



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Modularizace a modernizace studijního programu počáteční přípravy učitele fyziky

Studijní modul

Atomová a jaderná fyzika

Vít Procházka



Olomouc 2012

Recenzovali: Mgr. Milan Vůjtek, Ph.D.
Ing. Tomáš Hatala

Odpovědný redaktor: prof. RNDr. Tomáš Opatrný, Dr.

Zpracováno v rámci řešení projektu Evropského sociálního fondu
a Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy České republiky
„Modularizace a modernizace studijního programu počáteční přípravy učitele
fyziky“

Registrační číslo: CZ.1.07/2.2.00/18.0018

Tento projekt je spolufinancován Evropským sociálním fondem
a státním rozpočtem České republiky

1. vydání

© Vít Procházka, 2012

ISBN 978-80-244-3294-6

Obsah

1	Fyzika mikrosvěta, kvantová mechanika	9
1.1	Vývoj poznání světa	9
1.2	Atomová hypotéza	9
1.2.1	Objev elektronu	10
1.3	Modely atomů	10
1.3.1	Thomsonův model	10
1.3.2	Rutherfordův model atomu	10
1.4	Vlny a částice	12
1.4.1	Franckův-Hertzův experiment	12
1.4.2	Fotoefekt	12
1.4.3	Comptonův rozptyl	14
1.5	Dualismus vln a částic	14
1.6	Vyzařovací zákony	14
1.7	Základy kvantové mechaniky	15
1.7.1	Postuláty	15
2	Stavba atomu a elektronového obalu	17
2.1	Bohrův model atomu vodíku	17
2.2	Kvantově mechanický model atomu vodíku	18
3	Atomy s více elektrony	21
3.1	Pauliho vylučovací princip, spin elektronu	21
3.2	Kvantová čísla	22
3.3	Hundovo pravidlo	22
4	Přechody mezi atomárními hladinami	25
4.1	Spektra atomů	25
4.2	Atomy v elektrickém a magnetickém poli	26
4.2.1	Zeemanův jev	26
4.2.2	Starkův jev	27

5	Fyzika molekul	29
5.1	Iontová vazba	29
5.2	Kovalentní vazba	30
5.3	Van der Waalsova vazba	30
5.4	Vodíková vazba	30
5.5	Smíšený charakter vazeb	31
6	Fyzika atomového jádra	33
6.1	Nukleony	33
6.1.1	Protony	33
6.1.2	Neutrony	34
6.2	Jaderné síly	34
6.3	Vlastnosti jader	34
6.3.1	Vazebná energie	35
6.4	Modely jader	35
6.4.1	Kapkový model	36
6.4.2	Statistický model	36
6.4.3	Slupkový model	36
7	Přeměny atomového jádra, radioaktivita	39
7.1	Přeměnový zákon	40
8	Jaderné reakce	43
8.1	Štěpné reakce	43
8.2	Jaderná fúze	44
9	Aplikace jaderné fyziky	47
9.1	Experimentální metody	47
9.1.1	Jaderná magnetická rezonance	47
9.1.2	Zobrazování pomocí jaderné magnetické rezonance	48
9.1.3	Mössbauerova spektroskopie	49
10	Urychlovače částic	51
10.1	Lineární urychlovač	51
10.2	Kruhové urychlovače částic	52
10.2.1	Betatron	52
10.2.2	Cyklotron	52
10.3	Synchrotrony a synchrotronové záření	53

<i>OBSAH</i>	5
11 Dozimetrie	55
11.1 Účinky záření	55
11.2 Legislativa	56
11.3 Ochrana před zářením	56
12 Úvod do fyziky vysokých energií	59
12.1 Kvarkový model	61
12.2 Základní částice pole	61
12.3 Unitární teorie	62
13 Kosmické záření	65
Literatura	67

Předmluva

Tento studijní text je určen především studentům učitelských oborů fyziky. Text svým rozsahem pokrývá základní témata atomové a jaderné fyziky a slouží jako stručný úvod do této problematiky.

Kapitola 1

Úvod do fyziky mikrosvěta a základní představy kvantové mechaniky

1.1 Vývoj poznání světa

V průběhu devatenáctého století se rozšiřovalo poznání světa v mnoha oblastech. Jednou z oblastí byla i fyzika. „Motorem“ tohoto rozvoje byly znalosti z oboru elektřiny a rozvoj nové disciplíny, magnetismu. Poté, co se podařilo popsat jevy související s elektřinou, bylo možné je využít pro konstrukci nejrůznějších přístrojů, které sloužily k dalšímu zkoumání skladby látky.

Výsledky mnohých těchto pokusů nebylo možné vysvětlit pomocí tehdejších představ o složení a podstatě látek, které v té době byly přijímány jako platné. Jak se postupně dařilo na základě nových postulátů, principů a zákonů výsledky těchto pokusů vysvětlovat, pronikali tehdejší badatelé stále hlouběji v poznání struktury a složení hmoty. Ruku v ruce šlo poznání základních kamenů hmoty a budování aparátu kvantové mechaniky, jakožto nového nástroje pro popis „mikro“ objektů, ze kterých jsou složeny látky kolem nás.

1.2 Atomová hypotéza

Představa, že látky, se kterými se v běžném životě setkáváme, mohou mít diskrétní strukturu, je stará a známe ji již od starověku. Řecký filosof Démokritos zformuloval myšlenku, že svět se skládá z již nedělitelných objektů, atomů (řec. atomos = nedělitelný).

Další rozvoj a jasnější podobu nabrala atomová hypotéza s rozvojem chemie, kdy Dalton (1808) zformuloval slučovací zákony chemických reakcí a Avogadro (1811)

vyslovil, že látka je složena z molekul a molekuly jsou základní části látky, které se účastní chemických reakcí. Byl také zaveden pojem atom jako stavební část molekuly. Atom byl považován za už dále nedělitelný.

Představu atomu jako nedělitelného stavebního kamene látky nabouraly pokusy s vedením elektrického proudu a zákony elektrolýzy, které zformuloval Faraday. Bylo pozorováno, že se z elektricky neutrálního atomu stává nabitý iont. Na základě tohoto rozboru bylo usouzeno, že nejen látka je složena z diskrétních částí, ale i náboj je „diskrétní“. Může-li se stát z neutrálního atomu nabitý iont, musí tato změna souviset se změnou vnitřní struktury atomu.

1.2.1 Objev elektronu

Při studiu výbojů ve zředěných plynech bylo pozorováno namodralé záření, které mělo charakteristiky shodné s těmi, které připisovala klasická fyzika hmotným částicím. Dalšími pokusy bylo prokázáno, že se jedná o částice se záporným nábojem a určitou hybností. Později bylo objeveno, že částice se stejnými vlastnostmi se uvolňují i z pevných látek. Tyto částice byly nazvány jako elektrony.

Millikan (1911) na základě pokusů s pohybem nabitých kapiček oleje v elektrickém poli kondenzátoru stanovil velikost náboje elektronu jako $e = -1,602\,189\,2(46) \cdot 10^{-19}$ C.

Následně Thomson určil poměr náboje a hmotnosti elektronu na $e/m_e = 1,8 \cdot 10^{11}$ C/kg a z toho pak hmotnost elektronu jako $e = 9,109\,537 \cdot 10^{-31}$ kg.

1.3 Modely atomů

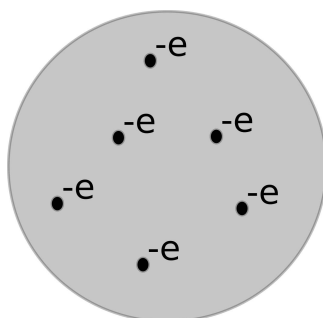
Skutečnost, že z atomu lze oddělit záporně nabitě elektrony, vedla k tomu, že vědci začali hledat odpověď na otázky, jak je v atomu rozdělena hmotnost a náboj, jak je realizována vazba záporných a kladných nábojů.

1.3.1 Thomsonův model

Prvním, nejjednodušším modelem atomu byl Thomsonův nebo také pudinkový model, který předpokládal, že v homogenně kladně nabitě kouli jsou rovnoměrně rozmístěné záporné elektrony, obr. 1.1. Tento model také vyhovoval Lorentzově představě o oscilátorech vázaných v látce zodpovědných za vyzařování.

