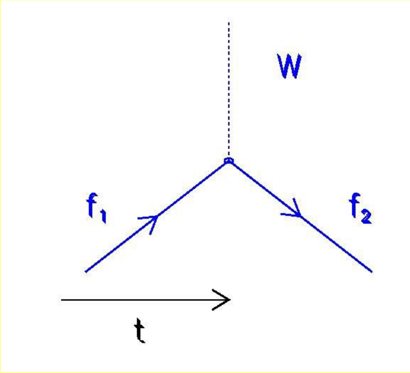
$$n \rightarrow p + e^{-} + \overline{\nu}_e$$

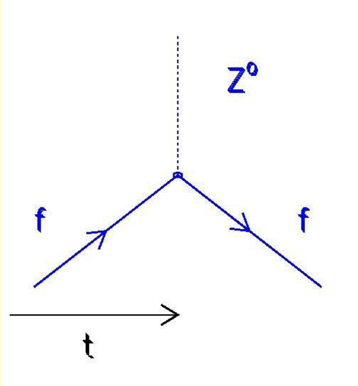
Velmi malá hodnota vazbové konstanty. Velmi krátký dosah 10^{-18} m

Představa zprostředkujících kalibračních bosonů → nalezení renormalizovatelné teorie popisu slabé interakce podobná QED a QCD.

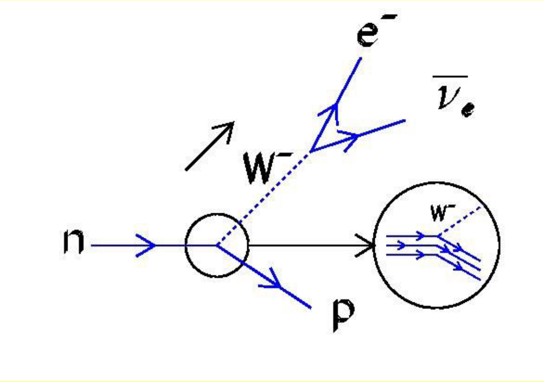
Slabá intenzita interakce a její krátký dosah dány velkou hmotností kalibračních bosonů

Popis pomocí Feynmanových diagramů:



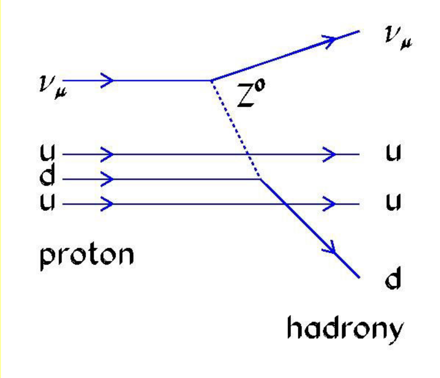


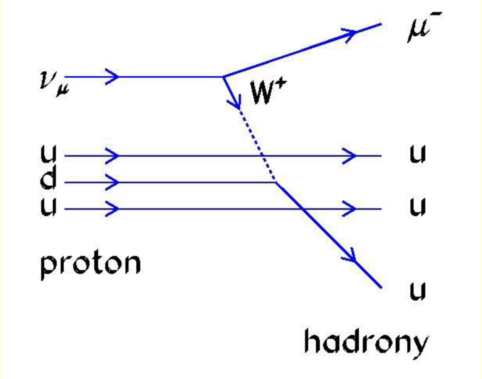
Základní vrcholy slabé interakce



Feynmanův diagram rozpadu beta

Příklad Feynmanova diagramu pro neutrální a nabité proudy:





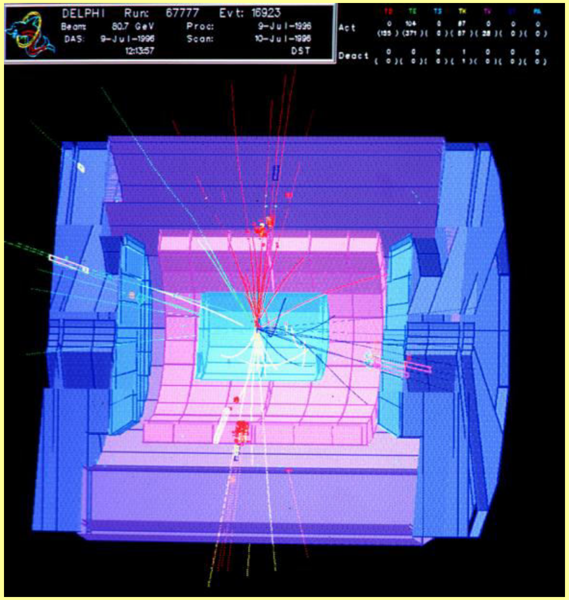
Potvrzení předpovědí této teorie elektroslabé interakce:

Existence kalibračních bosonů W^+, W^-, Z^0 s hmotnostmi ~ 80 a 90 GeV
Existence neutrálních proudů způsobených Z^0 bosonem

Potvrzeno v CERNu

Nárůst hmotnosti způsobuje Higgsův mechanismu – existence Higgsova bosonu

Interakce neutrin – čistá slabá interakce



Produkce a rozpad W^+ bosonu pozorovaný pomocí experimentu Delphi na urychlovači LEP2 v CERNu

Standardní model hmoty a interakcí

Částice a interakce standardního modelu:

I. Částice hmoty – fermiony a antifermiony (s=1/2):

1) tři generace leptonů (e, ν_e), (μ, ν_μ), (τ, ν_τ)
2) tři generace kvarků (d, u), (s, c), (b, t) a jejich antičástice

II. Částice interakcí – kalibrační bosony (s=1):

1) elektroslabý boson s $m_0 = 0$ (foton γ)
2) tři elektroslabé bosony s $m \neq 0$ (W^+, W^-, Z^0)
3) osm barevných gluonů

III. Higgsovy bosony (s=0)

Interakce: 1) Elektromagnetická interakce fotonů
2) Interakce bosonů W^+, W^-, Z^0
3) Silná interakce gluonů s gluony a kvarky

Náboje jednotlivých interakcí:

Silná – barva (červená, zelená, modrá)
Elektromagnetická – elektrický náboj
Slabá – chuť v 6 typech (u, d, s, c, b, t, pro kvarky e, ν_e, μ, ν_μ, τ, ν_τ pro leptony

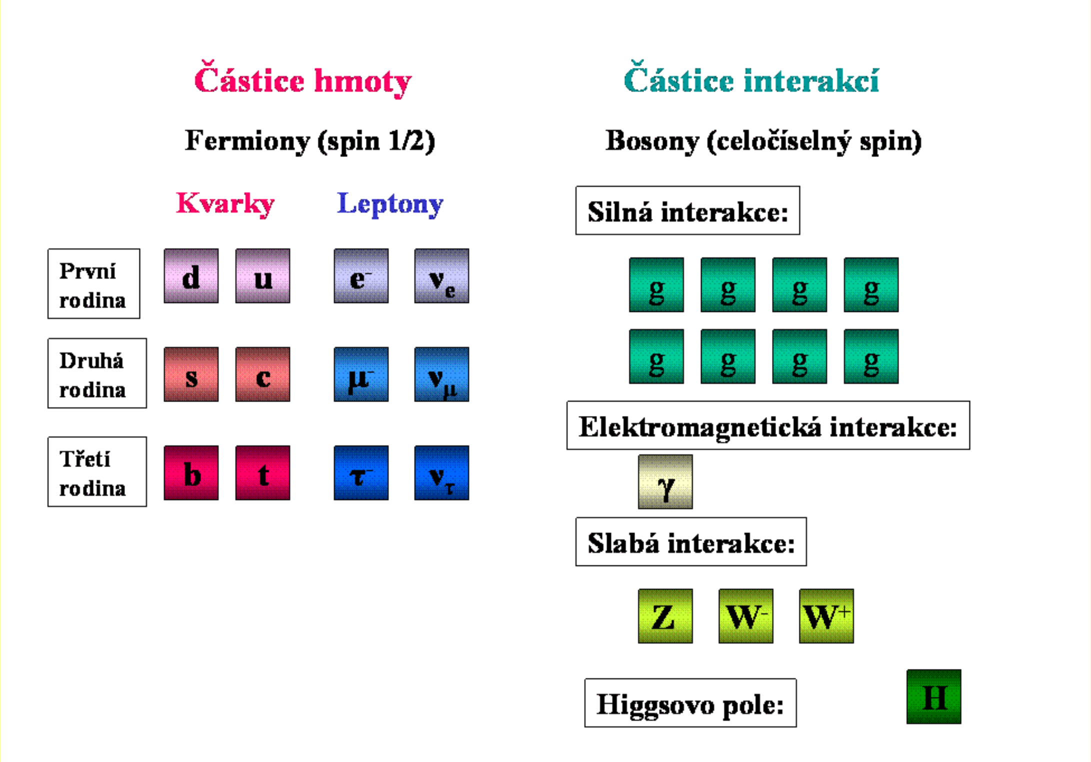
Higgsův boson – Higgsův mechanismus – dává hmotnost původně nehmotným kalibračním bosonům W^+, W^-, Z^0

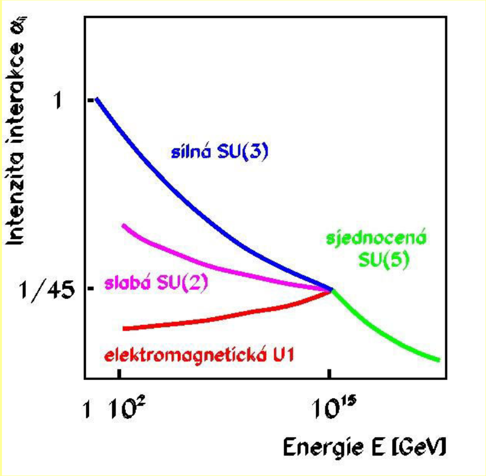
Kalibrační symetrie → vazbové konstanty interakcí se mění s předávaným impulsem:

Elektroslabá interakce: vazbová konstanta stoupá
Silná interakce: vazbová konstanta klesá

Vyrovnání při energii 10^{19} GeV

Popisuje velmi přesně téměř všechny experimentální měření v mikrosvětě





Vyrovnání interakčních konstant pro vysoké hustoty energie

Cesta za standardní model – Velké sjednocení

Extrémní úspěšnost standardního modelu. Přesto existují důvody, proč jít za něj:

I) Velký počet parametrů ve standardním modelu (hmotnosti leptonů, kvarků intermediálních bosonů, Higgsů, různé parametry míchání)

II) Existence řady symetrií mezi částicemi a interakcemi standardního modelu (např. symetrie mezi rodinami kvarků a leptonů).

III) Nezahrnutí gravitace – čtvrté fundamentální interakce.

IV) Experimentální náznaky:

1) Existence baryonové asymetrie ve vesmíru
2) Náznaky existence oscilací neutrin
3) Existence nebaryonové temné hmoty ve vesmíru

Teorie velkého sjednocení

Zákonitosti nevysvětlené standardním modelem:

1) Původ kvantování elektrického náboje:

Kvantování momentu hybnosti v jednotkách ħ/2 – plyne z vlastností grupy symetrií, které vedou na zákon zachování momentu hybnosti (jsou nekomutativní – neábelovské).

Kvantování náboje v jednotkách e/3 z vlastností grupy symetrií, které vedou na zachování náboje, neplyne (je komutativní).

V rámci standardního modelu zůstává původ kvantování elektrického náboje velkou záhadou.

2) Existence symetrie mezi rodinami kvarků a leptonů:

Ke každé leptonové rodině existuje rodina kvarků ve třech barvách.

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}\leftrightarrow\begin{pmatrix}u^a\\ d^a\end{pmatrix}\qquad\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}\leftrightarrow\begin{pmatrix}s^a\\ c^a\end{pmatrix}\qquad\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}\leftrightarrow\begin{pmatrix}b^a\\ t^a\end{pmatrix}$$

Návrh jejich řešení v rámci velkého sjednocení:

Předpoklad A: **grupy symetrií standardního modelu jsou částí vyšší nekomutativní grupy symetrií → zdroj kvantování elektrického náboje**

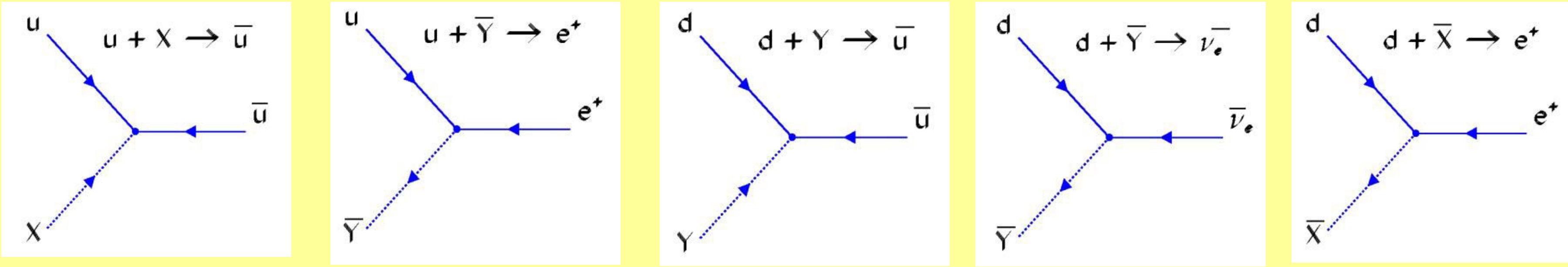
Předpoklad B: **jednotlivé kvarky různych barev a leptony v odpovídajících rodinách jsou jen různými stavy jedné částice (např. $u^{\text{červený}}$, $u^{\text{modrý}}$, $u^{\text{zelený}}$, ν_e nebo $d^{\text{červený}}$, $d^{\text{modrý}}$, $d^{\text{zelený}}$, e^-)**

Uvedené předpoklady → slabá interakce mezi leptony zprostředkovaná $W^{\pm}$, Z^0 bosony a silná interakce mezi kvarky zprostředkovaná barevnými gluony jsou různé projevy jedné fundamentální interakce.

Síla interakce spojená s elektrickým nábojem roste s přeneseným impulsem (energií)
Síla interakce spojené s barevnými náboji klesá s přeneseným impulsem (energií)
→ při vysoké energii (~ 10^{15} GeV) vyrovnání velikosti těchto sil.

Teorie velkého sjednocení → hledání neábelovské grupy symetrií obsahující grupy standardního modelu, která sjednotí kvarky a leptony do jedné rodiny (multipletu).

Intermediální bozony zprostředkují přechod mezi částicemi → existují intermediální bosony, které převádí kvarky na leptony a naopak → X, Y bosony (leptokvarky) - $M_{X,Y} \approx 10^{15}$ GeV,



Feynmanovy vrcholy pro interakci leptokvarků, další dostaneme změnou částic za antičástice (obrácení šipek)

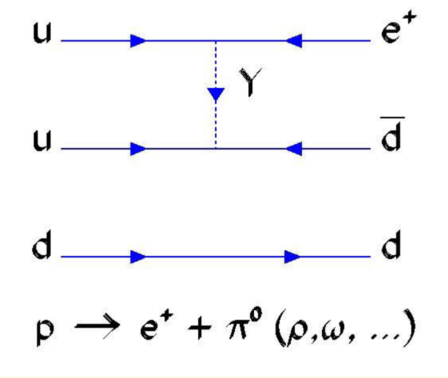
Náboje leptokvarků: $Q_X = -4/3e$ a $Q_Y = -1/3e$

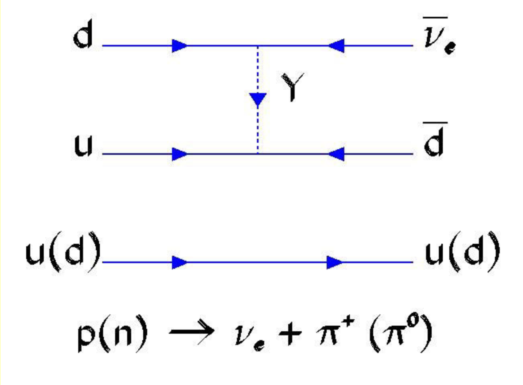
Jejich přeměna jak na antilepton – antikvark, tak i na dvojici kvarků, diagramy výše nebo např:

$$e^+\bar{d} \leftrightarrow X \leftrightarrow uu \qquad \bar{\nu}_e\bar{d} \leftrightarrow Y \leftrightarrow ud$$

→ nezachování baryonového a leptonových čísel → přeměna nukleonů na leptony → rozpad protonu:přes virtuální X, Y boson: $p = uud \to e^+$

zákony zachování energie a hybnosti → vzniká více než jedna částice → rozpady typu $p \to e^+\pi^0$, $p \to e^+\pi^+\pi^-$.





Příklady Feynmanových diagramů rozpadu protonu a vázaného neutronu

Rozpad protonu hledal i velký čerenkovský detektor Kamiokande (Japonsko). Obrázek instalovaných fotonásobičů

Vysoká M_{XY} **→ dlouhá dobu života protonu** $\tau_p > 10^{31}$ **let. Závisí na konkrétní podobě teorie (použité grupě symetrií). Experiment** $\tau_p > 5\cdot10^{32}$**let.**

Důsledky pro počátek vesmíru: Inflace při rozdělení interakcí, baryonová asymetrie vesmíru

Supersymetrické teorie

Doposud omezení symetrií na transformace podobných druhů částic:

1) rotace → změna projekci spinu elektronu
2) rotace v prostoru izospinu → změna p → n, $\pi^- \rightarrow \pi^0 \rightarrow \pi^+$
3) změna kvarku na lepton

Supersymetrické teorie:

Hledání symetrií, které umožňují transformaci bosonů na fermiony → supersymetrické (SUSY) symetrie.
Teorie invariantní vůči takovým transformacím → supersymetrické teorie.

Tyto teorie vedou na zdvojení počtu fundamentálních částic → každá má svého supersymetrického partnera:
boson → supersymetrický fermion (fotino, gravition, gluino, …)
fermion → supersymetrický boson (s-kvark, s-lepton)

Zatím nepozorovány – pokud existují, čeká se jejich pozorování v blízké době.

Supergravitace, superstruny:

Na blízké vzdálenosti (vysoké energie) se gravitace stává významnou: $V_{grav}(r) = G_N \frac{m^2}{r} = G_N \frac{\left(\frac{E}{c^2}\right)^2}{r}$

kde G_N je Newtonova gravitační konstanta ($G_N = 6.67\cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1}$ s-2 $= 6.71\cdot 10^{-39}\ \hbar c (GeV/c^2)^{-2}$)

Z Heisenbergova principu neurčitosti: $r \cong \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{pc} = \frac{\hbar c}{E}$

Nezanedbatelný vliv gravitační interakce je v případě V_{grav} ~ E a tedy:

$$V_{grav} \cong G_N \frac{\left(\frac{E}{c^2}\right)^2}{\left(\frac{\hbar c}{E}\right)} = \frac{G_N}{\hbar c} \cdot E \cdot \left(\frac{E}{c^2}\right)^2 \cong E$$

Příslušná energetická škála nezanedbatelnosti gravitační interakce:

$$\frac{G_N}{\hbar c} \cdot E \cdot \left(\frac{E}{c^2}\right)^2 \cong E \Rightarrow \left(\frac{E}{c^2}\right)^2 \cong \frac{\hbar c}{G_N} = \frac{\hbar c}{6.71 \times 10^{-39} \hbar c (\mathrm{GeV/c}^2)^{-2}} = 1.49 \times 10^{38} (\mathrm{GeV/c}^2)^2$$

a tedy E ≅ 10^{19} GeV, odpovídá rozměrové škále ~10^{-35} m (Planckův rozměr):

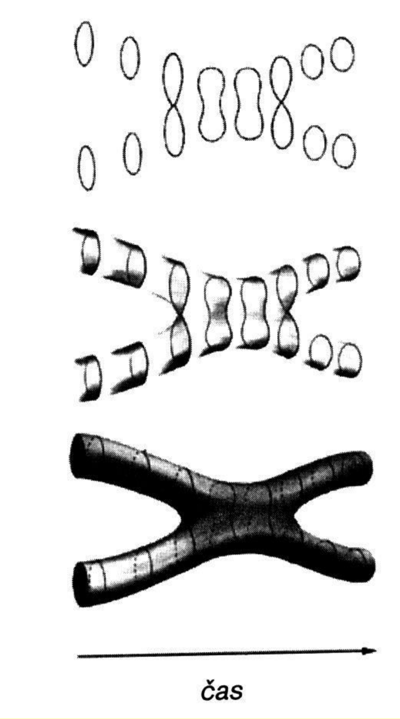
$$r \cong \frac{\hbar c}{E} \cong \frac{\hbar c}{\sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} c^2} = \sqrt{\frac{G_N \hbar}{c^3}} = \sqrt{\frac{6.67 \cdot 10^{-11} \mathrm{m^3 kg^{-1} s^{-2}} \times 1.054 \cdot 10^{-34} \mathrm{kgm^2 s^{-2}}}{(3 \cdot 10^8 \mathrm{ms^{-1}})^3}} \cong 5 \cdot 10^{-34} \mathrm{m}$$

Dost blízko škály velkého sjednocení → popis fundamentálních interakcí na této škále musí zahrnovat gravitaci.

Problémy s budováním kvantové teorie gravitace ↔ divergence při určování účinných průřezů ↔ renormalizace nefunguje pro Einsteinovu obecnou teorii gravitace.

Supersymetrické teorie → lepší chování divergencí. Supersymetrické teorie zahrnující gravitaci → supergravitace.
Ani nejlepší z těchto teorií není prostá divergencí.

Původ divergencí: bodový charakter částic → interakce v přesném bodě časoprostoru → nulová neurčitost v poloze → z Heisenbergova principu neurčitosti nekonečná neurčitost v přeneseném impulsu.

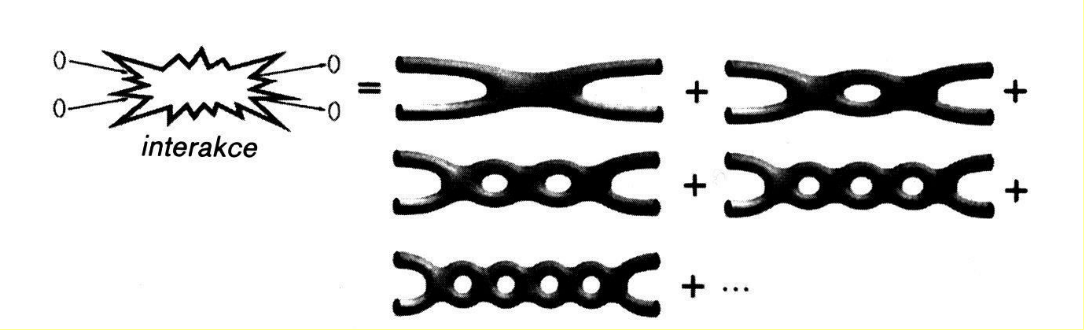


Odstranění divergencí: přechod ke konečným rozměrům částic (~10^{-35} m) → interakční vrcholy nejsou přesně lokalizované → konečná nepřesnost přeneseného impulsu → divergence zmizí.

Teorie popisující částice jako velice malé lineární útvary – strunové teorie.

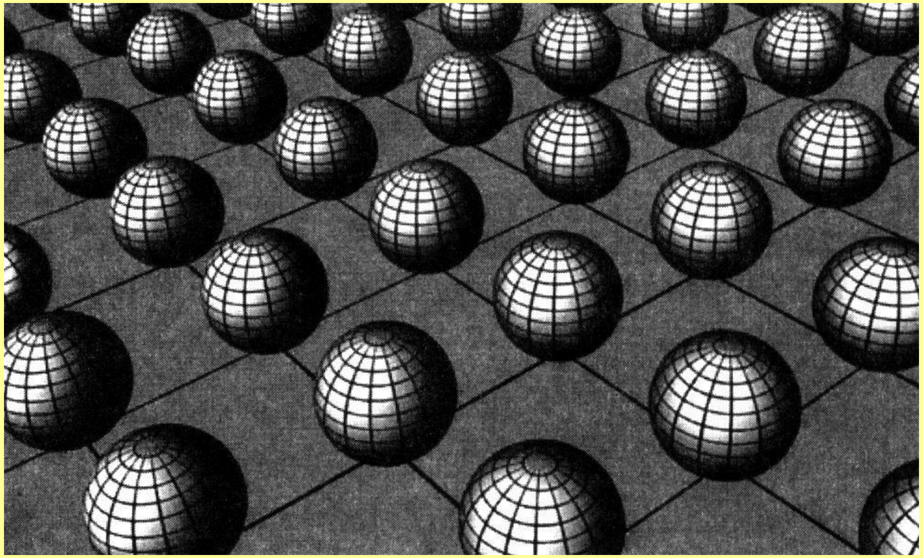
Popis interakce pomocí diagramů - strunové diagramy.

Použití poruchové teorie (závisí na velikosti strunné vazebné konstanty):



Interakce dvojice strun:

Proces popsán diagramy s různými počty smyček – čím více smyček tím menší vliv (dominuje diagram bez smyček – virtuálních párů strun)



Dva dodatečné rozměry k časoprostoru svinuté do tvaru sféry (převzato z knihy B. Greene: Elegantní vesmír)

Zavedení více než čtyřrozměrného popisu časoprostoru (10 - 11), část rozměrů svinuta → projeví se až na ultramikroúrovni

Geometrie svinutých rozměrů určuje základní vlastnosti částic (hmotnost, náboje)

Odstranění divergencí - vztah černých děr a elementárních částic

Řada (šest) různých strunových teorií → všechny jsou částí obecné M-teorie.

Jaderná astrofyzika

1) Úvod

2) Kosmické záření → vesmírné urychlovače

3) Nukleosyntéza ve hvězdách → hvězdy jako továrny na výrobu prvků

4) Konečná stádia hvězd s velkou hmotností → hustá jaderná hmota

5) Neutrinová astronomie → důležitost nepolapitelné nicky

6) Temná hmota → neviditelná část vesmíru

7) Velký třesk → nejteplejší a nejhustější hmota

8) Baryonová asymetrie → světýlko za standardním modelem

Fotografie galaxie NGC 4603 pořízená vesmírného pomocí Hubblova dalekohledu

Úvod

Vysvětlení zdroje energie hvězd pomocí jaderné fyziky

Vysvětlení původu prvků ve vesmíru hvězdnou evolucí nebo evolucí vesmíru -důkazy pro evoluci vesmíru – rozvoj kosmologie

Jaderná fyzika umožňuje datování objektů ve vesmíru – dlouhodobé radioizotopy – rozvoj kosmologie a kosmogonie

Téměř 90% hmoty ve vesmíru může být nebaryonové povahy

Stavbu a evoluci vesmírných objektů nelze vysvětlit bez aplikace jaderné a částicové fyziky. Popis vlastností velkého třesku, jeho inflačního stádia je spojen s hledáním jednotné teorie interakcí → těsné spojení fyziky mikrosvěta a makrosvěta:

Urychlovač AGS

Hubblův teleskop

srážka galaxií NGC 2207 a IC 2163

Kosmické záření – vesmírné urychlovače

A) **Primární kosmické záření** - vysokoenergetické stabilní částice vyplňující vesmírný prostor:

1) **Neutrina:** detekce hlavně slunečních – malá část, problém s malým účinným průřezem
2) **Fotony:** malá část (~0.001 fotonů $cm^{-2}s^{-1}$)
3) **Elektrony, pozitrony:** většina z rozpadu $\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e$ (anti-ν_e) 1.5% všech částic
4) **Protony, He a další jádra – např. železo:** složení odpovídá chemickému složení hmoty ve vesmíru (převaha protonů a částic α).

Izotropní a homogenní rozložení v okolí Země (~2÷4 část. $cm^{-2}s^{-1}$)
Velmi široké spektrum energií: GeV – 10^{11} GeV (pozemské urychlovače ~10^4 GeV). Dolní limita dána odstíněním magnetickým polem Slunce. Počet částic klesá s energií $N(E) \sim 1/E^3$.

Možné zdroje: Slunce, hvězdy, centra galaxií, supernovy, pulzary, srážky galaxií, rázové vlny při akreci nebo kvazary.

Otevřený problém: zdroj vysokoenergetické části spektra (např. případ „Oh My God“ s $E \sim 3 \cdot 10^{11}$ GeV)

Brždění o fotony reliktního záření → limita energie ~ $5 \cdot 10^{10}$ GeV → zdroje s $E \sim 10^{11}$ GeV nejsou v kosmologických vzdálenostech

Vliv magnetických polí: mezigalaktických, galaktických, meziplanetárních, zemských (van Allenovy pasy) – vychyluje, zachytává nebo naopak urychluje nabité částice

Vniknutí do atmosféry → vytvoření spršky sekundárních částic

Plocha na povrchu Země pokrytá sekundárními nabitými částicemi až 16 km².

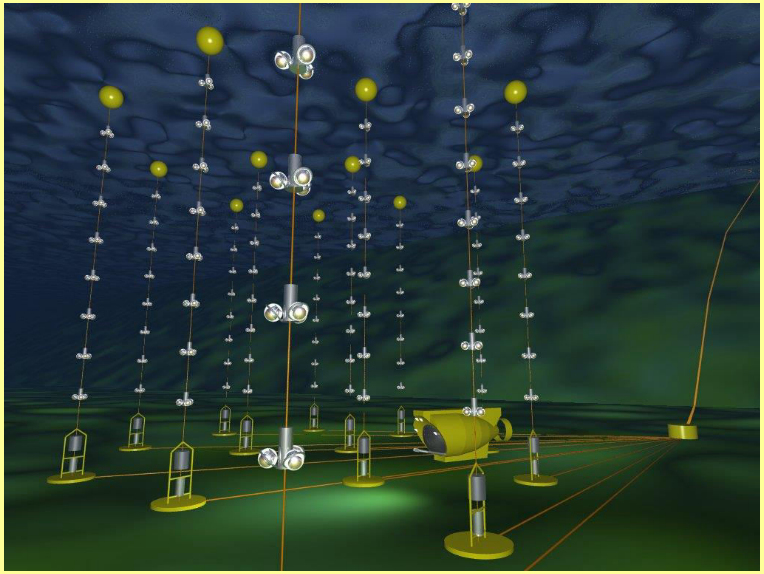
Detekce částic kosmického záření:

1) **Balóny a kosmické sondy – do energie ~10^3 GeV (limitováno hustotou částic a plochou detektorů).**

2) **Pozemní velkoplošné detektory – a) detekce nabitých částic**
b) detekce fluorescenčního světla z excitovaných molekul dusíku
c) detekce Čerenkovova záření – využívají se také zrcadla

Pro detekci vysokoenergetických neutrin reakce s produkcí nabitého leptonu → detekce Čerenkovova záření → prostředí pro odstínění mionů z kosmického záření, interakci neutrina a vznik Čerenkovova záření - moře, jezera, ledovec.

Detektorový systém HIRES – soustavy zrcadel soustřeďují fluorescenční světlo do fotonásobičů



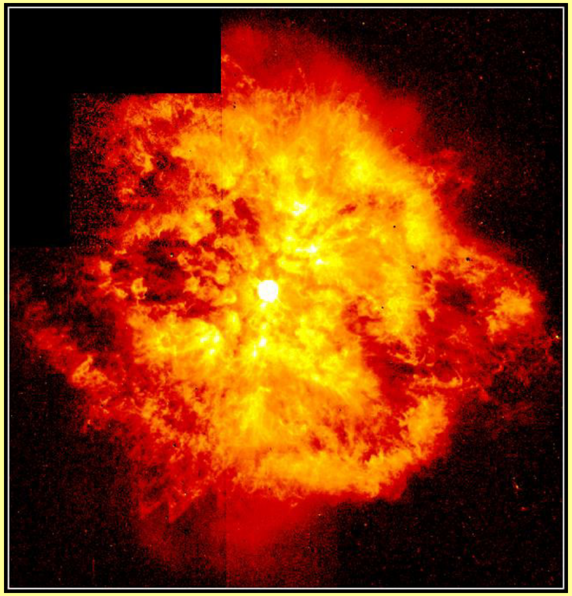
Podmořský projekt pro detekci neutrin Antares – soustava optických detektorů pro detekci Čerenkovova záření vznikajících při průletu mionu

Nukleosyntéza ve hvězdách – hvězdy jako továrny na výrobu prvků

Po velkém třesku byl ve vesmíru vodík, 23 % helia, něco deuteria a lithia. Všechny ostatní prvky vznikly v průběhu dalšího období ve hvězdách během jejich evoluce.

Jaderné reakce ve hvězdách: 1) Odpovídají za zastoupení prvků ve vesmíru
2) Jsou zdrojem energie ve hvězdách

Základní reakce H $\rightarrow$ He – reakce jader vodíku (proton –protonová reakce) nebo reakce jader vodíku s těžšími prvky – působí jako katalyzátory (CNO cyklus)



p-p řetězec:

$^{1}H + {}^{1}H \rightarrow {}^{2}D + e^{+} + \nu_e$ $\quad Q = +1.44$ MeV

$^{2}D + {}^{1}H \rightarrow {}^{3}He + \gamma$ $\quad Q = +5.94$ MeV

$^{3}He + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He + 2{}^{1}H$ $\quad Q = +12.85$ MeV

uplatňuje se při $T = 10^{6.8}K – 10^{7.2}K$

CNO cyklus:

$^{12}C + {}^{1}H \rightarrow {}^{13}N + \gamma$ $\quad Q = +1.95$ MeV

$^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^{+} + \nu_e$ $\quad Q = +2.22$ MeV

$^{13}C + {}^{1}H \rightarrow {}^{14}N + \gamma$ $\quad Q = +7.54$ MeV

$^{14}N + {}^{1}H \rightarrow {}^{15}O + \gamma$ $\quad Q = 7.35$ MeV

$^{15}O \rightarrow {}^{15}N + e^{+} + \nu_e$ $\quad Q = 2.71$ MeV

$^{15}N + {}^{1}H \rightarrow {}^{12}C + {}^{4}He$ $\quad Q = 4.96$ MeV

uplatňuje se při $T = 10^{7.2}K – 10^{7.7}K$

V průběhu života hvězdy a hlavně během jejího konce, je do prostoru vyvrhováno velké množství obohacené o těžší prvky – velmi aktivní hvězda WR124 vyvrhuje bubliny plynu do mlhoviny M1-67 (snímek Hubblova teleskopu)

3α-proces (Salpeterův):

$^{4}He + {}^{4}He \rightarrow {}^{8}Be + \gamma$ $\quad Q = -0.095$ MeV

$^{8}Be + {}^{4}He \rightarrow {}^{12}C + \gamma$ $\quad Q = +7.5$ MeV

při ještě vyšších teplotách ($T = 10^{8}K$)

Ještě vyšší teploty → vznik ^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg … dalším spalováním helia, spalování ^{12}C

Větší hmotnost hvězdy → větší teplota v nitru → rychlejší průběh reakcí → rychlejší vydělování energie → vývoj hvězdy je rychlejší

Na vzniku těžších prvků se podílejí (závislost na vazebné energii):

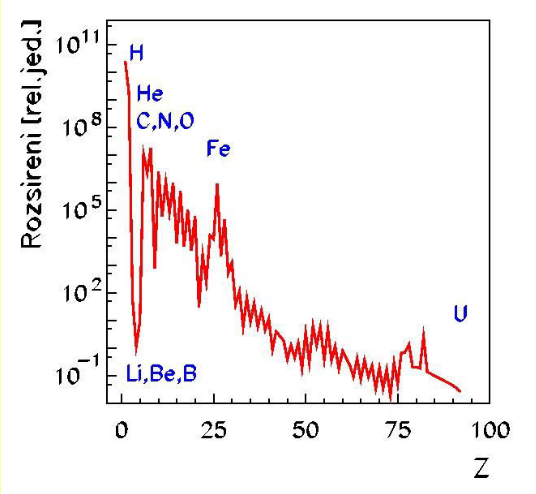
α-proces: syntéza prvků pomocí ^{4}He procesem (α,γ), vznikají jádra až po ^{40}Ca ($T = 10^9$K)

e-proces: $T = 4\cdot10^9$K a $N_p/N_n = 300$ → vznik prvků skupiny železa: V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni

s-proces: záchyt neutronů jádry lehkých prvků nebo prvků skupiny železa. (pomalý „slow“ vůči rozpadu beta)

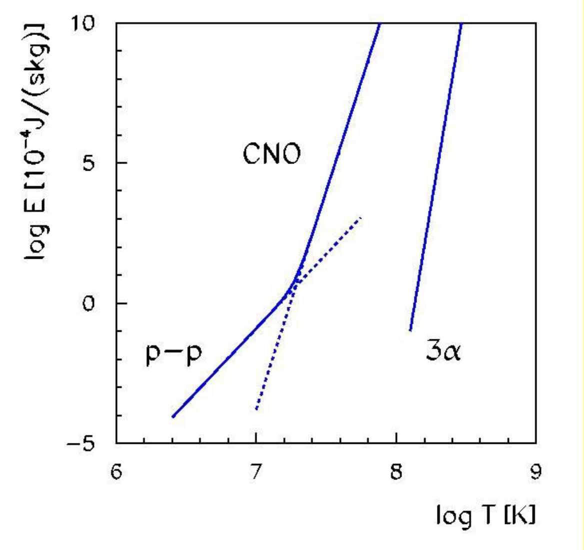
r-proces: hodně neutronů → záchyt neutronů probíhající rychle („rapid“) vzhledem k rozpadu beta → vznik těžkých prvků

p-proces: prostředí plné vodíku → vznik vzácnějších lehkých prvků ($T = 2.5\cdot10^9$K)



Intenzivní vznik těžkých prvků - výbuchy supernov

Pozorované rozšíření prvků ve vesmíru (převzato z kolektivní monografie Jaderná astrofyzika, edit.:C.A.Barnes et al. Camb. University Press 1983)



Závislost vydělené energie na teplotě uvnitř hvězdy pro různé typy reakcí.