1.3.2 Rutherfordův model atomu

Rutherford jádrový model atomu zformuloval na základě experimentu, který Rutherford navrhl a Geiger a Mardsen ho v roce 1911 provedli. Experiment spočíval

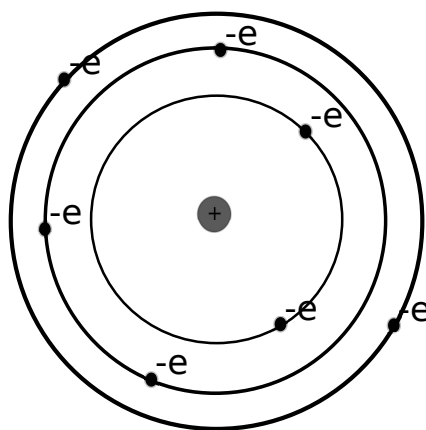


Obr. 1.1: Thomsonův model atomu

na tom, že nechali částice α (částice α je jádro ${}^4_2\text{He}$, které se uvolňuje při některých jaderných procesech) dopadat na tenký zlatý terčík (plíšek) a sledovali počet detekovaných částic v závislosti na poloze detektoru před a za fólií.

V experimentu bylo pozorováno, že zatímco většina částic α projde přes fólii jen s malým odklonem od původního směru, jisté malé množství α částic se odrazí zpět do původního směru dopadu.

Toto chování Rutherford vysvětlil tak, že kladný náboj je soustředěn v rozměrově velmi malém, ale hmotném jádře a ve zbytku objemu se nacházejí velmi lehké elektrony se záporným elektrickým nábojem, obr. 1.2.



Obr. 1.2: Rutherfordův model atomu

Vzhledem k tomu, že na sebe elektrony a kladná jádra působí coulombovskou silou, jsou k sobě přitahovány. Aby nedošlo ke „zhroucení“ atomu, musí se elektrony pohybovat po kruhových drahách, kdy na elektrony působí odstředivá síla podobně jako u planet. Proto je tento model označován jako planetární model.

Nicméně tento model měl jeden závažný nedostatek, na rozdíl od neutrálních planet elektron nese elektrický náboj a jak plyne ze zákonitostí elektromagnetického pole, náboj, který se pohybuje zrychleným pohybem (dostředivá síla), musí vyzařovat. Elektron by tedy postupně vyzařováním ztrácel svou energii a nakonec by se „zhroutil“ do jádra. I přes tento velký rozpor tento model dobře popisuje základní charakter atomů.

1.4 Vlny a částice

Základy kvantové mechaniky byly postulovány na základě nutnosti vysvětlit některá pozorování a experimenty, na které nestačil aparát klasické fyziky.

1.4.1 Franckův-Hertzův experiment

Prvním takovým experimentem byl Franckův-Hertzův experiment, který provedli James Franck a Gustav Hertz v letech 1912–1914. Tento pokus prokázal kvantování energie atomů.

Schéma experimentu je na obr. 1.3. Skleněná baňka je vyplněna párami rtuti. Ze žhavené katody jsou emitovány elektrony, které jsou přiloženým urychlovacím napětím U_1 urychleny a procházejí přes mřížku, kde mezi mřížku M a anodu je přiloženo brzdné napětí U_2 . Elektrony při průchodu trubicí interagují s atomy rtuti. V závislosti anodového proudu na brzdném napětí byla pozorována pravidelná maxima, která nebylo možno vysvětlit jinak, než, že elektron může energii atomům rtuti předávat jen v celistvých násobcích určité energie (kvanta energie). Tato energie je energie excitace atomu rtuti.

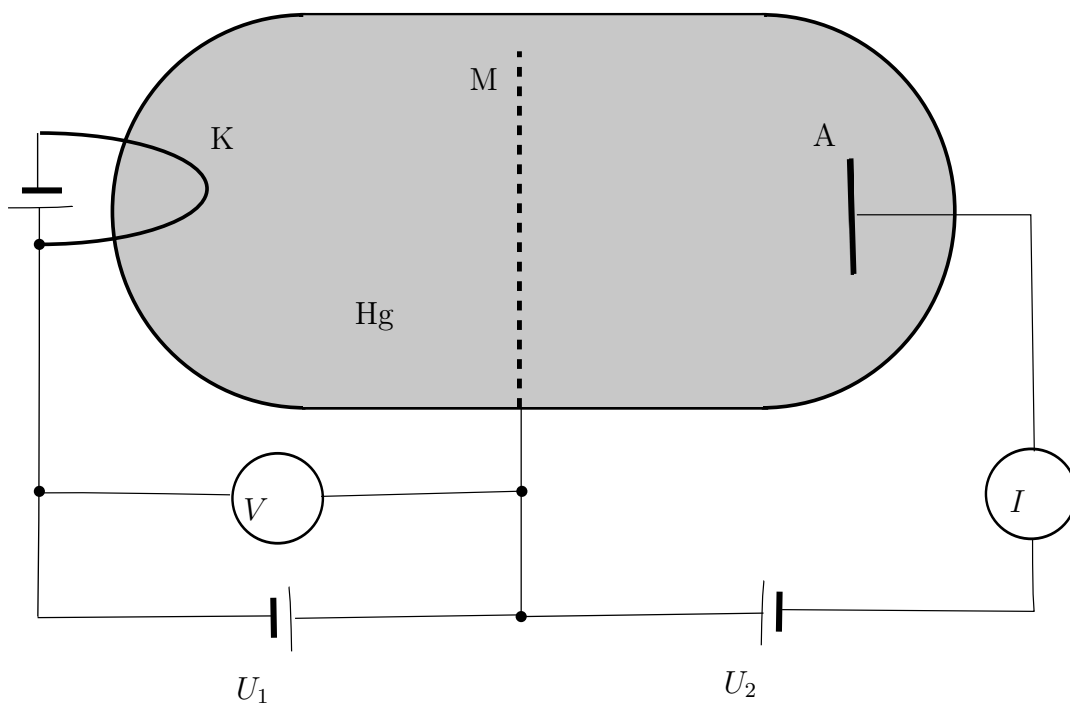
1.4.2 Fotoefekt

Dalším krokem k formulaci kvantové mechaniky a k výstavbě představy o kvantovém chování v mikrosvětě bylo vysvětlení fotoefektu. Při dopadu elektromagnetického vlnění o určité vlnové délce λ dochází k vyrazení elektronu z látky (fotoelektronu) v případě, že vlnová délka dopadajícího záření λ je menší než určitá kritická vlnová délka λ_c

$$\lambda < \lambda_c. \quad (1.1)$$

Současně kinetická energie elektronů nebyla závislá na intenzitě dopadajícího záření, ale na jeho vlnové délce. S intenzitou záření rostl pouze počet fotoelektronů.

Zákonitosti fotoefektu vysvětlil v roce 1905 A. Einstein, který za něj obdržel Nobelovu cenu. Při vysvětlení fotoefektu vycházel A. Einstein z představy, která chápe elektromagnetickou vlnu o vlnové délce λ jako soubor částic, světelných kvant, kdy každá částice má svoji energii E a hybnost p . Pro tyto částice s nulovou klidovou



Obr. 1.3: Schéma Franckova-Hertzova experimentu

hmotností (hmotnost při rychlosti $v = 0$) se vžil pojem foton. Energie fotonu E_f je dána vztahem

$$E_f = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.2)$$

a hybnost fotonu p_f je dána vztahem

$$p_f = \frac{h}{\lambda}, \quad (1.3)$$

kde h je Planckova konstanta a její hodnota je $h = 6,626\,068\,96 \cdot 10^{-34}$ J·s.

Elektron interaguje s jedním fotonem a při interakci je celá energie fotonu předána elektronu. Aby se elektron uvolnil z materiálu (atomu), musí mít foton minimálně energii rovnou výstupní práci A . Má-li foton energii $E_f > A$, pak zbývající energii elektron převezme ve formě kinetické energie E_k . Vyražený fotoelektron má určitou nenulovou rychlost. Kinetická energie elektronu je pak dána jako

$$E_k = \frac{hc}{\lambda} - A. \quad (1.4)$$

1.4.3 Comptonův rozptyl

A. Compton uveřejnil v roce 1923 výsledky experimentu, při němž nechal na tenkou fólii dopadat monochromatizované rentgenové záření a studoval spektrum záření rozptýleného do určitého úhlu θ . Ve spektru záření Compton pozoroval mimo vlnové délky dopadajícího záření ještě záření s vlnovou délkou o něco větší. Compton tuto vlnovou délku přisoudil fotonům, které při průchodu látkou interagují s kvazivolnými elektrony. Těm předají část hybnosti a energie, a tedy se sníží jejich energie. Rozptyl záření na volných elektronech se nazývá po svém objeviteli Comptonův jev (rozptyl). Compton také odvodil vztah vyjadřující změnu vlnové délky $\Delta\lambda$ v závislosti na úhlu θ , do kterého se foton rozptyluje

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta). \quad (1.5)$$

Ze vztahu (1.5) je zřejmé, že změna (prodloužení) vlnové délky comptonovsky rozptýleného záření je dána pouze úhlem rozptylu a nezávisí na vlnové délce dopadajícího záření. Největší změna nastane pro $\theta = 180^\circ$, tedy pro případ zpětného rozptylu. Posun vlnové délky je pak $\Delta\lambda = 4,86 \cdot 10^{-12}$ m. Z této hodnoty je také zřejmé, že v oblasti viditelného světla je relativní prodloužení vlnové délky tak malé, že ho nepozorujeme, zatímco v oblasti kratších vlnových délek (oblast rentgenového záření) již Comptonův rozptyl pozorovat můžeme.

1.5 Dualismus vln a částic

M. Planck přisoudil elektromagnetickým vlnám vlastnosti charakteristické pro částice. Na jeho práci navázal Louis de Broglie, který naopak částicím přiřadil vlastnosti typické pro vlny, tedy především vlnovou délku λ . Tato de Broglieho vlnová délka je dána rovnicí

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (1.6)$$

kde p je hybnost částice a h je Planckova konstanta.

Hypotéza o dualismu vln a částic byla mnohokrát experimentálně potvrzena například pomocí rozptylu elektronů na krystalu, kdy elektrony jsou rozptylovány stejně jako vlny.

1.6 Vyzařovací zákony

Pro rozvoj moderní fyziky mělo také zásadní vliv zkoumání záření absolutně černého tělesa, které bylo dovršeno formulací Planckova vyzařovacího zákona, ze kterého

je možné odvodit Kirchhoffův zákon, Stefanův-Boltzmannův zákon, Wienův zákon a Rayleighův-Jeansův zákon.

Zde se nebudeme zabývat odvozením Planckova vyzařovacího zákona, ale uvedeme pouze výsledný vztah popisující hustotu vyzařování v závislosti na vlnové délce a teplotě

$$M_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)}, \quad (1.7)$$

kde C_1 a C_2 jsou konstanty dané vztahy

$$C_1 = 2\pi c^2 h, \quad (1.8)$$

$$C_2 = hc/k. \quad (1.9)$$

1.7 Základy kvantové mechaniky

Jak již bylo zmíněno, kvantová mechanika vznikala současně s rozvojem poznání o skladbě atomů. My zde uvedeme jen základní postuláty, na kterých je založena. Nebudeme zde budovat rozsáhlý formalismus kvantové mechaniky.

1.7.1 Postuláty

1. Veškeré informace o stavu částice popsané kartézskými souřadnicemi x , y a z jsou obsaženy ve vlnové funkci $\psi(x, y, z)$. Druhá mocnina této funkce udává hustotu pravděpodobnosti w výskytu částice v místě (x, y, z)

$$w(x, y, z) = |\psi(x, y, z)|^2. \quad (1.10)$$

2. Každé měřitelné veličině je přiřazen lineární hermitovský operátor, jehož vlastní funkce tvoří úplný systém. Například v kartézské souřadnici x odpovídá operátor \hat{x} daný vztahem

$$\hat{x}\psi(x, y, z) = x\psi(x, y, z) \quad (1.11)$$

a kanonicky sdruženému impulsu p_x (hybnosti) odpovídá operátor \hat{p}_x podle vztahu

$$\hat{p}_x\psi(x, y, z) = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}\psi(x, y, z). \quad (1.12)$$

3. Jediné hodnoty, jichž může měřitelná fyzikální F veličina nabýt, jsou vlastní čísla operátoru \hat{F} přiřazeného této veličině. Je-li systém popsán vlnovou funkcí $\psi(x, y, z)$, pak výsledkem mnoha měření veličiny F je číslo

$$F = \langle \psi | \hat{F} \psi \rangle. \quad (1.13)$$

4. Měření fyzikální veličiny F s výsledkem F_i převádí systém do stavu ψ' , který je vlastním vektorem \hat{F} příslušející vlastnímu číslu F_i .
5. Je-li v čase $t = 0$ systém ve stavu ψ' , pak jeho vývoj v čase je popsán Schrödingerovou rovnicí

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{x}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(\vec{x}, t) \quad (1.14)$$

s počáteční podmínkou $\psi(\vec{x}, 0) = \psi'(\vec{x})$, kde \hat{H} je lineární hermitovský operátor. Pro systémy s klasickou analogií splývá \hat{H} s operátorem Hamiltonovy funkce.

Kapitola 2

Stavba atomu a elektronového obalu

Ve druhé polovině devatenáctého století došlo k rozvoji optické spektroskopie, kdy byla pozorována absorpční a emisní spektra různých materiálů (prvků) a to nejen v optické, ale i rentgenové oblasti. Ve spektrech byly pozorovány nápadné zákonitosti. Pro nalezení správného popisu elektronů v atomu mělo zásadní přínos spektrum nejjednoduššího atomu, tedy vodíku.

2.1 Bohrův model atomu vodíku

Na práce Rutherforda navázal N. Bohr, který se snažil překonat problémy planetárního modelu atomu pomocí „raných“ úvah kvantové mechaniky.

Bohr předpokládal stejně jako Rutherford, že v atomu je hmotné jádro s kladným nábojem a elektrony se pohybují kolem po určitých drahách. Bohrův atom je postaven na dvou hlavních postulátech:

1. Elektron obíhá kolem jádra po kruhové trajektorii a dostředivá síla je v rovnováze s elektrostatickou silou.

$$F_d = F_c. \quad (2.1)$$

2. Velikost momentu hybnosti elektronu L může nabývat pouze celistvých násobků redukované Planckovy konstanty \hbar , tedy

$$L = n\hbar. \quad (2.2)$$

Z těchto předpokladů pak snadno získáme rovnice

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{a^2}, \quad (2.3)$$

kde v je rychlost elektronu, a je poloměr trajektorie elektronu a

$$mva = n\hbar. \quad (2.4)$$

Pro poloměr pak získáme:

$$a = \frac{\varepsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2} n^2 \quad (2.5)$$

$$v = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 \hbar} \frac{1}{n} \quad (2.6)$$

Z výrazu (2.5) je zřejmé, že elektron se pohybuje po kruhových drahách o poloměru, který s n roste. Pro nás však bude zajímavější energie E_n elektronu na jednotlivých hladinách. Tu můžeme snadno spočítat a je

$$E_n = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a} = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2}. \quad (2.7)$$

Pro $n \rightarrow \infty$ se energie $E_n \rightarrow 0$. Záporná energie vyjadřuje skutečnost, že atom (proton a elektron) je stabilní soustava a k rozložení atomu na volný proton a elektron energii musíme dodat.

2.2 Kvantově mechanický model atomu vodíku

V kapitole 1.7 jsme se stručně zmínili o hlavních postulátech kvantové mechaniky. Nyní si představíme její využití pro řešení atomu vodíku.

Vývoj kvantově mechanického systému je dán řešením Schrödingerovy rovnice

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{x}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(\vec{x}, t), \quad (2.8)$$

kde \hat{H} je hamiltonián, operátor s obdobnou funkcí a významem jako Hamiltonova funkce v klasické mechanice (teoretické mechanice). Tedy hamiltonián \hat{H} vyjadřuje celkovou energii systému. V našem případě, kdy máme elektron, který se pohybuje v elektrickém poli bodového náboje (jádra), bude mít hamiltonián dva členy

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r}, \quad (2.9)$$

kde první člen vyjadřuje příspěvek kinetické energie elektronu a druhý člen je potenciální energie v poli kladně nabitého jádra. Celá rovnice má poté tvar

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{x}, t)}{\partial t} = \left(\frac{\hat{p}^2}{2m_e} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r} \right) \psi(\vec{x}, t). \quad (2.10)$$

Protože hamiltonián explicitně nezávisí na čase a navíc nás zajímá především spektrum problému, tedy možné energie, kterých systém může nabývat, můžeme řešit pouze nečasovou Schrödingerovu rovnici

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m_e} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \right) \psi(\vec{x}, t) = E\psi(\vec{x}, t). \quad (2.11)$$

Řešení nečasové Schrödingerovy rovnice není úplně snadné, proto se omezíme na některé hlavní výsledky řešení.