Konečná stádia hvězd

Hvězdy s hmotností větší než jistá hranice se nedokáží zbavit během svého vývoje dostatečného množství hmoty a jejich konečným stádiem je objekt s velmi vysokou hustotou.

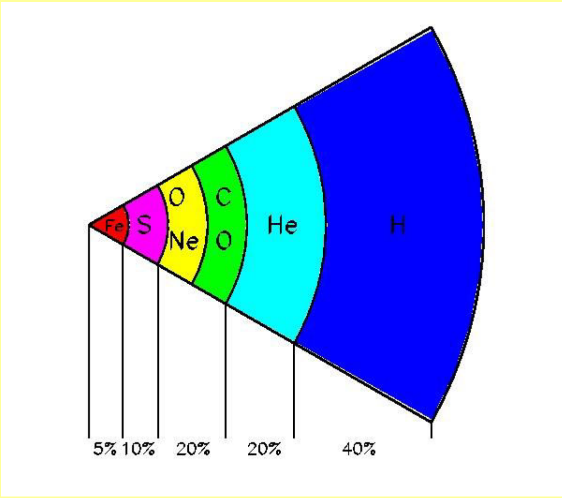
Výbuch supernovy

Dva typy supernov:

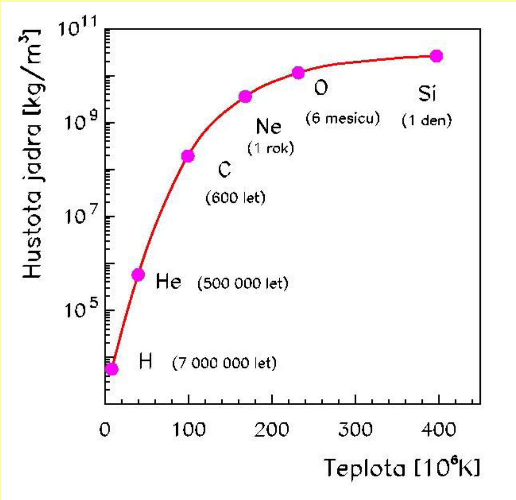
1) Supernova I. typu - těsná dvojhvězda bílého trpaslíka a hmotné hvězdy → přetok hmoty na bílého trpaslíka → překročení Chandrasekharovy meze (~ 1,4 M_{Slunce}) → hroucení → zapálení a hoření C, O → výbuch

2) Supernova II. typu – osamělé hvězdy s M ~ 8 – 100 M_S. Po spálení H → smrštění → zvýšení teploty → zapálení He. Dále C, Ne, O, Si. Zároveň roste neutrinová emise. Spotřebování paliva → jádro je pod silným gravitačním tlakem (odolává díky tlaku degenerovaného elektronového plynu). Zvětšování jádra → překročení Chandrasekharovy meze → hroucení, které je urychlováno ($\rho \approx 10^{13}$ kg/m³, $T \approx 10^{10}$ K):

a) záchytem $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$
b) fotodezintegrace jader ^{56}Fe

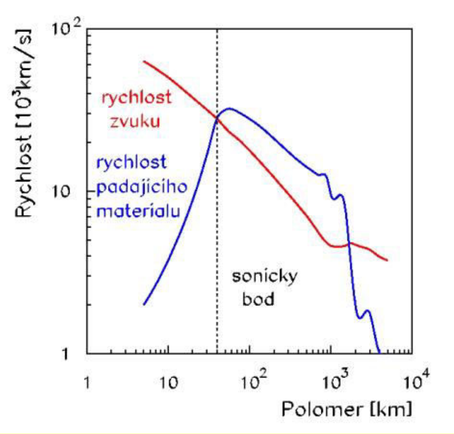


Struktura a průběh života staré hvězdy s velkou hmotností

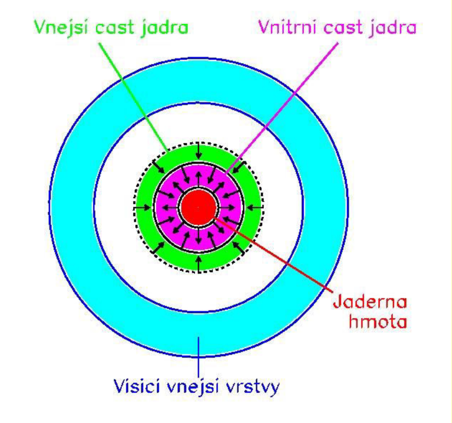


Hroucení lze rozdělit do těchto pěti etap:

1) První etapa – hroucení rychlostí volného pádu (rychlost až 70000 km/s). Jádro hvězdy se během několika milisekund zhroutí z 5000 → 20 km
2) Druhá etapa – při hustotě $4\cdot10^{14}$ kg/m^3 je hmota neprůhledná pro neutrina → mění se charakter Chandrasekharovy meze (nyní ~ 0,88 M_S) – nyní je to oblast, která je ve vzájemné interakci a hroutí se jako celek (zvukové a tlakové vlny vyrovnávají rozdíly hustoty).
3) Třetí etapa – v centrální části homogeně se hroutícího jádra se vytvoří jaderná hmota → stlačí se na ~ 3 – 5 ρ_0 → odražení a vytvoření rázové vlny (energie rázu ~ $7\cdot10^{44}$ J) – K_0 ~ 180 MeV



Závislost rychlosti na vzdálenosti materiálu od středu

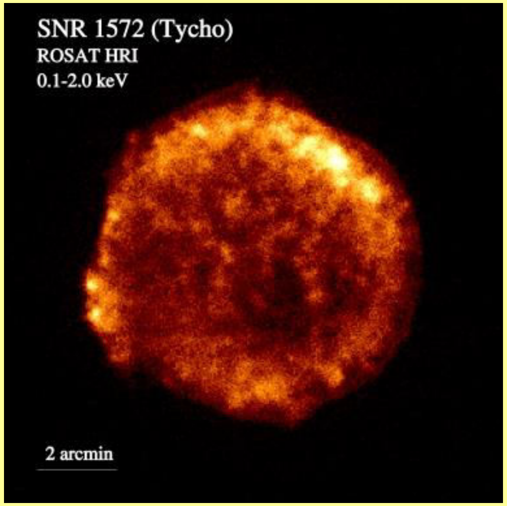


Struktura hroutící se hvězdy

4) Čtvrtá etapa – rázová vlna na rozdíl od zvukových vytváří drastické změny hustoty (nevratné) a pohybuje se rychleji než zvuk (30 000 – 50 000 km/s) → pronikne přes sonický bod. Ve vnější vrstvě jádra je pak bržděna a ztrácí energii emisí neutrin a fotodezintegrací Fe.
Další průběh závisí na hmotnosti:
V závislosti na stlačitelnosti jaderné hmoty → energie rázové vlny → hmotnost, kterou dokáže překonat (start ~ 10–18 M_S)
Pro větší hmotnosti může zastavenou rázovou vlnu obnovit pomocí neutrin (≥18 M_S)

Elektronový záchyt v centru →vysoká produkce neutrin ~10^{46} J → 1% zachyceno materiálem v oblasti zbrzdění rázové vlny (200 – 300 km) → opětovné vyvolání rázové vlny

5) Pátá etapa – rázová vlna překoná vnější část jádra → šíří se vnějšími vrstvami hodiny → vše co je nad určitým poloměrem („bifurcation“ bod) vyvrhne ven – co je pod ním zkondenzuje do neutronové hvězdy (případně do černé díry)



Zbytky po supernovách:

nalevo SNR1572 (Tycho) – snímek družice ROSAT

napravo v souhvězdí Plachty (Vela) – družice Chandra

Problémy se stlačitelností:

Nutnost, aby byla rázová vlna dostatečně silná a nebyla zastavena v materiálu vnějšího jádra → měkká stavová rovnice K = 180 MeV – závisí na jemných parametrech modelování a složení materiálu jádra supernovy.

Rozpor s údaji z jaderné fyziky a hodnotami potřebnými pro hmotnosti neutronových hvězd.

Možná řešení:
1) Neutrinové ohřátí
2) Vliv rotace hvězdy
3) Změkčení stavové rovnice při vysokých hustotách přítomností hyperonů

Výpočtů zatím málo a nezahrnují všechny efekty

Neutronové hvězdy

Gravitačnímu zhroucení odolávají tlakem degenerovaného neutronového plynu (fermionový plyn). $M \leq 2 - 3\ M_S$, $R = 10 \div 30$ km, $\rho \approx 10^{17}$ kg/m^3.

Znalosti o stavbě neutronových hvězd závisí na znalostech vlastností hmoty, která je tvoří.

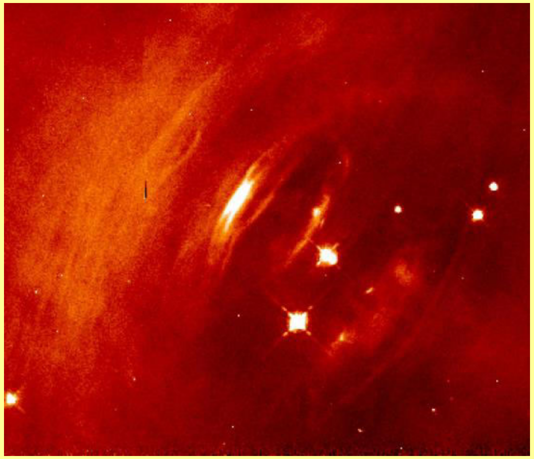
Pozorovací údaje:

Hmotnosti neutronových hvězd ukazují na tvrdou stavovou rovnici $K \approx 300$ MeV

Efekty vznikající působením silného gravitačního a magnetického pole → pulsary

Rotace neutronové hvězdy (periody 1.5 ms – 5 s):

Pomalé zpomalování rotace pulsaru - brždění magnetosférou → rotace neutronové hvězdy se zpomaluje



Snímek pulsaru v Krabí mlhovině

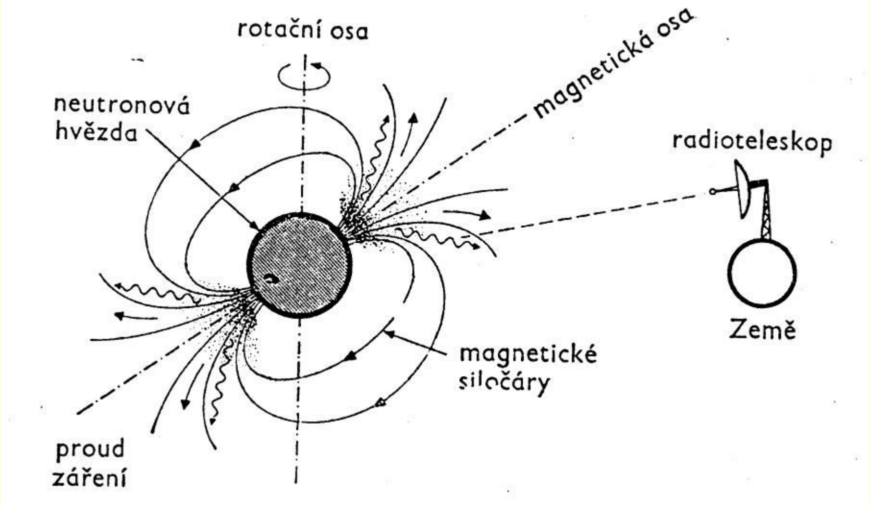
Skokové zrychlení rotace ($\sim 10^{-6} - 10^{-8}$) – rotace neutronové hvězdy jako pevného tělesa – interakce mezi vnější a vnitřní kúrou

Milisekundové pulsary ve dvojhvězdách

Dosud známo 730 radiopulsarů (3% ve dvojhvězdách)

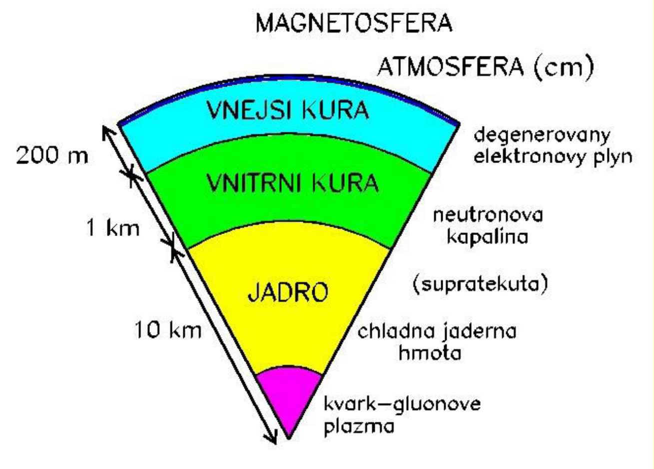
Fyzikální interpretace pulsaru a stavba neutronové hvězdy:

Majákový model pulsaru (obr. převzat z M. Šolc: Fyzika hvězd a vesmíru)



V jádře neutronové hvězdy i podivné částice (hyperony).
Složitá struktura → skoky v periodě

Stavba neutronové hvězdy



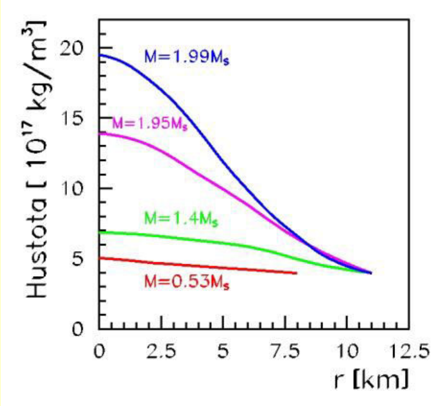
Podivné (kvarkové) hvězdy

Pokud existuje stabilní kvark-gluonové plazma s podivností (se třemi druhy kvarků u, d, s) → možnost existence podivných hvězd.

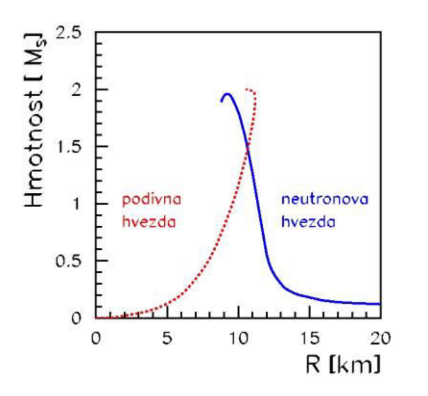
Popis kvark-gluonového plazmatu s podivností – podobně jako jaderné hmoty – Fermiho kapalina, tentokrát však složená s nehmotných kvarků (fermiony – nastolení chirální symetrie) . Vazbová energie (objemová) – B = 57 MeV/fm^3.

Složení: u, d, s kvarky a e- - celkové baryonové číslo určuje celkovou vazebnou energii (rozdíl mezi energií systému složeného s vodíku a systému s podivného kvark-gluonového plazmatu se stejným baryonovým číslem)

Povrch vázán silnou interakcí a ne gravitací →
1) skoková změna hustoty z 0 na ~ $4\cdot10^{17}$ kg/m^3.
2) Hustota se od povrchu k centru příliš nemění – není struktura, homogenní
3) neplatí klasická Eddingtonova limita (limita pro hustotu svítivého výkonu)
4) vysoká hustota elektrického náboje → z povrchu se do magnetosféry nedostávají ionty a elektrony, stejně jako v plazmě je ovlivněno elektromagnetické záření

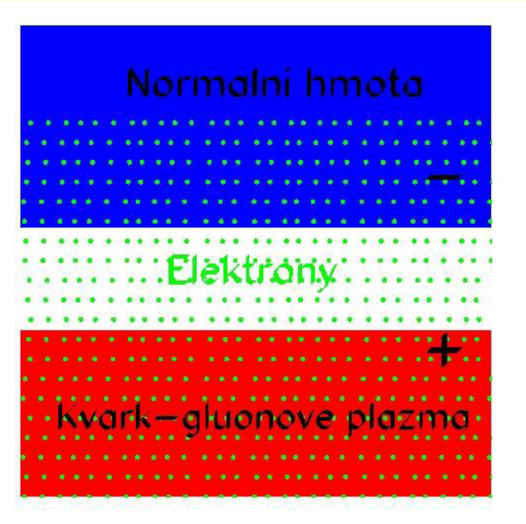


Závislost hustoty na vzdálenosti od středu podivné hvězdy



Vztah mezi poloměrem a hmotností podivné hvězdy

Kůra podivné hvězdy: je složena s normální hmoty



Kvarky interagují silně → ostré rozhraní
Leptony neinteragují silně → pozvolné (rozmazané rozhraní)

Princip vzniku kůry podivné hvězdy (rozhraní kvark-gluonového plazmatu ~ 1 fm, rozhraní elektronů 10^3 fm, vzdálenost kůry od povrchu 100 fm

Kůra musí splňovat:

1) její hmotnost nesmí být velká, aby elektronová vrstva udržela mezeru
2) hustota musí být menší než hustota vzniku neutronové kapaliny (~ $4 \cdot 10^{-14}$ kg/m^3)

Kůra modifikuje chování podivné hvězdy a přibližuje je chování neutronové hvězdy.