Elektron v atomu vodíku může nabývat energií E_n , kdy

$$E_n = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2}. \quad (2.12)$$

Pro každou hladinu n existuje n^2 nezávislých řešení, kdy každé takové řešení odpovídá jiné velikosti momentu hybnosti L a jinému průmětu momentu hybnosti l . Moment hybnosti (kterého může elektron v atomu vodíku nabývat) je dán jako

$$L^2 = l(l+1)\hbar^2, l = 0, 1, \dots, n-1. \quad (2.13)$$

A pro každé l může průmět momentu hybnosti L_z nabývat hodnot

$$L_z = m\hbar, m = -l, \dots, l. \quad (2.14)$$

Celkovou vlnovou funkci popisující orbitály (oběžné dráhy), na kterých se mohou elektrony vyskytovat, popisuje vlnová funkce $\psi_{nlm}(r, \theta, \phi)$, kde nlm jsou kvantová čísla a r, θ, ϕ jsou polární souřadnice. Funkce $\psi_{nlm}(r, \theta, \phi)$ může být rozepsána na

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (2.15)$$

Pomocí funkce $R_{nl}(r)$ pak můžeme vypočítat hustotu pravděpodobnosti výskytu elektronu $w(r)$ v závislosti na r jako

$$w(r) = R_{nl}^2 r^2. \quad (2.16)$$

Toto je jeden ze zajímavých výsledků. Vyjádříme-li tuto hustotu pravděpodobnosti pro funkci s $n = 1$, zjistíme, že tato pravděpodobnost pro $r = 0$ je nenulová, což znamená, že elektron se s určitou pravděpodobností může vyskytovat v jádře.

Srovnáme-li výsledky Bohrova modelu atomu vodíku s kvantově mechanickým řešením, zjistíme, že i přes velkou jednoduchost tohoto modelu dostáváme v zásadě shodné a správné závěry.

Kapitola 3

Atomy s více elektrony

Pro atomy s více elektrony je situace mnohem složitější než pro atom vodíku, neboť v hamiltoniánu atomu musíme zohlednit kinetickou energii všech elektronů

$$E_k = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_e}, \quad (3.1)$$

potenciální energii elektronů vůči jádru

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{Ne^2}{r_i} \quad (3.2)$$

a musíme přidat také vzájemnou interakční energii elektronů

$$E_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, i \neq j}^N \frac{1}{r_{ij}}, \quad (3.3)$$

kde r_i je poloha i -tého elektronu vůči jádru a r_{ij} je vzájemná poloha i -tého a j -tého elektronu vůči sobě. Vyřešení tohoto problému je velice komplikované a je nutné pro něj použít nějaké zjednodušení. Jednou z možných aproximací je jednoelektronová aproximace, kdy systém N vzájemně interagujících elektronů převedeme na systém N neinteragujících elektronů a celkovou vlnovou funkci $3N$ souřadnic vyjádříme ve tvaru

$$\psi(x_1, y_1, z_1, \dots, x_N, y_N, z_N) = \psi_1(x_1, y_1, z_1)\psi_1(x_2, y_2, z_2)\dots\psi_1(x_N, y_N, z_N). \quad (3.4)$$

3.1 Pauliho vylučovací princip, spin elektronu

Z absorpčních a emisních spekter a také na základě Stern-Gerlachova experimentu bylo vyvozeno, že elektron mimo svou hmotnost a elektrický náboj má ještě další

vlastnost, nese vlastní moment hybnosti, spin, označovaný jako s . Velikost spinu je

$$S^2 = \hbar^2 s (s + 1) \quad (3.5)$$

a průmět spinu do osy z

$$S_z = \hbar s, \quad (3.6)$$

kde spin elektronu $s = \frac{1}{2}$. Pro částice s polocelým spinem platí Pauliho vylučovací princip, který říká, že v systému částic s polocelým spinem (fermiony) nemohou být dvě částice popsány stejným souborem kvantových čísel. Pauliho vylučovací princip má zásadní vliv na obsazování hladin v atomech.

3.2 Kvantová čísla

V kapitole věnované atomu vodíku jsme vysvětlili, jakými kvantovými čísly můžeme stav elektronu v atomu vodíku popsat. Stejná kvantová čísla použijeme i pro popis obsazování jednotlivých stavů elektrony i v dalších atomech. Jako všechny systémy i atomy se snaží minimalizovat svoji energii. O atomu, který má minimální možnou energii, říkáme, že je v základním stavu. O atomech s vyšší energií říkáme, že jsou v excitovaném stavu.

Na rozdíl od atomu vodíku, kde stavy s různým kvantovým číslem l a m měly stejnou energii (byly degenerované), u atomů s více elektrony stavy s různým kvantovým číslem l a m mohou mít různou energii. Vlivem interakce elektronů s dalšími elektrony a okolím dochází k sejmutí degenerace a rozštěpení degenerovaných hladin.

Ke kvantovým číslům n , l a m ještě přidáme kvantové číslo s popisující průmět spinu elektronu do osy z . s může nabývat pouze dvou hodnot, $s = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$.

3.3 Hundovo pravidlo

Důležitou otázkou je, jaké hladiny atomu jsou obsazeny v základním stavu. Na tuto otázku odpovídají empirická Hundova pravidla:

1. Realizuje se stav s maximálním S .
2. Při výskytu většího počtu takových stavů leží níže stav s maximálním L .

Prakticky se elektrony zaplňují tak, že se nejdříve zaplňují hladiny s nejnižším n a pak podle následného schématu:

$$\begin{array}{l} 1s^1 \boxed{1} \\ 1s^2 \boxed{1 \downarrow} \\ 2s^1 \boxed{1} \end{array}$$

$2s^2$	↑↓			
$2p^1$	↑			
$2p^2$	↑	↑		
$2p^3$	↑	↑		
$2p^4$	↑↓	↑	↑	
$2p^5$	↑↓	↑↓	↑	
$2p^6$	↑↓	↑↓	↑↓	

Pořadí jednotlivých hladin je 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 5d, 4f, 6p, 7s, 6d, 5f ...

Ovšem u některých prvků, například u 3d přechodových kovů, je toto pořadí narušeno a zůstávají nezaplněné vnitřní sloupky, což v konečném důsledku způsobuje existenci nenulového spinového momentu u těchto prvků.

Kapitola 4

Přechody mezi atomárními hladinami

Jedním z podstatných úspěchů fyziky na počátku dvacátého století bylo vysvětlení absorpčních a emisních spektrálních čar atomů, kdy při přechodu elektronu mezi energetickými hladinami v atomu, při excitaci i deexcitaci atomu, dochází k absorpci nebo emisi fotonu o energii E_f .

4.1 Spektra atomů

Ne všechny přechody jsou však možné. Přechody musí splňovat výběrová pravidla. Kvantově mechanický model požaduje, aby se při přechodech kvantové číslo měnilo o ± 1 a kvantové číslo m se může měnit o ± 1 nebo musí zůstat stejné. Matematicky tato pravidla zapíšeme jako

$$\Delta l = \pm 1 \tag{4.1}$$

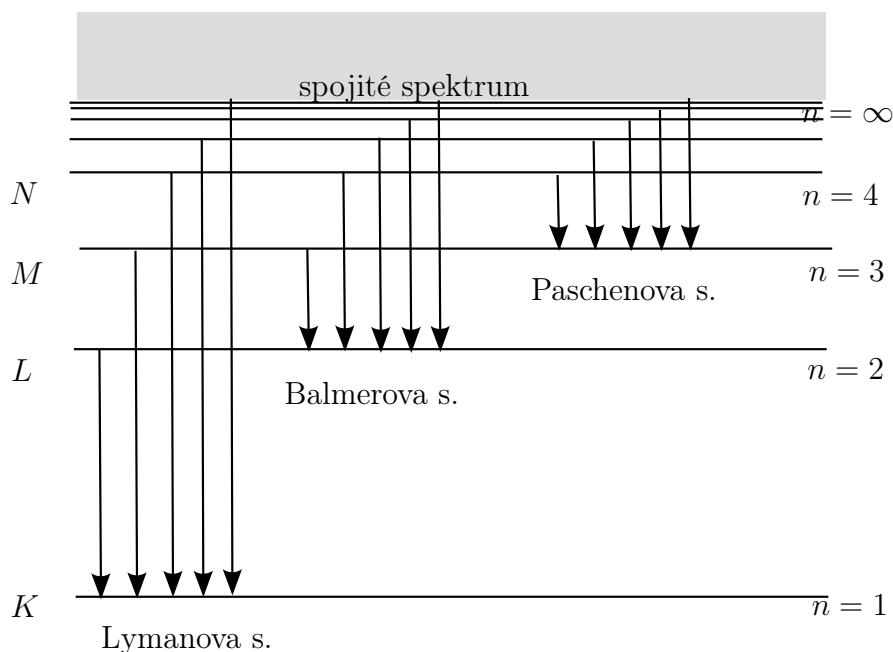
a

$$\Delta m = 0, \pm 1. \tag{4.2}$$

Ke každému přechodu však nedochází se stejnou pravděpodobností, a proto například v emisních spektrech můžeme pozorovat spektrální čáry o různé energii (vlnové délce) i intenzitě.