Způsoby odlišení podivné a neutronové hvězdy:

Hustoty v centru podivných a neutronových hvězd jsou různé ($\rho_{PODIVNÉ} > \rho_{NEUTRONOVÉ}$).
Podivná hvězda může mít vyšší rychlost rotace.
Díky různé vnitřní stavbě (podivná hvězda je homogenní) nemůže u podivné hvězdy docházet ke skokům v periodě (33 skoků u 8 pulsarů)

Vznik podivné hvězdy:

Stabilní podivnůstka (strangelet) + neutronová hvězda → transformace na podivnou hvězdu

Podivnůstka je buď ve hvězdě (vznikne při výbuchu supernovy) nebo se podivnůstka vzniklá při velkém třesku setká s neutronovou hvězdou později

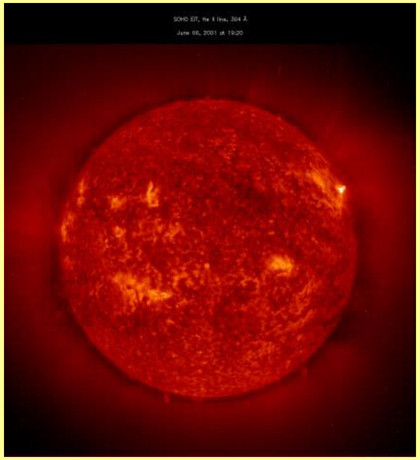
Přeměna a její rychlost je dána slabými procesy (absorpce neutronů podivnůstkou) → t ~ 1 min

Uvolní se vazbová energie ~ 10^{46} J (přežije jen kůra neutronové hvězdy)

Při přeměně dochází ke gama a neutrinovému záblesku.

Neutrinová astrofyzika – důležitost nepolapitelné nicky

Neutrina ze Slunce - neutrina vznikají v průběhu termojaderných reakcí na Slunci:



většinou v procesech pp-cyklu, část i v procesu CNO cyklu (produkce neutrin - pozitronový rozpad beta jader ^{13}N, ^{15}O a ^{17}F) – vyšší energie neutrin

Energie neutrin až přes 10 MeV – velmi rychle klesá jejich počet:

Různá energie slunečních neutrin → různý způsob detekce

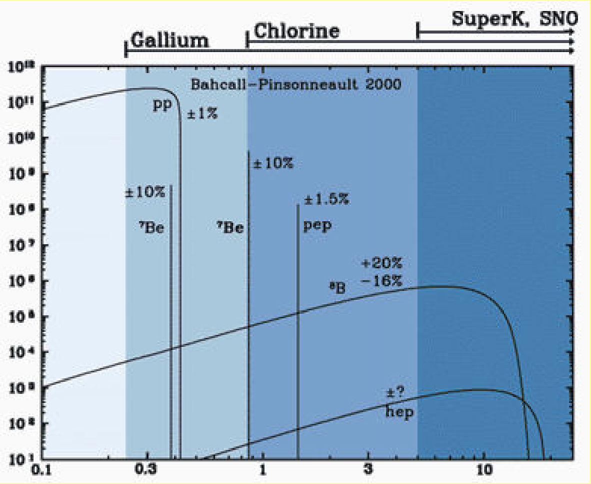
1) Experimenty založené na interakci neutrina s jádrem chloru ($E \geq 0.8$ MeV): $\nu_e + {}^{37}Cl + \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$

R. Davis (od r. 1968) ve starém dole v Homestake v Jižní Dakotě (600 t CCl_4). První informace o deficitu neutrin.

2) Experimenty gáliové (dostupná nižší $E \geq 0.2$ MeV) - GALLEX a GNO v Gran Sasso (Itálie), SAGE v Baksanu (Rusko).

$$\nu_e + {}^{71}Ga + \rightarrow {}^{71}Ge + e^-$$

Neutrinový tok [cm^{-2}s^{-1}]



Energie neutrin [MeV]

Spektrum slunečních neutrin podle výpočtů J. Bahcalla

3) Experimenty využívající Čerenkovova záření (rychlé nabité leptony vzniklé v reakcích neutrin s jádry) ve vodě ($E \geq 7$ MeV) a těžké vodě – Superkamiokande v Japonsku, SNO v Ontáriu

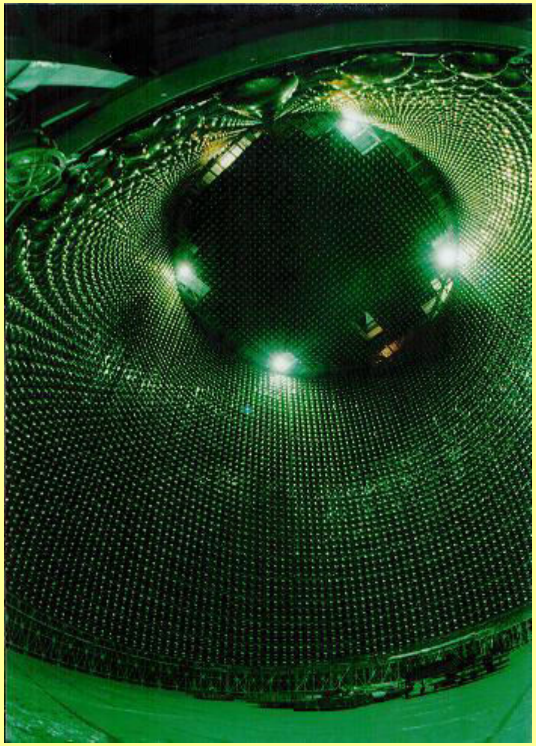
Připravované experimenty:

1) Rozptyl neutrin na elektronech (supratekuté ^{4}He – T= 2,1 K) – HERON: Měří se neutrina i s velmi nízkou energií. Měření energie předané elektronu. Problémy s šumem

Fungující detektory pozorují menší množství neutrin oproti slunečním modelům (SNU – Solar Neutrino Unit – 10^{-36} int·$Nt^{-1}s^{-1}$):

Experiment	E_{MIN} [MeV]	Experiment [SNU]	Model [SNU]	Exp./Mod.
Kamiokande	7	0.47(2)	1.00(17)	0.47
Homestake (Cl)	0.8	2.56(23)	7.7(12)	0.33
GALEX	0.2	74(7)	129(8)	0.57
SAGE	0.2	75(8)	129(8)	0.58

Data jsou z přednášky J.N. Bahcalla: Nucl. Phys.B(Proc. Suppl.) 91, s. 9



Vnitřek detektoru Superkamiokande (Jap.):

Možná vysvětlení:
1) Nepřesnosti modelů Slunce
2) Nepřesnosti ve znalosti účinných průřezů jaderných reakcí
3) Nové vlastnosti neutrin (oscilace) - správné

Tak velký rozdíl a jeho závislost na energii neutrin vylučuje vysvětlení úpravou slunečního modelu a svědčí pro existenci oscilací neutrin $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (ν_τ) s $\Delta m^2 \leq 10^{-5}$ eV^2.

Dosavadní informace:

1) Neutrina ve Slunci opravdu vznikají
2) Významný rozdíl mezi předpověďmi a pozorováními → signál nové fyziky (oscilace neutrin)

Budoucí informace z neutrin:

1) Přesný rozměr centrální oblasti Slunce, kde probíhají termojaderné reakce
2) Současný obraz centra Slunce (fotony putují z jádra ven velmi dlouho) – předpověď budoucího chování Slunce
3) Teplota centrálních oblastí Slunce
4) Poměry mezi zastoupeními různých typů fúzních reakcí

Neutrina z kosmického záření – dvě složky

Primární složka: částice s vysokou energií (až ~ 10^{11} GeV – dnešní urychlovače ~ 10^4 GeV), největší část jsou protony a jádra, část i neutrina a anti neutrina ν_e, ν_μ a ν_τ .
Izotropní rozložení – přichází ze všech směrů
Původ: vzdálenější nerozlišitelné zdroje (supernovy, aktivní jádra galaxií, kolabující objekty …).
Interakce částic kosmického záření s $E \geq 10^{10}$ GeV s fotony reliktního záření → neutrina s $E \approx 10^8 – 10^{13}$ GeV

Sekundární složka: Srážky částic a jader kosmického záření s jádry atmosféry → spousta hadronů → mezi nimi spousta mezonů π:

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
└→ $e^+ + \nu_e +$ anti-ν_μ

$\pi^- \rightarrow \mu^- +$ anti -ν_μ
└→ $e^- +$ anti-$\nu_e + \nu_\mu$

Intenzivní zdroj neutrin a antineutrin ν_μ a ν_e poměr mezi počtem ν_μ a ν_e je $R(\nu_\mu/\nu_e) = 2$ zároveň intenzivní zdroj mionů

Neutrina při výbuchu supernovy:

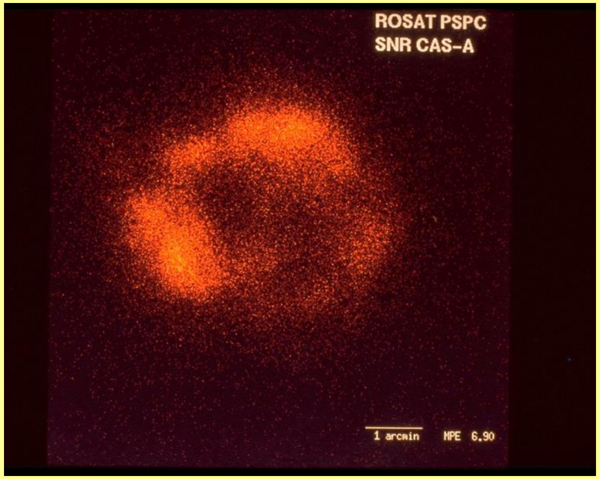
a) Neutrina vznikají při záchytu elektronů protony: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$
v průběhu přeměny normální hvězdy na neutronovou, energie v řádu MeV

b) Během kolapsu hvězdy → velmi horká a hustá hmota → produkce částic i s velmi vysokou energií (i neutrin a antineutrin ν_e, ν_μ a ν_τ). Střední energií neutrin 10 – 15 MeV. Energetické spektrum → Fermiho rozložení $kT \approx 3 – 6$ MeV

Supernova SN1987A

Vzdálenost 150 000 svět. let
Detekce neutrin experimentem IMB, Kamiokande, Baksan a Mt. Blank - souhlas mezi experimenty

Energie neutrin $(3\text{-}6)\cdot 10^{45}$ J a trvání neutrinového pulsu 13 s



Zbytky po supernově SNR Cas-A v měkkém rentgenovém oboru (družice ROSAT – NASA)

Dosavadní informace (supernova SN1987A):

1) Potvrzení vzniku neutrin
2) Řádový souhlas s předpoklady
3) Blízkost rychlosti neutrin rychlosti světla, omezení na klidovou hmotnost neutrina
4) Určena limita pro dobu života neutrina

Možná budoucí informace (čekáme na blízkou supernovu):

1) Potvrzení modelů výbuchu supernovy
2) Chování horké a velmi stlačené hmoty
3) Pozorování supernov zastíněných galaktickou hmotou

Reliktní neutrina

pocházejí z počátku velkého třesku t ~ 1s (t ~ 300 000 let pro reliktní fotony), nynější teplota neutrin je T ≈ 1,9 K (fotony T ≈ 3,1 K)

Pro energie E > 1 MeV se nachází různé typy neutrin v rovnováze:

$$e^+ + e^- \leftrightarrow \nu_i + \overline{\nu}_i \quad \text{kde} \quad i = e, \mu, \tau$$

pro nižší energie neutrina neinteragují s ostatní hmotou - vymrzají

Velmi nízká energie → velké problémy s detekcí

Možnosti detekce (zatím jen v úvahách):

1) Procesy, které nepotřebují energii – neutrino iniciuje rozpad jádra rozpadající se rozpadem beta:

$$\nu_e + n \rightarrow p^+ + e^-$$

Energie elektronu > energie rozpadu jádra → pík ve spektru elektronů za koncem Fermiho grafu (velmi slabý). Měření jako při určování hmotnosti neutrin – nutnost najít vhodná jádra a přechody, aby počet rozpadů díky reliktním neutrinům nebyl zanedbatelný. Potřeba zlepšit parametry elektronových spektrometrů. Problémy s pozadím.

2) Interakce urychlených částic – energii dodají urychlené částice. Výběr vhodných parametrů pro dostatečnou pravděpodobnost interakce – problém s pozadím, potřeba vysoká intenzita a stabilita svazku urychlovače.

3) Interakce velmi energetických neutrin kosmického záření:
E_ν taková, aby při srážce s reliktním neutrinem byla v těžišti energie rovna klidové hmotnosti Z bosonu M_Z = 100 GeV (10^{12} – 10^{16} GeV – skutečná hodnota závisí na hmotnosti neutrina) → dojde k rezonančnímu zvýšení interakce s reliktními neutriny → minimum v energetickém spektru vysokoenergetických kosmických neutrin

Temná hmota – neviditelná část vesmíru

Nesrovnalost mezi odhadem množství hmoty ve vesmíru na základě studia svítící hmoty a studia gravitačního vlivu hmoty (veškeré) → temná hmota – nevyzařuje ani neabsorbuje světlo, interaguje pouze gravitačně

Možnost zkoumání: 1) Studium oběžných pohybů hvězd → haló v galaxiích
galaxií → haló v galaktických kupách
kup galaxií → velkorozměrová hustota hmoty

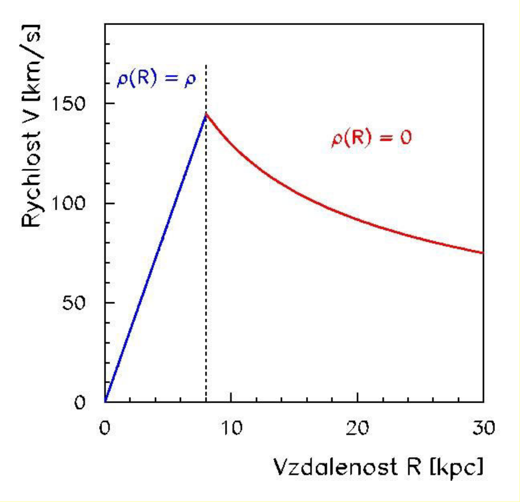
(vnější se pohybují rychleji než odpovídá pozorované hmotě)

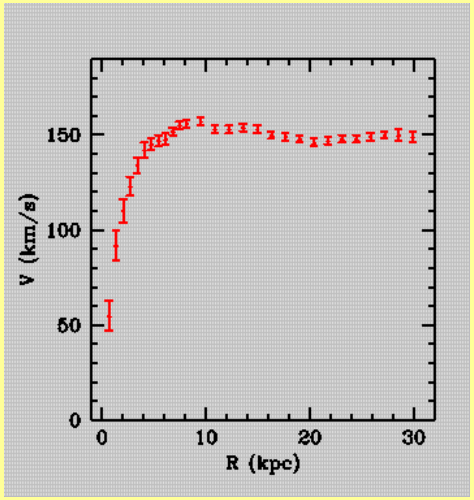
Zjednodušený příklad - koule z konstantní hustotou:

$v^2 = G_N M(R)/R$ kde $M(R)$ je hmotnost uzavřená v kouli o poloměru R

Pro konstantní hustotu $\rho(R) = \rho$ pak máme $v^2 = (4/3)\pi\, \rho\, G_N R^2$
Vně pak máme $v^2 = G_N M/R$ kde M je celková hmotnost

Zjednodušený případ (vlevo) Pozorování galaxie NGC3198 podle práce Begemana z roku 1989 (vpravo)





2) Rentgenovské záření horkého plynu v galaktickém halo – teplota dána rychlostí atomů – menší než úniková rychlost – rychlost je větší než by odpovídalo pozorované hmotě

3) Gravitační čočky – určení hmotnosti a jejího rozložení pro kupu tvořící gravitační čočku

Čím větší škála – tím větší podíl temné (skryté) hmoty

V kupách galaxií nejméně 90% skrytá hmota

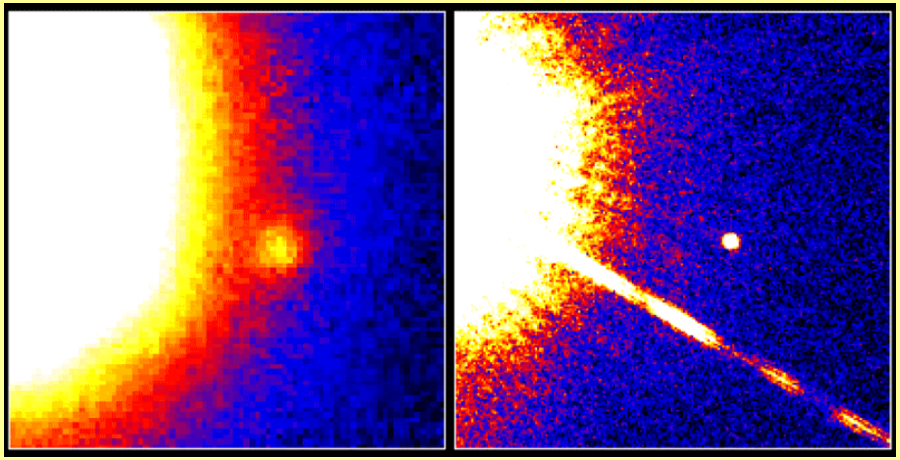
Z inflačních modelů vychází plochý vesmír - hustota hmoty
$\rho = \rho_{krit}$ a tedy poměr: $\Omega = \rho/\rho_{krit} = 1$

Hmota je pak tvořena:

„Hmotou“ – vše s klidovou hmotností $m_0 > 0$ (35±10%)
Energií – částice apriori relativistické $m_0 = 0$ (fotony, gravitony, ta neutrina s $m_0 = 0$, energie vakua) (80±20%)

Možný původ temné nesvítivé „hmoty“:

1) Baryonová hmota – planety, hnědí trpaslíci, černé díry, oblaka plynu



Hnědý trpaslík Gliese 229B, objevitelský snímek z Mt. Palomaru a snímek z Hubblova teleskopu

2) Nebaryonová hmota - slabě interagující elementární částice, dělí se podle rychlostí, které měly asi rok po velkém třesku:

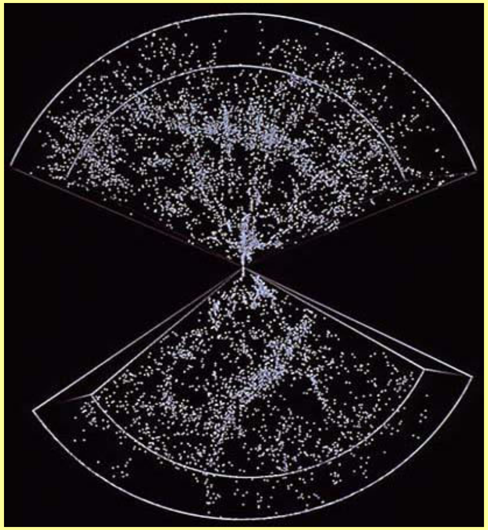
a) horká – relativistické částice (např. neutrina)

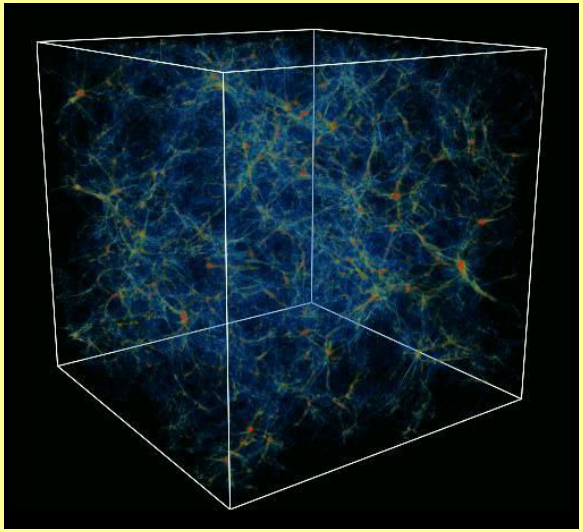
b) chladná – těžké (pomalé) částice – nejlehčí supersymetrické částice (neutralino?, …)
hledání správné supersymetrické teorie a příslušné supersy-metrické částice

Poměrem mezi jednotlivými komponentami a jejich konkrétními vlastnostmi jsou ovlivněny:

1) Fluktuace reliktního záření
2) Velkoškálová struktura vesmíru
3) Premordiální nukleosyntéza – omezení na hustotu baryonové komponenty
4) Průběh formování galaxií a jejich struktura

Simulace pro různé varianty částic a jejich kombinace se srovnávají s pozorovanou velkorozměrovou strukturou





Vlevo – pozorované velkorozměrové rozložení hmoty ve vesmíru, jejíž studium zahájili M. Gellerová a J. Huchra

Vpravo – simulace rozložení hmoty v kombinovaném modelu vesmíru složeného z horké a chladné temné hmoty provedená G.J. Bryanem a M.L. Normanem z University ve statě Ilinois

Velký třesk – nejteplejší a nejhustější hmota

Dominující síla ve vesmírných měřítcích – gravitace:

Popis vesmíru rovnicemi vycházejícími z obecné teorie relativity → dynamické modely vesmíru (A. Friedman) → rozpínání → v minulosti velmi vysoká hustota a teplota

Důkazy existence období horkého a hustého vesmíru:

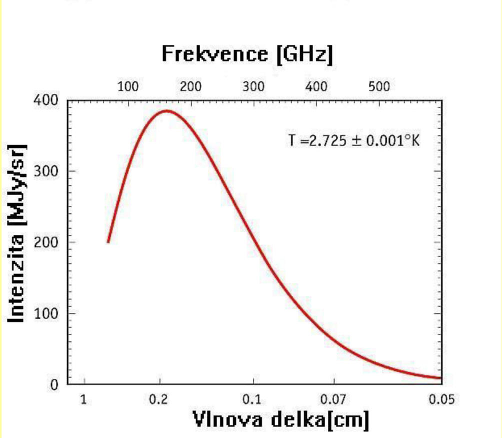
1) Rozpínání vesmíru - pozorování vzdalování galaxií odpoví-dající Hubblovu zákonu v = H·r. Hubblova konstanta H se mění v čase (dnes $H_0 = 65 \pm 5$ km $s^{-1}Mpc^{-1}$). Rozpínání → rudý posuv fotonů v průběhu času.

Vesmír: otevřený — Koeficient křivosti: k = - 1
plochý — k = 0
uzavřený — k = +1

2) Reliktní záření – mikrovlnné záření s teplotou 2,7 K, izotropní – malé odchylky teploty odpovídají prvotním nehomogenitám Vznik při T ≈ 4000 K (0,3 eV – energie ionizace atomu H) → t ≈ 400 000 let. Pokles teploty $T \sim R^{-1}$ (Energie fotonů klesá s rozpínáním $h\nu \sim R^{-1}$)

Spektrum reliktního záření získané pomocí sondy COBE. Převzato ze zdrojů NASA. Odpovídá Planckově vyzařovacímu zákonu černého tělesa s teplotou T.

$$I_\lambda = \frac{2\pi \cdot hc^2}{\lambda^5\left(e^{\frac{hc}{k\lambda \cdot T}} - 1\right)}$$



3) Premordiální nukleosyntéza - vysvětlí pozorované množství hélia, deuteria a lithia – 23 % baryonové hmoty tvoří ^4He – může vznikat v reakcích přes mezistupeň D, T a ^3He:

Nejdříve $p + n \rightarrow D$

a pak $D + n \rightarrow T$, $D + p \rightarrow {}^3He$, $D + D \rightarrow {}^3He$

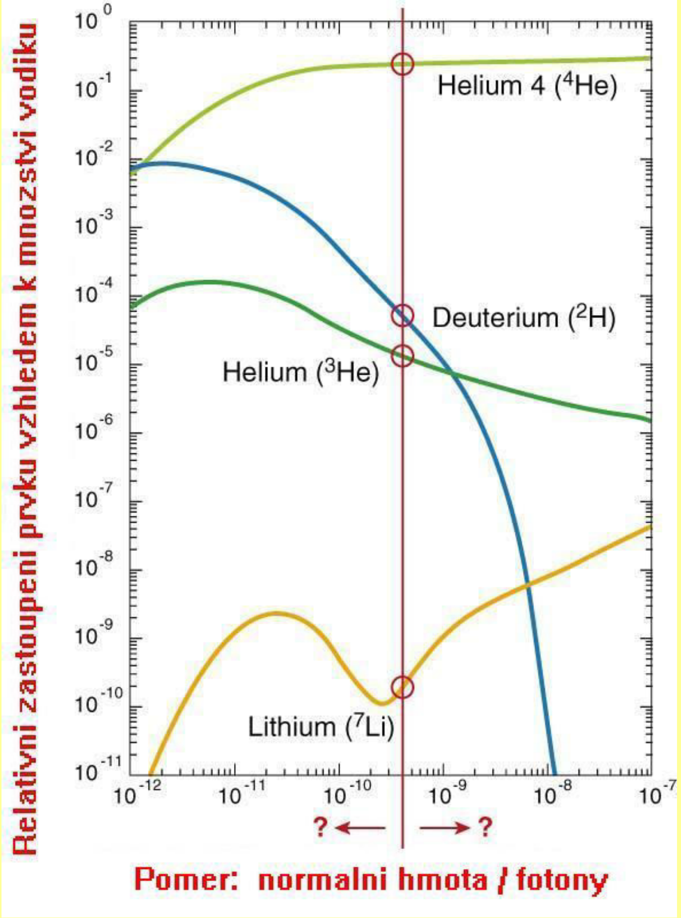
a $T + p \rightarrow {}^4He$ nebo ${}^3He + n \rightarrow {}^4He$

$T < E_d/k \approx 10^{10}$ K ($E_d = 2.2$ MeV energie disociace deuteronu)

$T < 1$ MeV – tvorba páru elektronu a pozitronu

Většina nukleosyntézy $T \approx 10^9$ K $\rightarrow t \approx 200$ s

Zastoupení lehkých prvků (převzato ze stránek NASA):



Vývoj vesmíru předurčuje jeho hustota:

$\rho > \rho_0$ – rozpínání vesmíru vystřídá v budoucnu smršťování

$\rho = \rho_0$ – rozpínání se zastaví v $t \rightarrow \infty$

$\rho < \rho_0$ – vesmír se bude stále rozpínat

ρ_0 – kritická hustota

Složení hmoty ve vesmíru:

1) Baryonová hmota 0.045(1)
2) Nebaryonová 0.30(10)
3) Energie vakua 0.8(2)

Důkazy pro existenci inflačního stádia:

1) Plochost vesmíru (blízkost jeho hustoty kritické)
2) Homogenita a izotropie reliktního záření
3) Nepozorování monopólů a jiných exotických struktur
4) Existence nehomogenit v rozložení hmoty – velkoškálová struktura vesmíru

Inflace – zvětšení rozměru v poměru 10^{30} – během fázového přechodu spojeného s oddělováním interakcí

Několik možných fázových přechodů:

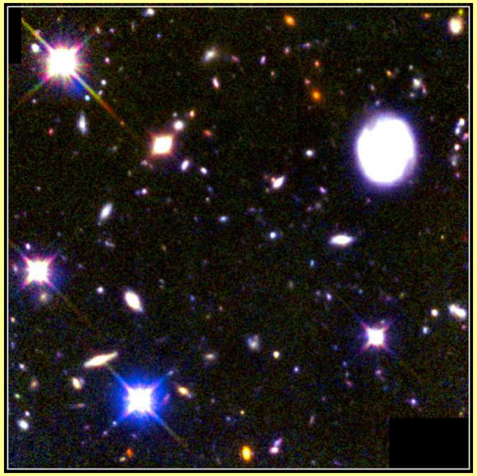
1) Oddělení gravitace od ostatních interakcí
2) Oddělení silné interakce od elektroslabé
3) Oddělení elektromagnetické a slabé interakce

Problémy počátku vesmíru:

1) Problém singularity v hustotě, teplotě a rozměru
2) Proč jsou fyzikální parametry interakcí a částic nastaveny tak, že umožňují vznik života?
3) Co bylo před Velkým třeskem – vzniká čas se vznikem vesmíru?

Řešení:

1) Singularity v hustotě a rozměru v počátku by mohly odstranit strunové teorie
2) Antropický princip – nekonečný počet vesmírů s různými parametry



Vzdálené galaxie fotografované pomocí Hubblova teleskopu (archív NASA)

Baryonová asymetrie – světýlko za standardním modelem

Existence přebytku hmoty nad antihmotou (baryonové asymetrie)

V našem vesmíru se vyskytuje pouze hmota:

1) antičástice v kosmickém záření lze vysvětlit jako sekundární produkty srážek či interakcí částic hmoty např. $\frac{N_{\bar{p}}}{N_p} \approx 10^{-4}$

2) neexistence zdrojů gama záření vznikajících při anihilaci na styku hmoty a antihmoty

Baryonová asymetrie = poměr mezi počtem baryonů a fotonů reliktového záření (předpoklad: reliktní fotony vznikly při anihilaci) $n_b/n_\gamma = 10^{-9}$.

Zákony zachování baryonového čísla → neměnnost počtu baryonů

Baryonovou asymetrii nelze vysvětlit v rámci standardního modelu

Tři podmínky vzniku baryonové asymetrie (A. Sacharov):

1) Existence procesů narušujících zákon zachování baryonového čísla

2) V těchto procesech musí docházet i k narušení C a kombinované CP symetrie (jinak by celkový počet vytvořených baryonů a antibaryonů byl stejný)

3) Částice nebo objekty v jejichž rozpadu baryonová asymetrie vzniká nesmí být v tepelné rovnováze s okolím → existují etapy prudkého rozpínání (jinak vznikají částice a antičástice se stejnou hustotou).

Různé možné typy baryogeneze (vzniku baryonové asymetrie) – spojeno s různými fázovými přechody na počátku velkého třesku (vesmír nebyl v tepelné rovnováze):

1) Elektroslabá baryogeneze -fázový přechod spojený s oddělením elektromagnetické a slabé interakce ($t = 10^{-10}$ s, T = 100 GeV) – nezachování baryonového čísla na kvantové úrovni v rozpadech X, Y bozonů, narušení C a CP symetrie v elektroslabých interakcích. Je dostatečné?

2) GUT baryogeneze – spojená s fázovým přechodem při oddělení silné a elektroslabé interakce a teoriemi velkého sjednocení ($t = 10^{-35}$ s a $T = 10^{15}$ GeV)

3) Affleck-Dineho (AD) baryogeneze – spojená se supersymetrickými teoriemi a supergravitací a fázovými přechody s nimi spojenými

Možnost smazání baryonové asymetrie v následných nerovnovážných stavech. Přenesení v podobě částic (objektů) s dostatečně dlouhou dobou života – těžké Higgsovi bosony, primordiální černé díry (dostatečná $\tau \rightarrow M \sim 10^5$ g, jejich rozpad → produkce X, anti-X bosonů) …

Možné experimentální evidence:

Astrofyzikální : a) počet a rozpad primordiálních černých děr či dalších déle žijících částic → následný ohřev → změna vlastností primordiální nukleosyntézy (zastoupení jednotlivých prvků), reliktového záření

b) velikost poměru n_b/n_γ.

c) vlastnosti nebaryonové složky temné hmoty

Z fyziky částic: a) studium nezachování CP a P symetrie v různých elektroslabých procesech

b) testy jednotlivých sjednocovacích teorií (elektrický dipólový moment neutronu, rozpad protonu, supersymetričtí partneři, oscilace neutrin …)

Aplikace jaderné a subjaderné fyziky

Energetické aplikace

1) Radioizotopové zdroje
2) Klasické jaderné reaktory
3) Rychlé (množivé) reaktory
4) Urychlovačem řízené transmutory?
5) Termojaderné reaktory?

Jaderná elektrárna Darlington

Medicínské aplikace

1) Diagnostika - využití metody značených atomů
2) Pozitronová emisní tomografie
3) Radiační terapie
4) Ozařování pomocí částic i jader

Průmyslové aplikace a aplikace v jiných vědních oborech

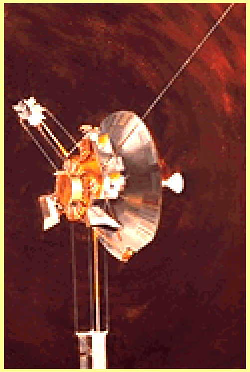
1) Aktivační analýza
2) Zkoumání povrchů
3) Implantace atomů
4) Radioaktivní datování
5) Radiační konzervace

Ozařovací pracoviště kliniky v Heidelbergu

Radiační bezpečnost

1) Přírodní a umělé zdroje radiace
2) Zacházení s radioaktivním odpadem

Radioizotopové zdroje



Pioneer 10

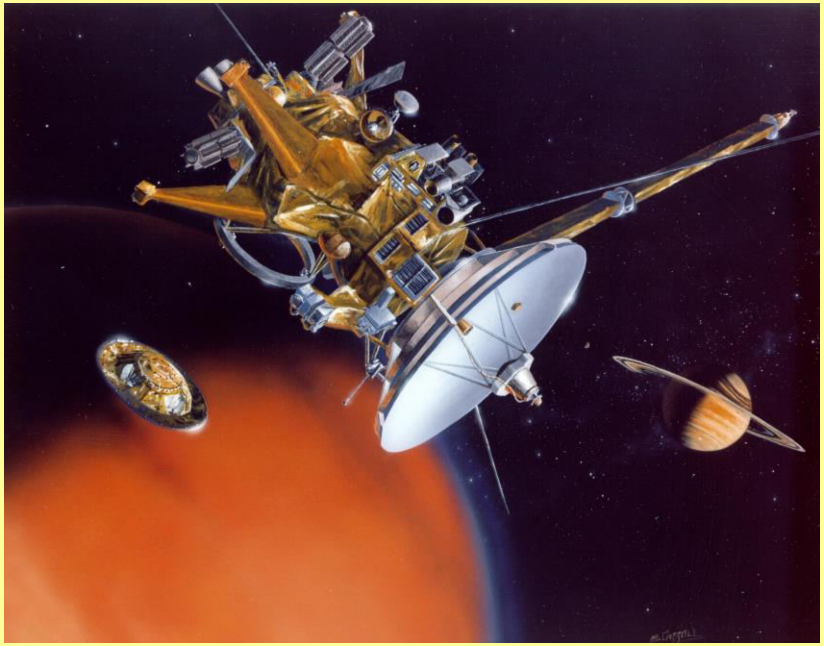
Princip: Rozpad radioaktivních jader → uvolňuje se teplo
(např. izotopy s vhodnými poločasy rozpadu ^{90}Sr – 28.8 r, ^{137}Cs – 30.1 r, ^{210}Po – 0.38 r a ^{238}Pu – 87.7 r)
Termoelektrický článek přeměňuje teplo na elektřinu
(Sebeckův jev - $\Delta U \sim \Delta T$, účinnost 5 – 10%)

Výhody použití:

Nezávislé na slunečním světle – možnost použít všude
Dlouhodobé a stabilní fungování i v náročných podmínkách vakua a silných elektrických a magnetických polích
Jednoduchost → spolehlivost

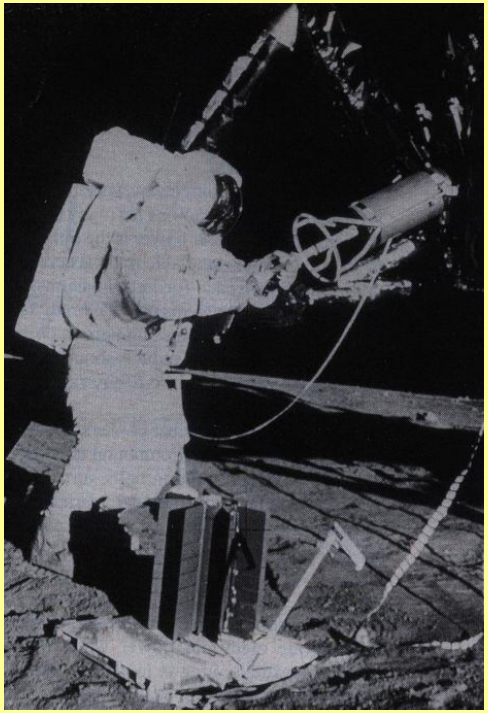
Nevýhoda:

Při havárii sond možnost ekologického ohrožení



Sondě Casini letící k Saturnu dodávají energii radioizotopové zdroje

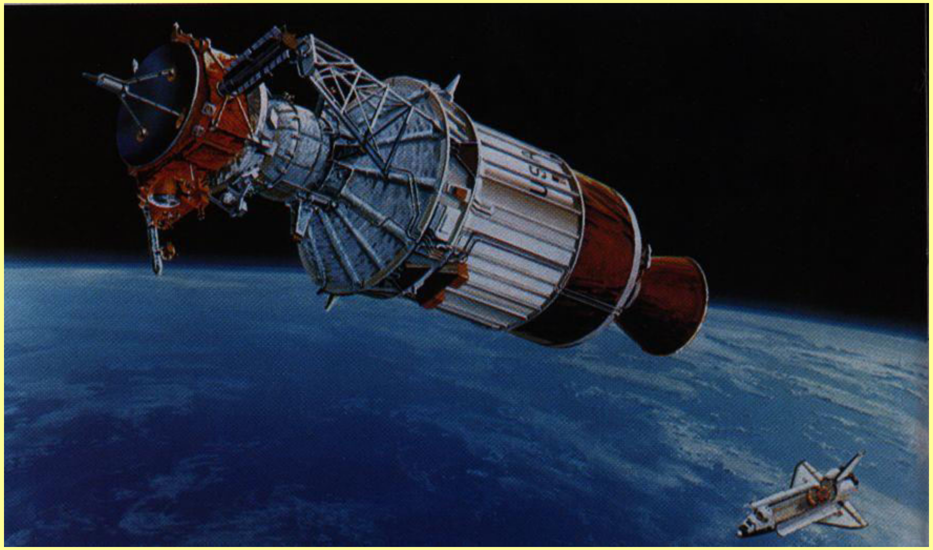
Radioizotopové články sondy Nimbus B-1 na mořském dně po havárii nosné rakety (1968)



Instalace zdroje SNAP-27

Havárie sond (nevedly k ohrožení):
do r. 1964 – konstrukce zajistila shoření zdroje v atmosféře
po r. 1964 – konstrukce zajišťuje dopad zdroje v kompaktní podobě (PuO_2 – keramický materiál, grafitová a iridiová obálka) Nimbus B-1, SNAP-27 Apolla 13, Mars 8 (1996)

Využití u sond ke vnějším planetám, přistávací moduly do dlouhodobě bez slunečního světla



Vypouštění sondy Ulysses z paluby raketoplánu

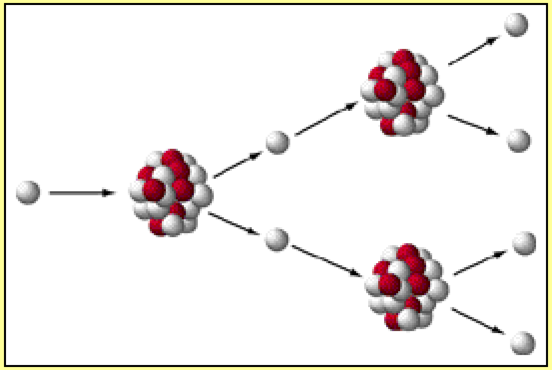
Klasické jaderné reaktory

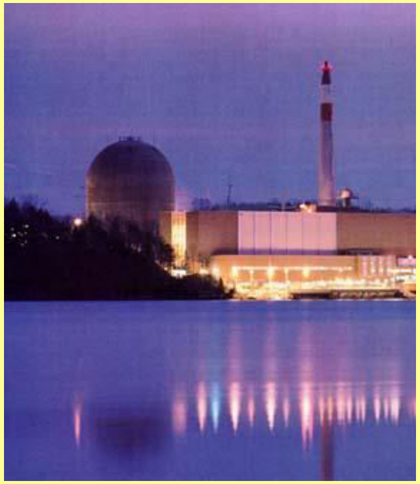
Štěpná reakce - štěpení jádra samovolné nebo po získání energie
- obvykle se dodá energie záchytem neutronu
- doprovázena vznikem neutronů s energiemi v oblasti jednotek MeV (2 - 3 neutrony na štěpení)

Řetězová štěpná reakce:

Štěpení nuklidů ^{235}U a ^{239}Pu záchytem neutronu

^{235}U: 85 % - štěpení
15 % - emise fotonu





Jaderná elektrárna Indian point (USA)

Velmi vysoké hodnoty účinných průřezů záchytu neutronů pro malé energie neutronů (10^{-2} eV)

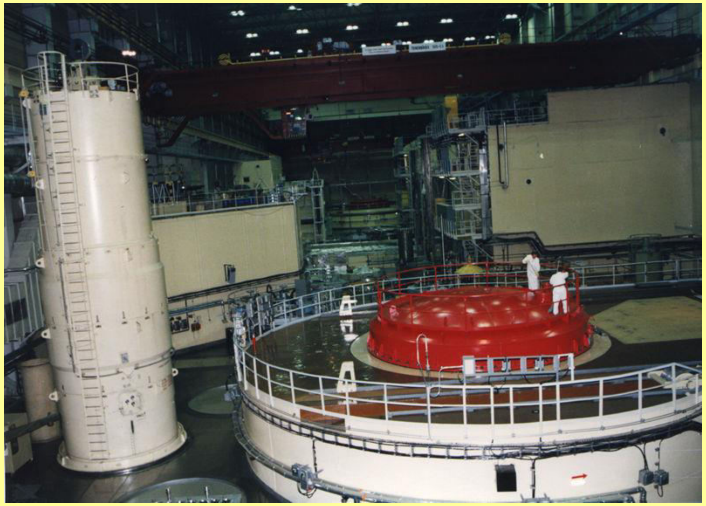
Nutnost zpomalování neutronů - **moderátor**

Štěpení - **vznik štěpných produktů** Záchyt → emise fotonu → rozpad beta - **vznik transuranů**

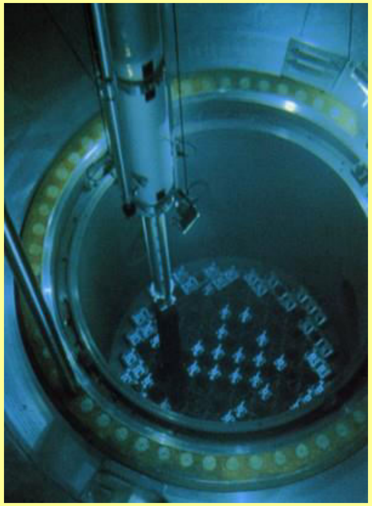
Zpožděné neutrony - emitovány štěpnými produkty (přebytek neutronů) - průměrná doba života 8.8 s

Multiplikační faktor k - počet neutronů následující generace neutronů produkovaných na jeden neutron předchozí generace

k < 1 podkritický systém
k = 1 kritický systém
k > 1 nadkritický systém



Jaderný reaktor



Vnitřek reaktoru při výměně paliva

Elektrárna Diablo Canyon USA

Regulace reaktoru:

Kompenzační tyče - jejich postupným vytahováním se kompenzuje zhoršování neutronové bilance v průběhu provozu
Řídící tyče - regulace okamžitých změn výkonu
Havarijní tyče - rychlé zastavení reaktoru

Palivo: 1) přírodní uran - složen z ^{238}U a jen 0.72 % ^{235}U
2) obohacený uran - zvýšení obsahu ^{235}U na 3-4% (klas.re.)

většinou ve formě UO_2

Důležitý odvod tepla (voda)

V roce 2001 (podle MAAE):

438 energetických reaktorů, výkon 353 GW_e → produkce 16 % elektřiny

celková provozní zkušenost: > 10 000 reaktorroků

Množivé (rychlé) reaktory

Nemoderované neutrony → nutnost vysokého obohacení uranu
20 - 50 % ^{235}U (ekvivalentně ^{239}Pu)

Produkce ^{239}Pu: $^{238}U + n \rightarrow {}^{239}U(\beta^-) + \gamma \rightarrow {}^{239}Ne\ (\beta^-) \rightarrow {}^{239}Pu$

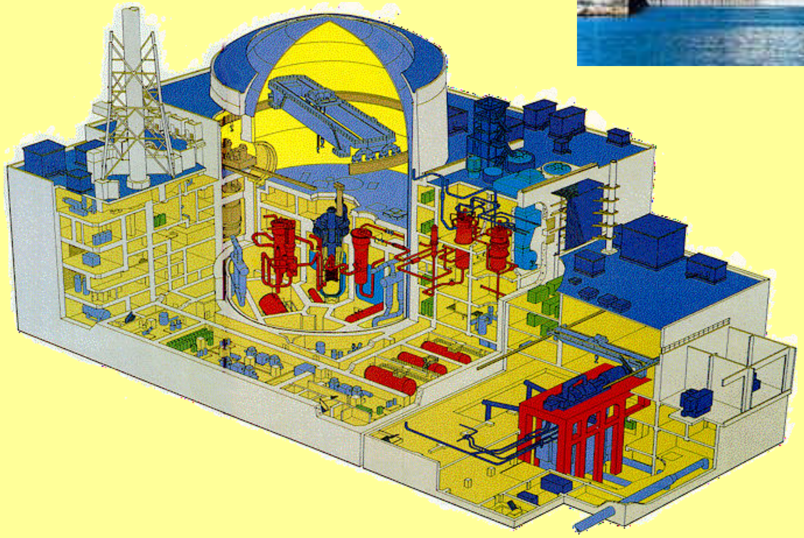
Z ^{239}Pu více neutronů (3 na jedno štěpení) → produkce více plutonia než se spotřebuje (plodivá zóna)

Vysoké obohacení → vysoká produkce tepla → nutnost výkonného chlazení → roztavený sodík (teplota 550 ^{o}C)

Doba života generace rychlých neutronů velmi krátká → větší role zpožděných neutronů při regulaci

Rychlý množivý reaktor v Monju (Japonsko) - 280 MW_e

Elektrárny Phenix - 250 MW_e a Superphenix 1200 MW_e (Francie)



Urychlovačem řízený jaderný transmutor

Z čeho se skládá:

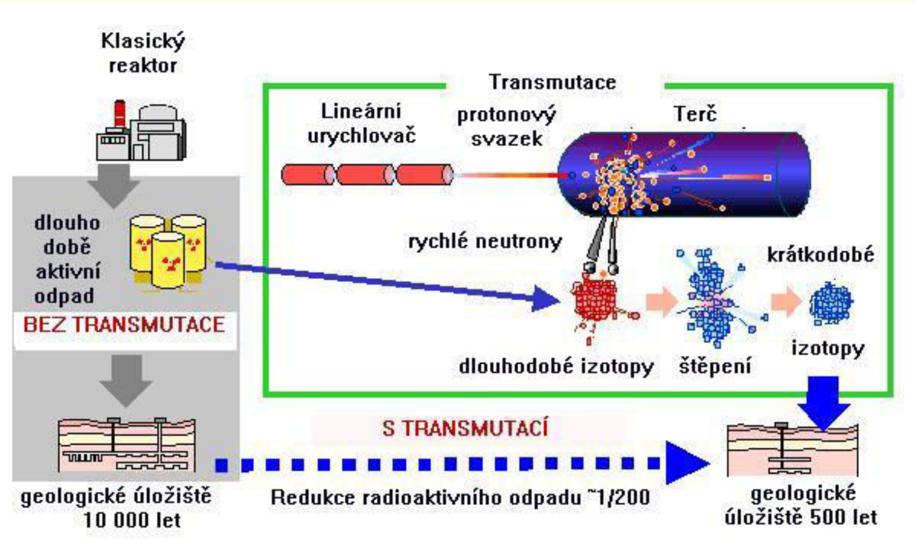
1) Urychlovač protonů - energie 100 - 1000 MeV
2) Terč - olovo, wolfram …
3) Nádoba obsahující systém jaderného odpadu, moderátoru

Nutnost separace stabilních a krátkodobých izotopů

Základní vlastnosti:

1) Využívá tříštivých reakcí
2) Velmi vysoká hustota neutronů → efektivní transmutace
3) Podkritický režim provozu
4) Produkce neutronů ve velmi širokém rozmezí energií

Schéma koncepce urychlovačem řízeného jaderného transmutoru



Konkrétní projekt jaderného transmutoru

Urychlovač protonů: E = 100 MeV - 2 GeV   I = 20 - 100 mA

Problémy: nutnost stabilního bezporuchového provozu po velmi dlouhou dobu.

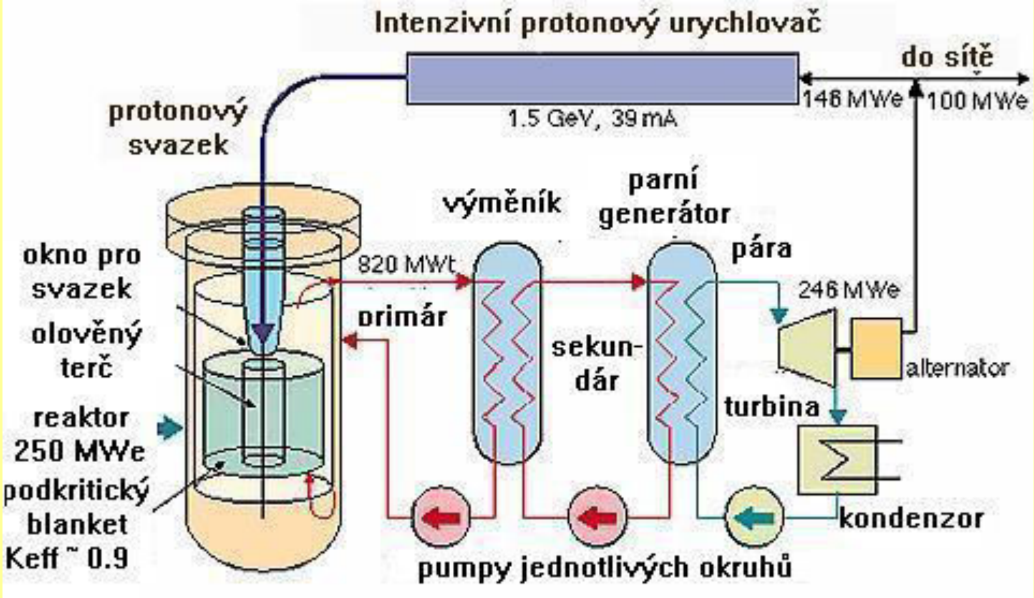
Terč: wolfram? tekuté olovo? urany a transurany?
Hustota neutronů: $\sim 10^{20}\ m^{-2}s^{-1}$ (reaktor $\sim 10^{17} - 10^{18}\ m^{-2}s^{-1}$)

Problémy: odvod velkého množství tepla

Podkritický blanket:

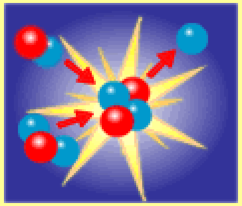
Problémy: řešení průběžné separace, efektivního transportu a moderace neutronů

Návrh na konkrétní urychlovačem řízené transmutační zařízení:



Výroba energie jako v klasické jaderné elektrárně, část z ní napájí urychlovač

Termojaderné reaktory?

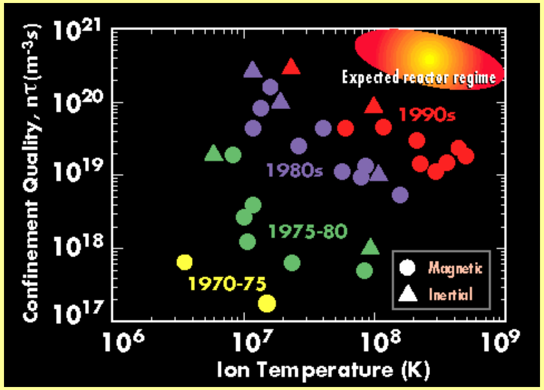


Slučování lehkých jader → produkce energie

Praktické využití: $^2H + ^3H \rightarrow {^4He} + n + 17.58$ MeV

Jaderné reakce za vysokých teplot (10^7 - 10^9 K) ↔ termojaderné reakce

Lawsonovo kriterium - podmínka pro to, aby termojaderná reakce produkovala více energie než se spotřebuje na ohřev paliva:



Pro DT reakci: $\tau\rho \geq 3\cdot10^{20}\ s\cdot m^{-3}$ Teplota 10^8 - 10^9 K

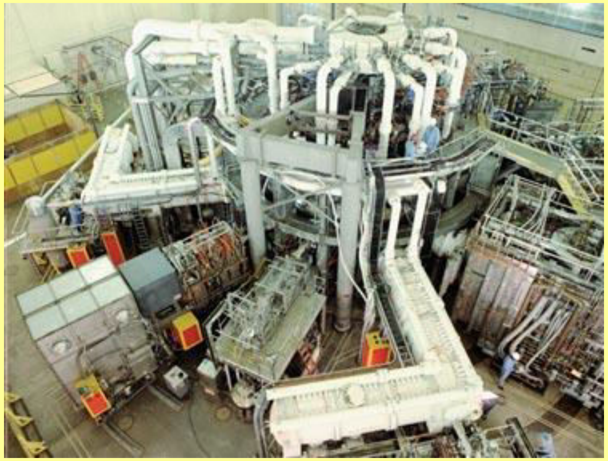
τ - doba udržení horké plazmy, ρ - hustota jader v plazmatu

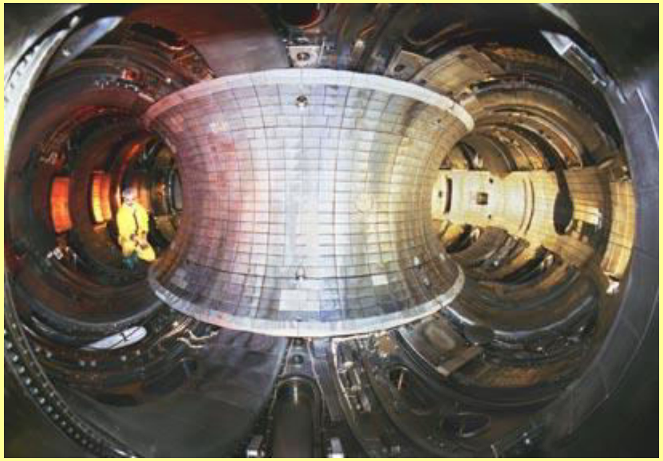
Experimentální "termojaderné reaktory" typu Tokamak:

Prstencová komora - prstencové magnetické pole
(výška komory 2 - 4 m, B = 2 - 5 T, proudy $2\cdot10^6$ A):