Emisní spektrální přechody (čáry) se rozdělují podle hladin, do kterých elektron přechází, na série (obr. 4.1), které se jmenují po jejich objevitelích Lymanova, Balmerova a Paschenova série.

Spektrální čáry se také označují podle hladin, mezi kterými přeskočil elektron. Přechody s koncovým stavem na hladině K, L, M, \dots se označují jako K, L, M čáry. Podle hladiny, ze které elektron přecházel, přidáváme označení řeckými písmeny.



Obr. 4.1: Přechody mezi atomárními hladinami.

Pro L máme označení α , pro M označení β atd... Zde je vhodné poznamenat, že u atomů, které mají rozštěpené hladiny L a M , potom u K a L čar pozorujeme jemnou strukturu, danou tímto štěpením a například K_α čára se nám štěpí na dvě čáry $K_{\alpha 1}$ a $K_{\alpha 2}$ s velice blízkou vlnovou délkou.

4.2 Atomy v elektrickém a magnetickém poli

Spektra atomů můžeme ovlivňovat prostřednictvím vnějších polí.

4.2.1 Zeemanův jev

Neboť elektron s orbitálním momentem popsaným kvantovými čísly l a m nese také elektrický náboj, můžeme atomu přiřadit magnetický moment M daný vztahem

$$M = \frac{e}{2m_e} L \quad (4.3)$$

a průmět do osy z je pak dán vztahem

$$M_z = \frac{e\hbar}{2m_e} m. \quad (4.4)$$

Uvažujme přechod z hladiny L do hladiny K , tedy K_α čáru. Za normálního stavu, kdy L hladina je degenerovaná, budeme pozorovat jednu spektrální čáru. Vložíme-li však atom do vnějšího magnetického pole, nastanou dva případy. Energie s elektronů zůstává nezměněná, neboť $l = 0$ a tedy i $M = 0$. Pro p elektrony s $l = 1$ a $m = -1, 0, 1$ dojde k posunu energie o ΔE podle vztahu

$$\Delta E = M_z B = \frac{e\hbar}{2m_e} m B, \quad (4.5)$$

kde B je magnetická indukce externího pole. Hladina je rozštěpena, a tedy ve spektru se objeví trojice čar, označovaná také jako Zeemanův multiplet.

4.2.2 Starkův jev

Obdobou Zeemanova jevu je Starkův jev, kdy ke štěpení nebo posunu ve spektrech atomů dochází vlivem působení elektrického pole.

Kapitola 5

Fyzika molekul

Mějme nyní systém dvou atomů vodíku. Čili soustavu dvou protonů (kladný náboj) a dvou elektronů (záporný náboj). Za určitých podmínek může dojít k takové konfiguraci elektronů, že mezi atomy bude působit přitažlivá síla. Současně ale bude mezi atomy působit také odpudivá síla krátkého dosahu. V takovém případě mohou atomy vytvořit rovnovážnou soustavu, ve které jsou od sebe jádra vzdálena na určitou vzdálenost. Soustavě vázaných atomů říkáme molekula a síle, která udržuje atomy u sebe, říkáme chemická vazba.

Vazby podle mechanismu silového působení rozdělujeme na iontové vazby, kovalentní vazby, kovovou vazbu, van der Waalsova vazbu a vodíkovou vazbu (vodíkový můstek).

5.1 Iontová vazba

Iontová vazba se vyskytuje například u alkalických halogenidů. Při jejím vzniku přechází elektron z atomu jednoho prvku na atom druhého prvku. Oba atomy se tak po výměně elektronu stávají ionty s kladným, respektive záporným nábojem. Ty jsou potom k sobě přitahovány coulombovskou silou. Kladné a záporné ionty se v krystalu střídají. Podstatným jevem charakteristickým pro iontovou vazbu je skutečnost, že elektrony jsou lokalizované těsně v okolí jader kladně i záporně nabitého iontu. Na spojnici mezi ionty je hustota elektronů v podstatě nulová. Důsledkem lokalizovanosti elektronů je například poměrně malá elektrická vodivost za pokojové teploty. Elektrická vodivost roste až se vzrůstem teploty a dominantním mechanismem vodivosti není elektronová vodivost, ale iontová vodivost, kdy za vyšší teploty snadněji dochází k pohybu celých iontů.

5.2 Kovalentní vazba

Kovalentní vazba je založena na sdílení elektronů dvěma sousedními atomy. Atomy jsou stále neutrální, a tedy nevznikají ionty. U této vazby na rozdíl od vazby iontové je na spojnici mezi atomy vysoká elektronová hustota. Nicméně elektrony jsou stále silně vázány s atomy, a tedy sloučeniny s kovalentní vazbou zpravidla vykazují nízkou elektrickou vodivost. Tato vazba je důsledkem výměnných sil (výměnné interakce). Příkladem kovalentně vázaných krystalů je například krystal C, Ge a Si. Kovalentně jsou také vázány atomy ve dvouatomových molekulách plynu, například N₂, O₂.

5.3 Van der Waalsova vazba

Van der Waalsova vazba se projevuje například u molekul vzácných plynů. Neutrální atom s uzavřenými elektronovými slupkami je celkově neutrální, ale projevuje se jako fluktuující elektrický dipól (střední hodnota elektrického dipólového momentu je nulová). Elektrické pole dipólu vzniklého fluktuací klesá se třetí mocninou vzdálenosti a současně elektrické pole dipólu indukuje vznik dipólového momentu u druhého atomu. Interakční energie E takto vázaných atomů je dána vztahem

$$E = -\frac{A}{r^6}, \quad (5.1)$$

kde A je míra silového působení. Při přiblížení atomů se začne projevovat repulze (odpuzování). Odpudivá síla je způsobena překrytím elektronových orbitalů a k interakční energii tedy musíme přidat ještě člen vyjadřující repulzní energii. Dostaneme tedy vztah

$$E = -\frac{A}{r^6} + \frac{B}{r^m}, \quad (5.2)$$

kde B je míra silového působení repulze a m je mocnitél vyjadřující závislost odpudivé síly na vzdálenosti.

5.4 Vodíková vazba

Atom vodíku, který je kovalentně vázán na jiný atom, předává elektron do vazebného páru. V případě, že se jedná o vazbu vodíku se silně elektronegativním prvkem, je vazebný pár elektronů lokalizován v určitém směru. Tím se ale jistým způsobem odhaluje kladně nabitě jádro, které pak může elektrostaticky interagovat s nevazebným elektronem okolních molekul. Tímto způsobem dochází ke vzniku slabé vazebné síly. Tato vazba může vzniknout jak mezi atomy v rámci jedné molekuly, tak i mezi dvěma molekulami. Neboť vodík je rozměrově malý atom, může vodíkovou vazbou k sobě vázat pouze jeden atom.

Vodíková vazba vzniká pouze u molekul se silně elektronegativním prvkem, jako je F, H nebo O.

5.5 Smíšený charakter vazeb

V některých sloučeninách a krystalech mohou být přítomné různé typy vazeb současně. Takovým příkladem může být například grafit, kde atomy uhlíku jsou k sobě vázány kovalentní vazbou a vytvářejí roviny. Jednotlivé roviny jsou k sobě vázány van der Waalsovou vazbou, která je podstatně slabší než vazba kovalentní. U některých sloučenin je obtížné charakter vazby určit.

Kapitola 6

Fyzika atomového jádra

V předchozích kapitolách bylo vyloženo, že látka se skládá z atomů, které mají vnitřní strukturu, atomový obal a jádro. Ovšem i u jádra je pozorována vnitřní struktura. Při různých experimentech bylo prokázáno, že jádro má poměrně složitou strukturu a v této kapitole vyložíme alespoň nejzákladnější charakteristiky atomových jader.

6.1 Nukleony

Jádra jsou složena ze dvou druhů částic: protonů a neutronů. Souhrnně bývají označovány jako nukleony.

6.1.1 Protony

Protony jsou částice o klidové hmotnosti $m_p = 1,007\,277$ u, nesou kladný náboj o velikosti jednoho elementárního náboje $q = 1,602\,189\,2(46) \cdot 10^{-19}$ C. Proton je také charakterizován, podobně jako elektron, spinem $s = \frac{1}{2}$. Poločíselný spin řadí proton mezi fermiony. Soubor protonů se musí řídit Pauliho vylučovacím principem a je popsán Fermiho-Diracovou statistikou. Protože proton je hmotná částice s nenulovým spinem, nese také magnetický moment (gyromagnetická částice) daný vztahem

$$\vec{\mu} = g\mu_j\vec{J}, \quad (6.1)$$

kde g je jaderný g -faktor, \vec{J} je spin a μ_j je jaderný magneton daný výrazem

$$\mu_j = \frac{e\hbar}{2m_p c}. \quad (6.2)$$

g -faktor protonu má hodnotu $g = 5,58$.

6.1.2 Neutrony

Obdobné vlastnosti jako proton má i neutron. Jeho hmotnost je velice blízká hmotnosti protonu, $m_n = 1.008\,664$ u. Má také spin $s = \frac{1}{2}$ a je tedy fermion. g -faktor neutronu má hodnotu $g = -3,82$. Podstatným rozdílem, jak již název napovídá, je elektrický náboj. Na rozdíl od protonu je neutron elektricky neutrální, a tedy nenesení žádný elektrický náboj. Této jeho vlastnosti je například využíváno v experimentech neutronového rozptylu, neboť neinteraguje elektrostaticky ani s obalem ani s jádrem. Díky svému magnetickému momentu ale interaguje magneticky, a proto je možné difrakcí neutronů zkoumat magnetickou strukturu látek.

6.2 Jaderné síly

Atomová jádra, jak ukázal Rutherfordův experiment, jsou velmi malá a mají zpravidla sférický nebo téměř sférický tvar. Jejich poloměr je úměrný nukleonovému číslu a přibližně ho můžeme vyjádřit jako

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (6.3)$$

kde A je počet nukleonů v jádře a $R_0 = 1,5 \cdot 10^{-15}$ m. Nukleony, které tvoří jádro, musí být drženy pohromadě poměrně silnou, avšak krátkodosahovou jadernou silou (jadernou interakcí nebo také silnou interakcí). Dosah jaderné síly je menší než $1,5 \cdot 10^{-15}$ m. Každý nukleon může jadernou interakcí interagovat pouze s malým počtem nukleonů. Tento jev nazýváme nasycením jaderné interakce.

Jaderné síly lze odvodit z potenciálu jaderné interakce. Tento potenciál však není přesně znám a je předmětem zkoumání. Předpokládá se, že jaderná interakce mezi dvěma nukleony je zprostředkovávána přenosem částice, kterou si mezi sebou nukleony navzájem vyměňují. Pro popis chování jaderných sil je možné dobře využít Yukawův potenciál $U(r)$, kdy

$$U(r) = -g \frac{e^{-\frac{r}{\alpha}}}{r}. \quad (6.4)$$

Vyměňovaná částice byla nejdříve předpovězena a nazvána mezon a teprve později byla experimentálně pozorována. Její hmotnost je přibližně $250 m_e$, kde m_e je hmotnost elektronu.

6.3 Vlastnosti jader

Jádra jsou charakterizována svým poloměrem, ale především počtem nukleonů A a počtem protonů Z . Počet protonů určuje, kterému chemickému prvku náleží. Jeden

prvek může mít jádra o různých hmotnostech, může mít různé izotopy. Jádra se stejným počtem nukleonů se nazývají izobary.

Protony nejsou v jádře rozmístěny rovnoměrně, a proto u většiny jader můžeme pozorovat nějaký dipólový a kvadrupólový moment. Skutečností, že některá jádra mají nenulový elektrický kvadrupólový moment, využívá například jaderná kvadrupólová rezonance, jakožto experimentální metoda zkoumající elektronovou strukturu látek. V popisu vlastností protonů a neutronů jsme uvedli, že oba mají nenulový spin. Tyto spiny se v jádře podle pravidel o skládání momentu hybnosti skládají do výsledného spinu jádra.

Jádro je soustava fermionů (protonů a neutronů), které se nachází v různých energetických stavech (podobně jako elektrony v elektronovém obalu), nukleony mohou také mezi stavy přecházet, a tedy i jádro jako celek může přecházet mezi určitými stavy. Stav s nejnižší energií je základní stav a stavy s vyšší energií jsou excitované stavy.

6.3.1 Vazebná energie

Experimenty ukazují, že hmotnost jader je menší než součet hmotností jednotlivých nukleonů. Rozdíl hmotností je důsledkem silné vazby mezi nukleony, která drží jádro pohromadě. Abychom mohli jádro rozdělit, musíme dodat energii, která je podle Einsteinova vztahu

$$E = mc^2 \quad (6.5)$$

ekvivalentní rozdílu hmotnosti jádra a jednotlivých nukleonů. Tedy vazebná energie E_v je dána vztahem

$$E_v = c^2(M_j - Z m_p - (A - Z)m_n). \quad (6.6)$$

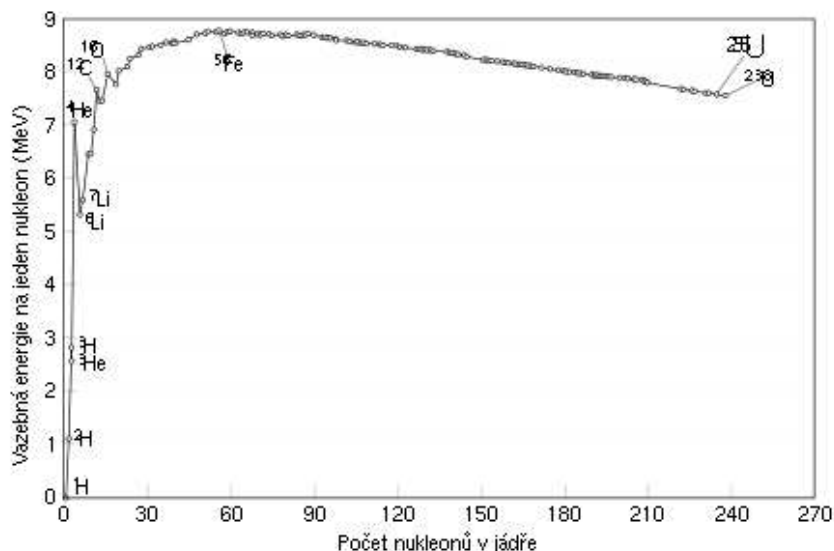
Vazebná energie je mírou stability jádra. Často bývá vazebná energie vztažená na jeden nukleon, tedy

$$E_n = \frac{E_v}{A}. \quad (6.7)$$

Na obr. 6.1 jsou vyneseny vazebné energie pro různá jádra v závislosti na jejich A . Z grafu je zřejmé, že mezi nejstabilnější jádra patří středně těžká jádra. A současně napovídá, že v jaderné energetice může být energie získána buď štěpením těžkých jader nebo fúzí lehkých jader.

6.4 Modely jader

Pro popis jader, jejich chování a vlastností používáme různá schémata nebo konstrukce, kterým říkáme modely. Ty jsou schopné některé vlastnosti vystihnout lépe, jiné hůře. V praxi je používána řada modelů. My zde představíme ty nejjednodušší.



Obr. 6.1: Vazebná energie jader pro různá jádra. Zdroj: http://cs.wikipedia.org/wiki/Soubor:Binding_energy_curve_-_common_isotopes-CZ.svg.

6.4.1 Kapkový model

Tento model nepočítá s vnitřním rozložením protonů a neutronů. Je založen na myšlence, že se jádro chová jako nestlačitelná kapalina a některé projevy jádra plynou z periodické změny tvaru „kapky“ jaderné kapaliny. Jedná se o velice jednoduchý model, který však umožňuje například popis štěpení jader.

6.4.2 Statistický model

Statistický model (nebo také Fermi-Diracův model) chápe nukleony v jádře jako nezávislé fermiony, které se pohybují v potenciálové jámě. Na základě statistické fyziky a zákonitostí chování částice v potenciálové jámě vychází pro nukleony diskrétní energetické hladiny, které jsou nukleony obsazovány. Kdy podle Pauliho vylučovacího principu nukleony zaplňují hladiny od nejnižší až po nejvyšší obsazenou (Fermiho) hladinu.

6.4.3 Slupkový model

Slupkový model byl konstruován s cílem vysvětlit mimořádnou stabilitu jader s „magickými čísly“ Z nebo N (počet neutronů) rovným některému číslu 2, 8, 28, 50, 82, 126. Slupkový model vychází z paralely mezi atomy a jádry, kdy atomy se zaplněnými

atomovými orbitaly (vzácné plyny) jsou kompaktní a chemicky netečné. Po řadě ne-
úspěchů byl konečně v roce 1949 zformulován model schopný vysvětlit mimořádné
vlastnosti „magických“ jader.

Kapitola 7

Přeměny atomového jádra, radioaktivita

Na konci 19. století zjistil Becquerel, že uranové soli, ale i radium nebo polonium vysílají nějaké neviditelné záření. Dále bylo zjištěno, že toto záření není možné ovlivnit vnějšími poli a ani jiným fyzikálním ani chemickým působením. Tento jev je nazýván radioaktivitou.

Jedná se o samovolné přecházení jednoho jádra na jiné jádro za současné emise záření. Jádro při radioaktivní přeměně snižuje svou energii, která je uvolněna formou záření. Vzniklé jádro může být stabilní a dále se už nerozpadat, může však také být nestabilní a dále se radioaktivními přeměnami měnit.