Důležité - vysoké vakuum a silné magnetické pole → udržení plazmy

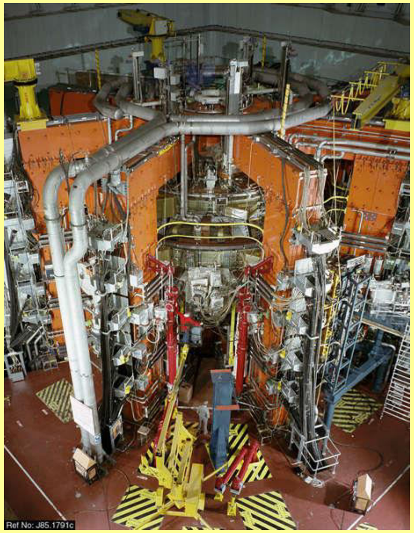
TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor), Princeton (USA):

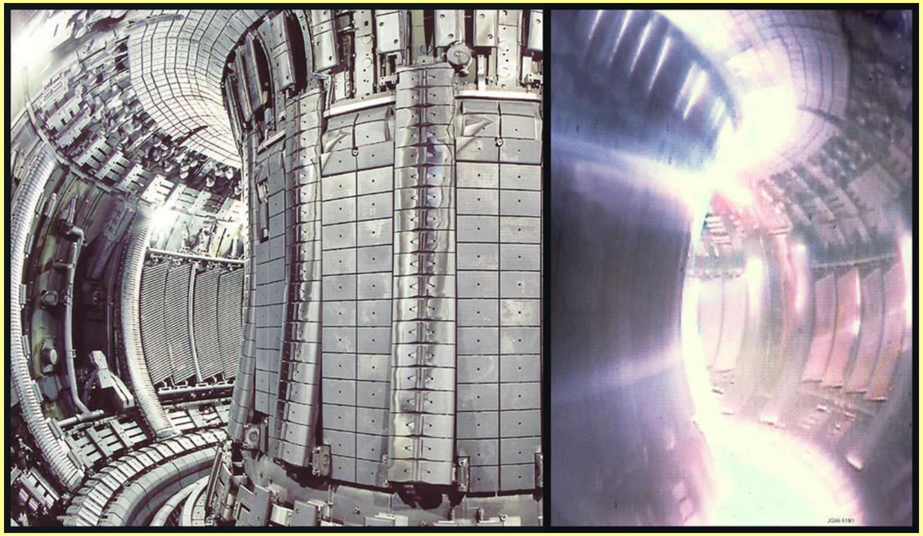




TFTR v Princetonu pracoval v letech 1987 -97, maximální výkon 10 MW, celkový pohled a pohled na vnitřek prstence

JET (Joint European Torus), Culham u Oxfordu, Velká Britanie
Až 16 MW v pulsu a 4 MW po 5 s, 65% využití dodané energie



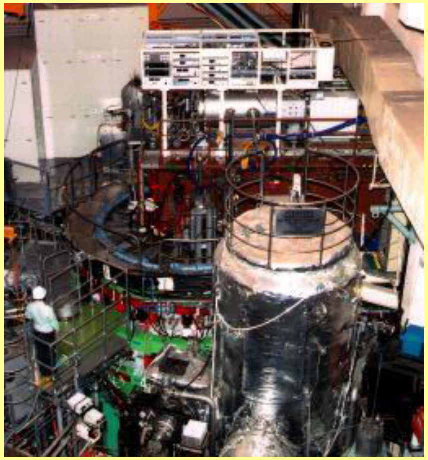


Experimentálního zařízení JET v Culhamu (výška 12 m, průměr 15 m)

JT-60 (JAERI Tokamak 60), Naka, Japonsko

ITER - mezinárodní termojaderný experimentální reaktor:

Odstínění neutronů a záření gama, odvod vznikajícího helia
Lithiová obálka - produkce tritia: $^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$ $^{7}Li(n,n\alpha)^{3}H$



Předchůdcem zařízení JT-60 bylo zařízení JTF-2M

Cíl: Vybudování prototypu budoucích termojaderných reaktorů

Diagnostika - využití metody značených atomů

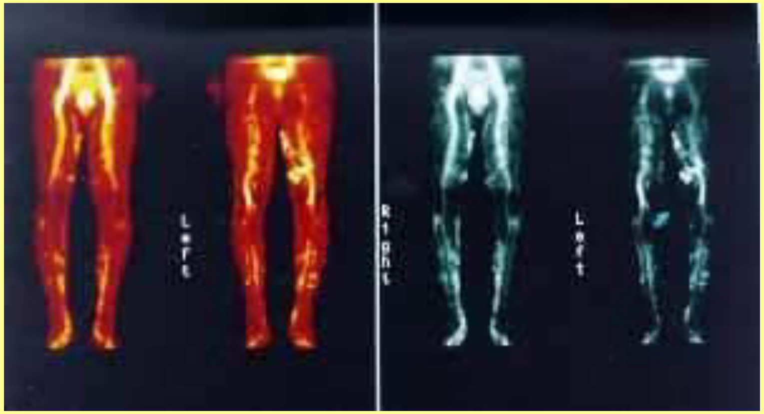
Stabilní izotopy ve sloučeninách lze nahradit radioaktivními:
($^{197}Au \rightarrow {}^{198}Au$, $^{12}C \rightarrow {}^{11}C$, $^{127}I \rightarrow {}^{123}I$)

výhodné jsou krátkodobé → rychle vymizí

1) **Vyšetřování funkce a stavu různých orgánů a tkání**
2) **Lokalizace zhoubných nádorů**

Radiofarmaka - značené sloučeniny v lékařství – důležitý je široký sortiment sloučenin pro vyšetření různých orgánů

Příprava radiofarmak, ochrana olovnatým sklem (firma Radio-pharmacy, Inc. – Indiana, USA)



Pořizování „snímků" vyšetřovaných orgánů - scintigramů

Příklady dalších používaných radionuklidů: ^{32}P, ^{57}Co, ^{58}Co, ^{51}Cr, ^{18}F, ^{67}Ga, ^{75}Se, ^{89}Sr, ^{99m}Tc, ^{111}In, ^{133}Xe, ^{153}Sm, ^{197}Hg, ^{201}Th, ^{203}Hg

Detekce záření pomocí soustavy gama detektorů (využívají hlavně NaI(Tl)) ↔ „snímky" orgánů

Studium metabolismu různých látek

Značené sloučeniny jsou využívány v řadě dalších oborů: ekologii, hydrologii, chemii, biologii i průmyslu

Pozitronová emisní tomografie

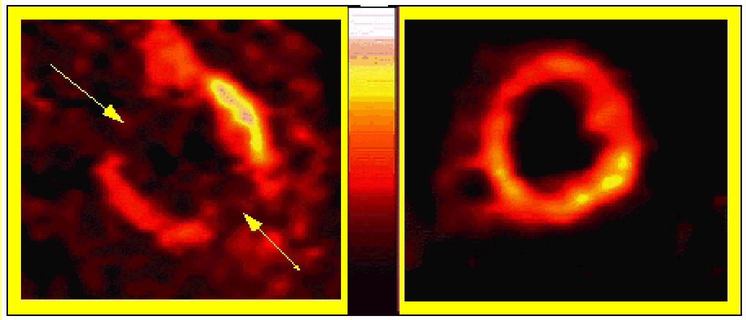
Radioaktivní izotopy s pozitronovým rozpadem → anihilace pozitronu v klidu → vznik dvou fotonů (kvant záření gama) letících v opačném směru → jejich zachycením určení polohy

Využívané radioizotopy: ^{11}C, ^{13}N, ^{15}O, ^{18}F

Vložení radioaktivního izotopu do sloučeniny usazující se ve studovaném orgánu (přesná diagnostika a medicínský výzkum):

1) Určení polohy a rozměru rakovinného nádoru
2) Účinnost ozařování při použití těžkých iontů (^{10}C, ^{11}C)
3) Určení prokrvené a neprokrvené části
4) Určení toho, která část mozku zrovna pracuje

Srdce zasažené infarktem



Zdravé srdce

Velmi dobré prostorové rozlišení (2 mm), stále nové sloučeniny pro PET kamery (systémy Pozitronové Emisní Tomografie)

Typická PET kamera a
komerční cyklotron IBA cyklone 10/3

Radiační terapie

Rakovinné buňky jsou citlivější k záření → využívá radioaktivní záření k ničení rakovinných buněk a likvidaci nádorů

Vnější radiační terapie:

Ozáření pomocí vnějšího zdroje záření – většinou záření X nebo gama - kobaltové či cesiové ozařovače využívající ^{60}Co a ^{137}Cs

Vnitřní radiační terapie:

1) Dovnitř těla do blízkosti nádoru se dopraví malá kapsle se zářičem (např. iridiové drátky léčení rakoviny kůže)
2) Vstřiknutí radioaktivní látky v sloučenině, která se koncentruje v orgánu zasaženém nádorem

Kobaltový ozařovač Fakultní nemocnice v Ostravě

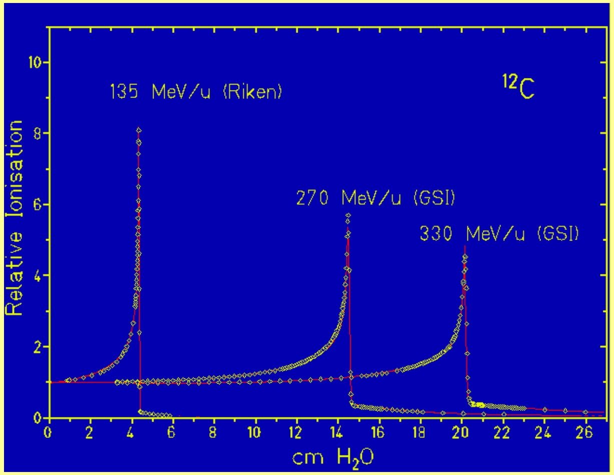
Borová neutronová záchytová terapie

Do těla se vpraví sloučenina obsahující ^{10}B → dostane se do rakovinných buněk, zdravé bór dovnitř nepustí → ozáření termálními a epitermálními neutrony z reaktoru → energie z reakce ^{10}B(n,α)^{7}Li a ničí rakovinné buňky

Ozařování těžkými ionty

Využití závislosti ionizačních ztrát energie nabité částice na její rychlosti.

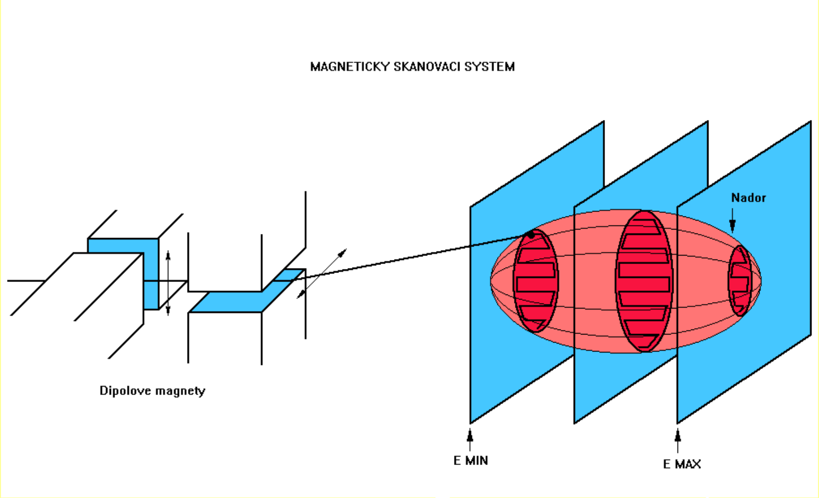
Větší náboj (těžší iont) → větší maximum na konci dráhy



Možnost umístění destrukční energie do místa nádoru bez poškození okolní tkáně

Urychlovač těžkých iontů

Testovací systém s využitím urychlovače SIS v GSI Darmstadt (100 MeV - 1 GeV)

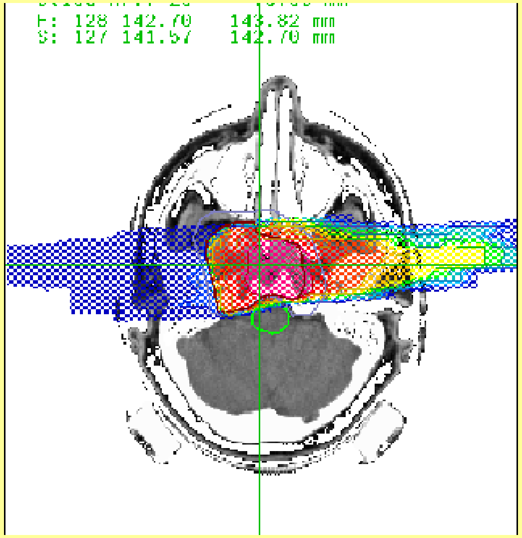


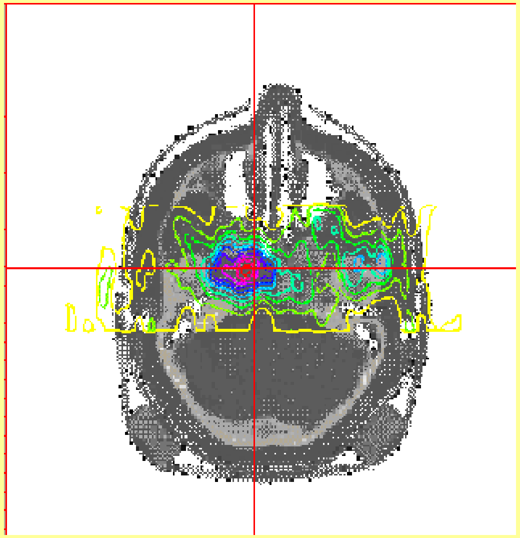
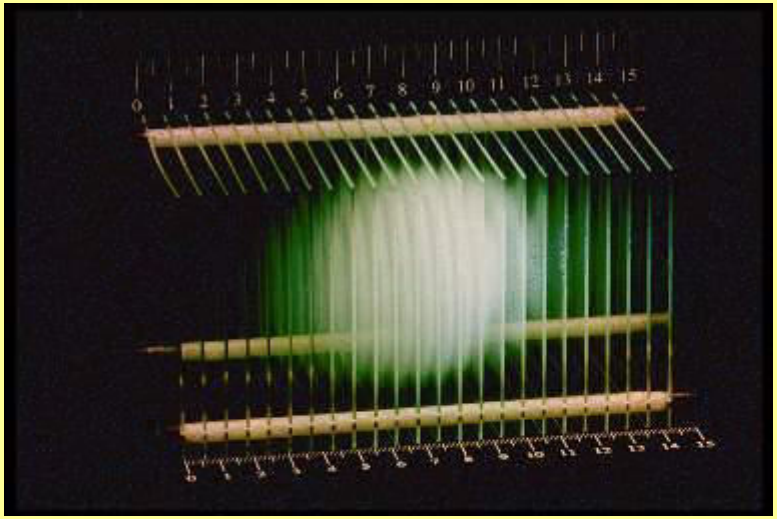
Část urychlovače těžkých iontů SIS v GSI Darmstadt

Možnost přesného nastavení pozice (dána směrem svazku) a hloubky (energie iontu)

Třírozměrné ozařování:

1) Modelové ve vodě
2) Plán ozařování a výsledek kontrolovaný pomocí pozitronové emisní tomografie (PET) (urychlují se radioaktivní ionty – pozitronový zářič)

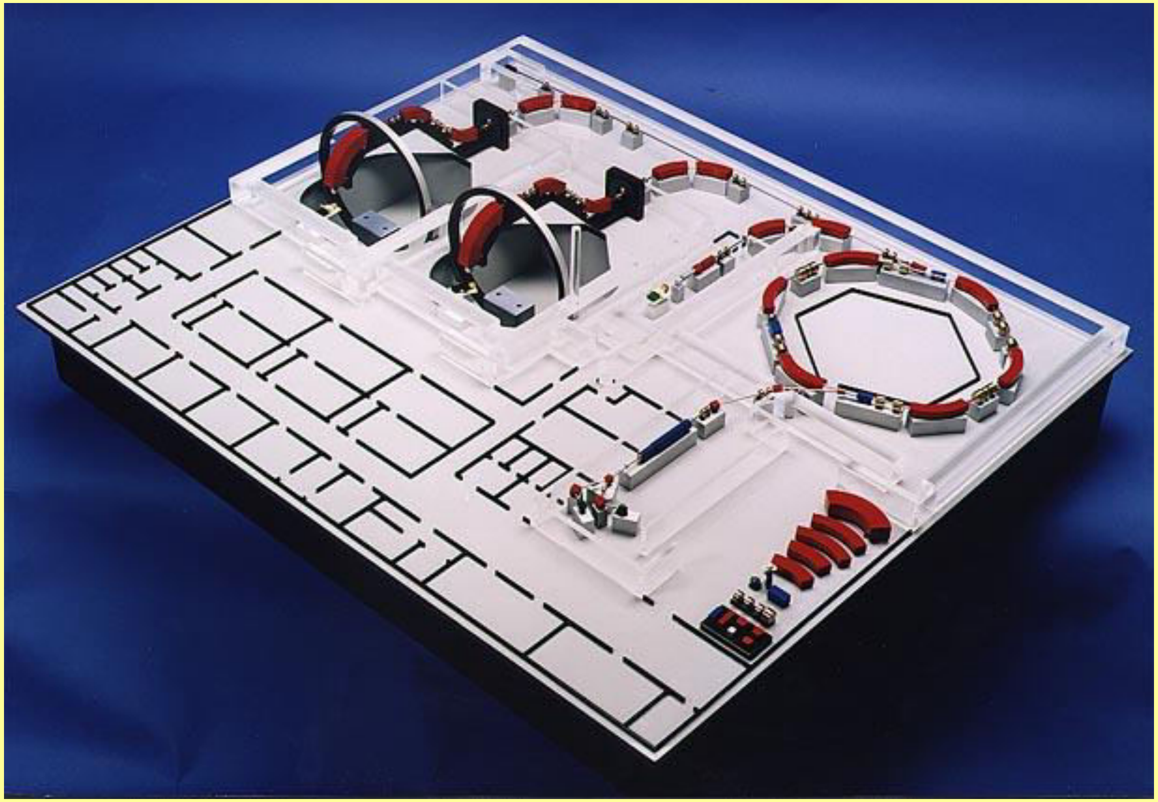


Vhodné pro mozkové nádory nebo nádory páteře (nesrovnatelně menší poškození okolní tkáně ve srovnání s chirurgickým zákrokem).