Byly pozorovány tři druhy radioaktivního záření, která jsou označována jako záření α , β a γ . U záření α se jedná o proud jader helia (částic α), které jsou emitovány jádrem. Schematicky přeměnu α můžeme zapsat jako



Typicky se energie emitovaných α částic pohybuje v rozmezí 3-6 MeV a mezi jádra podléhající přeměně α patří například ${}^{241}\text{Am}$.

Druhým typem záření emitovaného při radioaktivních přechodech je záření β , což je proud elektronů (β^-) nebo pozitronů (β^+) vycházející z jádra. Záření β^+ bylo pozorováno jen u uměle vytvořených látek. Schematicky můžeme přeměnu β zapsat jako



nebo



Při přeměně β^- dochází k přeměně neutronu na proton a elektron a při přeměně β^+ dochází k přeměně protonu na pozitron a neutron.

Záření γ je elektromagnetické záření o velké energii, které vzniká při přechodu jádra z energeticky vzbuzeného stavu do stavu s nižší energií. Schéma tohoto přechodu je



tedy nedochází ke změně jádra na jiné jádro, ale pouze k uvolnění energie formou fotonu elektromagnetického záření.

Mezi radioaktivní procesy můžeme zařadit také elektronový záchyt, kdy jádro zachytí elektron z s -orbitalu (neboť má nenulovou pravděpodobnost výskytu v jádře) a ten se podle schématu



kde ν_e je elektronové neutrino (jedna z elementárních částic), mění na proton. Celkové schéma je pak



7.1 Přeměnový zákon

Při pečlivém studiu radioaktivních přeměn bylo pozorováno, že poměr počtu částic na začátku $N(t)$ a na konci $N(t + \Delta t)$ nějakého časového intervalu Δt je konstantní

$$\frac{N(t + \Delta t)}{N(t)} = k. \quad (7.7)$$

Radioaktivní přeměny mají statistický charakter, a proto nemůžeme s jistotou určit, které konkrétní jádro se rozpadne. Můžeme určit pouze aktivitu R , tedy počet jader, které se rozpadnou za jednotku času

$$R(t) = -\frac{dN}{dt}. \quad (7.8)$$

Z rovnic (7.7) a (7.8) je zřejmé, že

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N(t), \quad (7.9)$$

kde λ je přeměnová (rozpadová) konstanta, což je veličina charakteristická pro daný přeměnový proces konkrétního daného jádra.

Vyřešíme-li tuto diferenciální rovnici, pak pro závislost počtu nerozpadlých jader na čase získáme vztah

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}. \quad (7.10)$$

Aktivitu R pak můžeme snadno vyjádřit jako

$$R(t) = R(0)e^{-\lambda t}. \quad (7.11)$$

V praxi se často setkáme s tím, že jádra jsou charakterizována poločasem přeměny τ , který je s přeměnovou konstantou svázán vztahem

$$\lambda = \ln(2)/\tau. \quad (7.12)$$

Radioaktivita našla široké využití ve fyzikálních experimentech, kdy radioaktivní nuklidy jsou často používány jako zdroj záření pro studium různých jevů. Další uplatnění našla radioaktivita v medicíně, kde radioaktivní záření je využíváno k léčbě především nádorových onemocnění. Dále jsou radioaktivní nuklidy využívány v diagnostických metodách ke stanovení například rozložení jodu ve štítné žláze, ukládání vápníku v kostech a podobně. Tyto metody jsou založeny na tom, že do těla je různým způsobem dodána radioaktivní látka a její šíření v těle je pak sledováno za pomoci záření, které tato látka emituje.

Jedním z důležitých využití radioaktivity je metoda radioaktivního datování. Ta je založena na tom, že během stárnutí nějakého objektu, obsahujícího nějaký radioaktivní izotop, se mění (snižuje) jeho aktivita. Má-li daný izotop poločas rozpadu srovnatelný se stářím, můžeme na základě srovnání aktivity starého vzorku a nějakého referenčního vzorku vypočítat jeho stáří. Tato metoda se používá například pro určení stáří hornin nebo fosilií, případně archeologických nálezů.

Kapitola 8

Jaderné reakce

Jadernými reakcemi rozumíme takové procesy, při kterých dochází ke vzájemné interakci dvou a více jader za současného přerozdělení nukleonů v jádrech. Aby mohlo dojít k interakci dvou jader, musí se tato jádra k sobě přiblížit na takovou vzdálenost, aby mezi nimi začaly působit jaderné síly. To je často realizováno tak, že jednomu jádru nebo částici (proton, neutron) dodáme kinetickou energii a necháme dopadat na terčik, který obsahuje další jádra, která se reakce účastní.

Podle toho, jakým způsobem interakce jader probíhá, můžeme jaderné reakce rozdělit na několik typů:

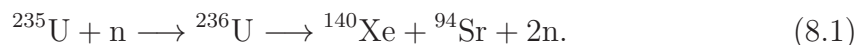
1. Pružný rozptyl – nedochází k přeměně jader, ale pouze k přerozdělení kinetické energie.
2. Nepružný rozptyl – nedochází k přeměně jader, ale kinetická energie soustavy klesne na úkor excitace jader.
3. Reakce, u kterých dojde k přeměně jader. Reakce může proběhnout změnou jednoho jádra na druhé nebo rozštěpením jádra na dvě jádra menší, nebo roztržštěním jádra na větší počet lehčích jader.

Při procesech, kdy dochází ke změně jader, musí být splněny určité podmínky, aby mohlo k takové přeměně dojít. Těmto podmínkám říkáme zákony zachování. Ve fyzice se často setkáváme se zákonem zachování hybnosti a energie, ty musí být splněny i zde. Navíc musí platit zákon zachování náboje a počtu nukleonů.

8.1 Štěpné reakce

Asi nejznámější jadernou reakcí je štěpení ^{235}U , neboť právě této štěpné reakce je často využíváno v jaderné energetice, ale i ke konstrukci jaderných zbraní.

Tato reakce probíhá podle schématu



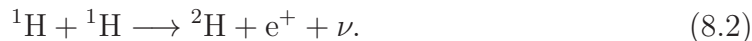
Energie uvolněná při tomto procesu je přibližně 200 MeV. Uvolněná energie v jaderných reaktorech ohřívá přes tepelný výměník vodu, která se odpařuje a v turbíně generuje elektrickou energii.

8.2 Jaderná fúze

Dalším procesem, který má velký potenciál pro energetiku, je jaderná fúze. Jedná se o jadernou reakci, při které jsou dvě lehčí jádra sloučena do jednoho těžšího jádra za současného uvolnění značné energie. Aby mohlo k jaderné fúzi dojít, musí se dvě lehká jádra dostat k sobě tak blízko, aby mohla jádra interagovat silnou jadernou interakcí. V tom jim však brání coulombovský potenciál, neboť jádra mají shodný náboj. Jedním ze způsobů, jak docílit přiblížení jader na dostatečně malou vzdálenost, je ohřev látky na dostatečně vysokou teplotu. Při těchto teplotách se látka stává plazmou a jádra se pohybují podobně jako plyn a jejich rychlost a tedy i kinetická energie je úměrná jejich teplotě. Při dostatečně vysoké teplotě se mohou jádra, při chaotickém pohybu, k sobě dostatečně přiblížit, aby došlo k jaderné reakci - jaderné fúzi.

Velkým technologickým problémem ovšem je, jakým způsobem udržet plazmu dostatečně hustou, aby mohlo dojít ke srážkám jader a současně, aby nepoškodila celá zařízení, neboť při tak vysokých teplotách se běžné materiály taví.

Dalším příkladem termojaderné fúze je termojaderná reakce, která probíhá v nitru hvězd. Tato reakce je označována jako proton-protonový řetězec a začíná srážkou dvou protonů za vzniku deuteronu, pozitronu a neutrina



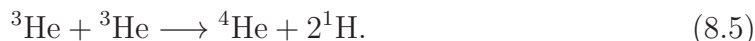
Positron anihiluje s elektronem přítomným v plazmatu a vzniknou dva fotony záření γ



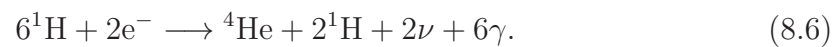
Jádro ${}^2\text{H}$ interaguje s dalším ${}^1\text{H}$ za vzniku ${}^3\text{He}$ a fotonu γ



Dvě takto vniklá jádra pak mohou vytvořit jádro ${}^4\text{He}$ podle schématu



Zjednodušeně můžeme proton-protonový řetězec zapsat jako



Výtěžek celého proton-protonového cyklu spočteme z hmotnostního úbytku a činí 26,72 MeV.