Větší citlivost rakovinných buněk vůči radiačnímu poškození

Od roku 1997 v GSI úspěšně ozářeno několik desítek pacientů



Model speciálně navrhovaného zařízení pro nemocnici v Heidelbergu

Ozařovací stolice v GSI Darmstadt
(důležitá dokonalá fixace pacienta)

Aktivační analýza

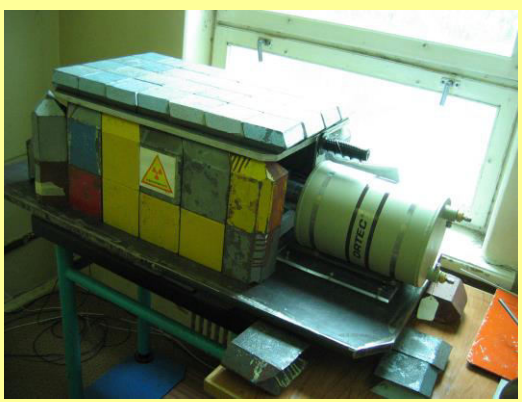
Rentgen-fluorescenční aktivační analýza – ozáření rentgenkou nebo zdrojem záření gama → fotoefekt → charakteristické rentgenovo záření

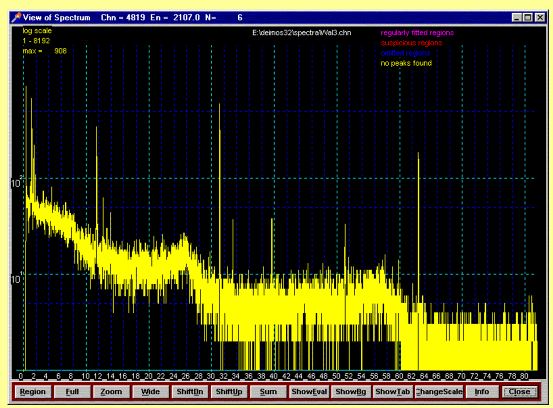
Neutronová aktivační analýza – vzorek je ozářen známým tokem neutronů se známým spektrem většinou z reaktoru. Po ozáření vznikají radioizotopy → charakteristické linky gama → jejich intenzita dána množstvím původního izotopu

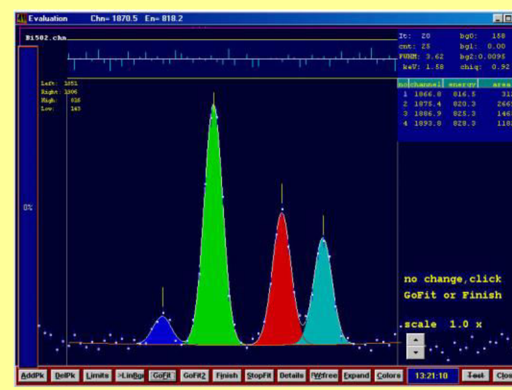
Výhody: 1) Lze zjistit velmi malé (stopové) obsahy prvků (10^{-12} g prvku v 1g vzorku)
2) Stačí i velmi malý vzorek
3) Vzorek není poškozen – velmi výhodné pro archeologii

Široké využití v ekologii, biologii, archeologii, historiografii, geologii, astrofyzice …

Lze i opačně při známém materiálu použité folie určit aktivační analýzou tok částic (určování toku neutronů v reaktoru, tok protonu z urychlovače)







Pro měření záření gama se převážně používají polovodičové HPGe detektory (příklad detektoru v SÚJF Dubna a pořízeného spektra)

Zkoumání povrchů

Zkoumání složení a struktury povrchových vrstev

A) Využití neutronů (převážně z reaktoru):

Rozptyl neutronů - neutronová difrakce (difrakce a interferometrie):

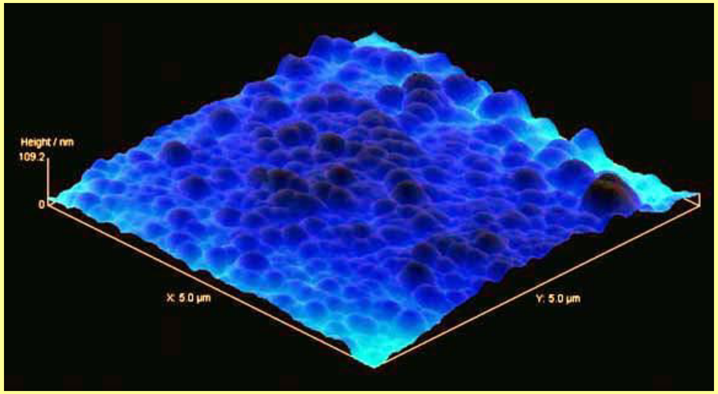
Difraktometr SPN-100

ÚJF AVČR

Neutronový interferometr

B) Využití urychlených lehkých iontů – jaderně analytické metody:

1) Ruthefordův zpětný rozptyl (RBS):
2) Emise rentgenovského záření indukovaná částicemi (PIXE)
3) Emise záření gama indukovaná částicemi (PIGE)



Příklad využití metody RBS při studiu povrchu s napařenou vrstvou kysličníku hliníku (ÚJF AVČR)

Radiační defektoskopie:

Většinou pomocí záření gama ale i neutronů či nabitých částic (řada zobrazovacích metod)

Iontová implantace

Využití iontů urychlených na energie v rozmezí keV – MeV vstřelovaných do materiálu

Modifikace povrchových vlastností různých materiálů (kovů, polovodičů)

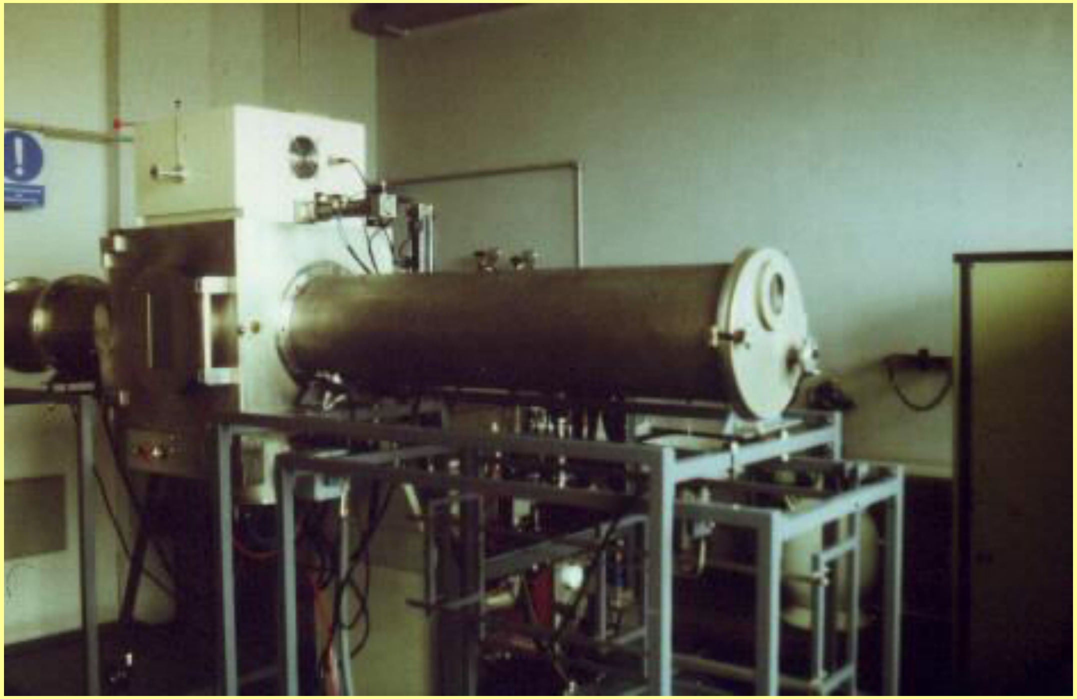
Využití hlavně ale nejen v elektrotechnickém průmyslu – produkce čipů a dalších polovodičových součástek

V průmyslu povrchové úpravy – pevnější materiály odolávající korozi.

Úprava krystalů – záměna atomů

Dopování povrchů příměsemi
v množství pouze jednotek atomů

Jaderné filtry – ionizační stopy po průchodu ionizující částice materiálem → chemické vyleptání → velmi malé otvory → velmi jemné filtry



Implantátor TECVAC 221

Radioaktivní datování

Využití různých poločasů rozpadů radioaktivních jader. Zkoumá se poměr mezi stabilním izotopem a radioaktivním, mateřským a dceřiným jádrem.

Archeologie:

radioaktivní uhlík ^{14}C ($T_{1/2}$ = 5730 let) vzniká díky kosmickému záření v atmosféře dýcháním se dostává do organismu – smrt → ^{14}C pouze ubývá. Určuje se poměr $^{14}C/^{13}C/^{12}C$.

Problém – pozadí, malé aktivity, změny produkce ^{14}C a ^{12}C (spalování fosilního uhlíku a jaderné pokusy)

Dosah: 20 000 – 25 000 let ! pouze pro organické látky !

Větší dosah díky urychlovačové hmotové spektroskopie ~50000 let

Hmotový spektrometr pro ^{14}C datování na Universitě v Aarhus (Švédsko)

Urychlovačový hmotnostní spektrometr

Geologie a kosmogonie:

Měření exposiční doby u meteoritů:

Izotop	^{39}Ar	^{26}Al	^{10}Be	^{53}Mn
$T_{1/2}$ [let]	269	$7{,}4\cdot10^{5}$	$1{,}51\cdot10^{6}$	$3{,}74\cdot10^{6}$

Meteorit Morávka

Metoda draslík-argon ^{40}K (T1/2 = 1,28 miliard let). Po ztuhnutí taveniny nemůže vznikající ^{40}Ar unikat → lze určit dobu od ztuhnutí. Datování hornin, předmětů vzniklých z taveniny.

Kosmologie: Velmi dlouhodobé izotopy, poměr radioaktivních a stabilních – doba vzniku prvků v různých oblastech – využití spektroskopie

Konzervace ozařováním

Konzervace historických předmětů:

Využívá biologických účinků ionizujícího záření na hmyz a mikroorganismy.

Většinou se využívá záření gama, jako zdroj pak ^{60}Co

Ozařovací konzervační pracoviště ve Středočeském muzeu v Roztokách

Genesis – ozařovač pro potraviny firmy Gray Star, využívá ^{60}Co

Konzervace potravin: Likvidace nebezpečných patogenů – zdravější a trvanlivější potraviny

Sterilizace zdravotnického materiálů:

Chirurgický a jiný zdravotní materiál, implantáty (kloubní náhrady …). Využívá se i změna vlastností některých polymerů

Výhody:

1) Vysoká účinnost
2) Nepoškozuje a nemění vlastnosti konzervovaného materiálu
3) U některých polymerů dokáže změnit vlastnosti pozitivně
4) Nezanechává škodlivé či jedovaté zbytky

Přírodní a umělé zdroje radiace

Veličiny popisující ionizující záření a jeho biologický účinek:

Aktivita A [Bq = s^{-1}] - počet rozpadů **Četnost [Bq = s^{-1}] - počet zaznamenaných částic**

Předaná energie: **Dávka D [Gy = Jkg^{-1}] - celková energie předaná tkáni nebo organismu**
Dávkový příkon [Gy s^{-1}]

Biologický účinek záření závisí na druhu tkáně a záření:

Dávkový ekvivalent H = QD [Sv] ,
Q - jakostní faktor - relativní biologická účinnost daného záření na tkáň

Ekvivalentní dávka $H_T = w_R D_T$ [Sv] D_T – dávka pohlcená ve tkáni
Radiační váhový faktor w_R jakostní faktor vystihující biologické riziko záření

Každý orgán a tkáň jsou jinak citlivé:

Efektivní dávka - součet ekvivalentních dávek vážený s ohledem na radiační citlivost orgánů a tkání pro všechny ozářené orgány

Druh záření	w_R
Fotony a elektrony všech energií	1
Neutrony s energií 10 keV	5
Neutrony s energií 10 - 100 keV	10
Neutrony s energií 0,1 - 2 MeV	20
Neutrony s energií 2 - 20 MeV	10
Záření α	20

Biologické účinky ionizujícího záření:

Nestochastické - jsou prahové, dávka je dostatečná, aby se během relativně krátké doby projevilo pozorovatelné poškození

Stochastické účinky - dávka nevyvolá v krátké době pozorovatelné poškození ale je jistá pravděpodobnost jeho pozdějšího projevení

Zdroje ozáření, kterému je populace vystavena:

Zdroj záření	Ĥ [μSv rok^{-1}]	Podíl [%]
Kosmické záření	380	12,5
Přírodní radionuklidy	702	22,9
Radon a produkty jeho přeměny	1300	43,1
Těžební průmysl	24	0,75
Jaderná energetika	8	0,2
Výroba radionuklidů	0,8	0,02
Lékařské aplikace	660	20,6

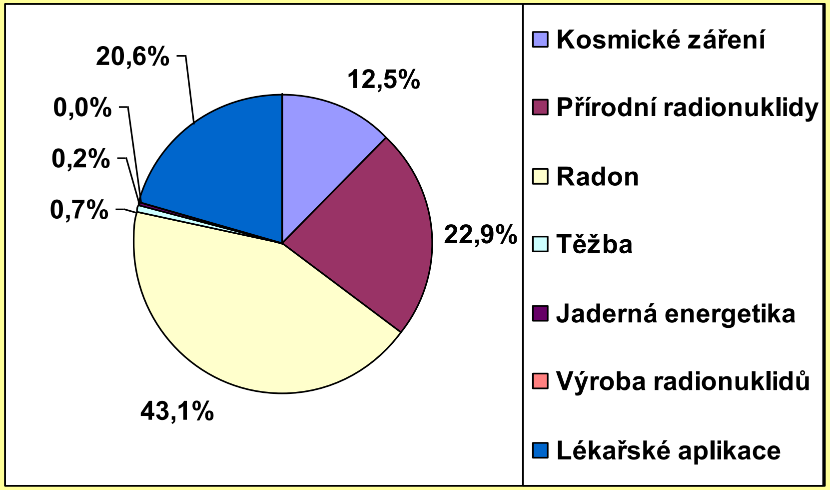
Ĥ - roční průměrný příkon ekvivalentní dávky

Zevní ozáření - vnější zdroje záření

Vnitřní ozáření - radionuklidy uvnitř těla

Radiotoxicita - míra škodlivosti radionuklidu

Pět tříd nebezpečnosti radionuklidů - nejnebezpečnější je první (^{60}Co, ^{134}Cs, ^{137}Cs, ^{210}Pb, ^{226}Ra, ^{239}Pu, ^{241}Am)



Základní limity: běžný člověk 1 mSv/rok

pracovník se zářením 50 mSv/rok

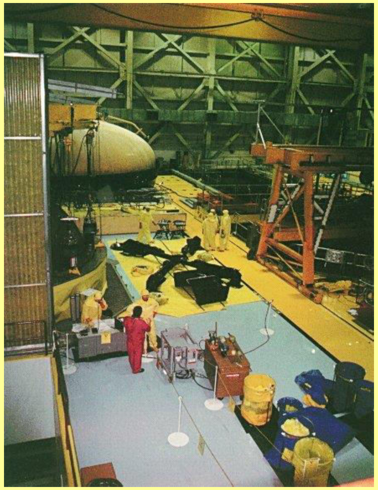
Jaderný odpad - vyhořelé palivo

Složení: 96 % uran (~1% ^{235}U)
1 % transurany
3 % štěpné produkty (stabilní, krátkodobé, dlouhodobé)

Některé dlouhodobé radioaktivní štěpné produkty: ^{99}Tc (2.1×10^5 let), ^{129}I (1.57×10^7 let), ^{135}Cs (2.3×10^6 let)

Dlouhodobé transurany: ^{237}Np (2.3×10^6 let), ^{239}Pu (2.3×10^6 let), ^{240}Pu (6.6×10^3 let), ^{244}Pu (7.6×10^7 let), ^{243}Am (7.95×10^3 let)

Testy vyhořelého paliva (Monju)



Vnitřek reaktoru a výměna paliva v jedno z reaktorů USA

Roční produkce jaderného odpadu ve Francii (75% energie):

Vysoce aktivní (1000 Mbq/g) : 100 m^3 Středně aktivní (1 Mbq/g) : 10000 m^3

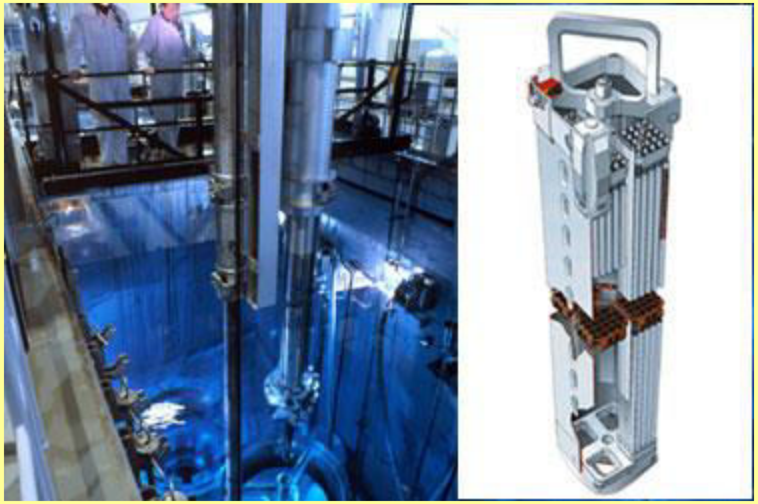
Přechodné uložení - důležitý odvod tepla při počáteční fázi (vodní bazény)

Přepracování vyhořelého paliva

Zpracování a uložení jaderného odpadu

Úprava a zpracování jaderného odpadu:

a) Cementování - míchání s cementovou směsí
b) Bitumenace - míchání s roztavenou asfaltovou živicí
c) Vitrifikace - míchání s roztavenou sklovinou



Manipulace s vysoce aktivním odpadem

Vitrifikace

Obrázky převážně ze Švédského programu nakládání s radioaktivním odpadem

Různé typy přepravy radioaktivního odpadu