Kapitola 9

Aplikace jaderné fyziky

V této kapitole velice stručně představíme různé využití poznatků jaderné fyziky a jaderného výzkumu. Na začátek uvedeme již zmíněnou metodu radioaktivního datování, která je přínosná pro geology, kdy je možné určovat stáří horniny nebo pro historiky a paleontology, kdy je možné určovat stáří fosílií nebo například stáří kosterních pozůstatků, tábořišť a podobně.

9.1 Experimentální metody

Důležité využití našly poznatky jaderného výzkumu v experimentálních metodách fyziky, kdy například z chování jader můžeme usuzovat na uspořádání elektronů v různých látkách. Těmto metodám můžeme souhrně říkat jaderné metody a patří mezi ně jaderná magnetická rezonance, Mössbauerova spektroskopie a μ spinová rezonance. My zde blíže představíme první dvě.

9.1.1 Jaderná magnetická rezonance

Vložíme-li částici s nenulovým magnetickým momentem $\vec{\mu}$ do stacionárního magnetického pole \vec{B}_0 , je energie dána hamiltoniánem H

$$H = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0. \quad (9.1)$$

Vztah (9.1) můžeme přepsat do tvaru

$$H = -\gamma \hbar \vec{J} \cdot \vec{B}_0, \quad (9.2)$$

kde γ je gyromagnetický poměr uvažované částice, \hbar je redukovaná Planckova konstanta a \vec{J} je operátor momentu hybnosti.

Vztah (9.2) lze, bez újmy na obecnosti, zjednodušit tím, že uvažujeme magnetické pole orientované do směru osy z zvolené soustavy souřadné. Statické pole \vec{B}_0 má tedy tvar $\vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$. Zjednodušený hamiltonián má poté tvar

$$H = -\gamma\hbar J_z B_0, \quad (9.3)$$

kde J_z je operátor průmětu momentu hybnosti částice do osy z . Řešením stacionární Schrödingerovy rovnice

$$H\psi = E\psi \quad (9.4)$$

jsou ekvidistantní energetické hladiny E_m , které jsou nazývány Zeemanův multiplet,

$$E_m = -\gamma\hbar B_0 m. \quad (9.5)$$

Veličina m je magnetické kvantové číslo nabývající $2l+1$ hodnot v intervalu $\langle -l, \dots, l \rangle$. Přechody mezi hladinami Zeemanova multipletu lze indukovat vysokofrekvenčním magnetickým polem \vec{B}_1 kolmým na statické pole \vec{B}_0 . Pravděpodobnost přechodu mezi hladinami $\langle m \rangle$ a $\langle m' \rangle$ je úměrná kvadrátu maticového elementu poruchového hamiltoniánu H_1 ($H_1 \sim I^+ + I^-$)

$$P_{mm'} \sim |\langle m | H_1 | m' \rangle|^2. \quad (9.6)$$

Ve spektru se objeví příslušná spektální linie, pouze pokud je splněno

$$\langle m | H_1 | m \rangle \neq 0, \quad (9.7)$$

což nastává pro $m' = m \pm 1$. Přechody mezi jednotlivými hladinami jsou spojeny s absorpcí nebo emisí kvanta energie ΔE , viz obr. (9.1)

$$\Delta E = |\gamma|\hbar B_0 = \hbar\omega_0. \quad (9.8)$$

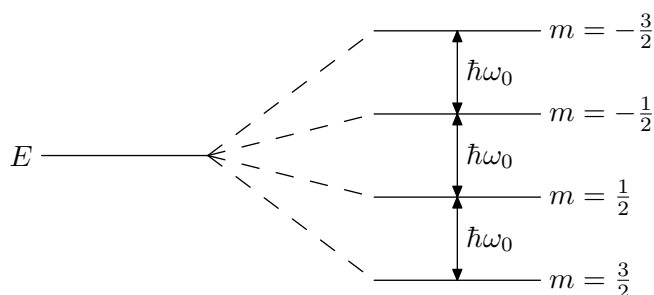
Ze vztahu (9.8) plyne podmínka pro frekvenci ω_0 vysokofrekvenčního pole \vec{B}_1

$$\omega_0 = |\gamma||B_0|. \quad (9.9)$$

Tento jev, kdy střídavým polem indukujeme přechody mezi hladinami Zeemanova multipletu, nazýváme magnetickou rezonancí. Jsou-li sledované částice atomová jádra, pak o tomto jevu mluvíme jako o nukleární magnetické rezonanci (NMR). Veličinu ω_0 nazýváme Larmorovou frekvencí.

9.1.2 Zobrazování pomocí jaderné magnetické rezonance

Jev magnetické rezonance nalezl důležité využití také v lékařství, kdy se tohoto jevu používá k diagnostice. Tato technika bývá označována výrazem magnetická rezonance (MR), nebo také NMRI z anglického Nuclear Magnetic Resonance Imaging.



Obr. 9.1: Zeemanův multiplet. Štěpení energetických hladin jádra se spinem $I = \frac{3}{2}$ v magnetickém poli B_0 .

Princip této metody spočívá v tom, že různé tkáně lidského těla mají různé vlastnosti. Například různou hustotu vodíku. V měkkých tkáních je vodíku víc, zatímco v kostech je ho méně. Kontrast pak vzniká na základě různé intenzity signálu z různých tkání. Dalším důležitým bodem této techniky je to, že aplikujeme-li na pacienta gradientní pole, v různých místech mají jádra vodíku různou Larmorovu frekvenci. Každému bodu v těle pak přísluší jiná frekvence jader a na jejím základě můžeme dekodovat bod, ze kterého signál pochází. Příklad snímku vzniklého touto technikou je na obr. 9.2.



Obr. 9.2: Snímek NMRI. Zdroj: <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>.

9.1.3 Mössbauerova spektroskopie

Při přechodech mezi jednotlivými stacionárními stavy jádra dochází k vyzáření nebo pohlcení fotonu. Při procesu absorpce nebo emise fotonu jádrem musí platit zákony zachování energie, hybnosti a momentu hybnosti.

Uvažujme jádro s nulovou rychlostí v prvním excitovaném stavu. Toto jádro následně spontánní deexcitací přejde do základního stavu za současného vyzáření fotonu. Každý foton má nenulovou hybnost a zároveň pro celou studovanou soustavu (jádro

a foton) musí platit zákon zachování hybnosti, tedy celkový součet hybnosti soustavy po vyzáření musí být nulový (nulová rychlost jádra před deexcitací). Aby byl splněn zákon zachování hybnosti, musí jádro po deexcitaci mít hybnost stejné velikosti jako vyzářený foton, ale opačného směru. Dojde k takzvanému zpětnému rázu.

Jinak bude vypadat situace v látce, například v krystalu, kde jsou jádra pevně vázána v určitých krystalografických pozicích. Při vyzáření fotonu vázaným jádrem musí také platit zákon zachování hybnosti. Zpětný ráz jádra v krystalu však vede ke generaci kmitu mříže (fononu). Ne vždy však může být fonon o dané hybnosti generován (fononové spektrum neumožňuje vybuzení takového fononu) a tehdy zpětný ráz získává krystal jako celek. Tento jev se nazývá bezodrazová emise záření nebo také Mössbauerův jev a to podle německého fyzika Rudolfa Mössbauera, který tento jev poprvé popsal. Analogicky k bezodrazové emisi fotonu známe také jev bezodrazové absorpce.

Mössbauerova spektroskopie stejně jako NMR umožňuje studium elektronových struktur. Především je schopna detekovat různý valenční stav atomů, různou lokální symetrii okolí rezonujícího iontu a také magnetické uspořádání v látce.

Další podrobnosti je možné se dočíst ve speciálních publikacích věnovaných Mössbauerově spektroskopii, například v [Gons1975], [Gerd1985], [Sedl1977] a mnoha dalších.

Kapitola 10

Urychlovače částic

Historie vývoje poznání skladby jader je úzce spojena s konstrukcí a stavbou různých urychlovačů částic, kdy různé elementární částice urychlené na různé energie byly používány jako projektily pro studium struktury jader. Později byly sráženy svazky částic urychlených na rychlosti, které se blížily rychlosti světla.

Princip urychlení částic je velice jednoduchý a s výjimkou betatronu je založen na průchodu nabitě částice elektrickým polem, které částici dodá energii a zvýší její rychlost. Energie E dodaná částici je dána vztahem

$$E = qU, \tag{10.1}$$

kde q je náboj urychlované částice a U je rozdíl potenciálu, kterým prochází.

Konstrukčně však tento úkol zcela snadný není a zařízení schopná urychlit částici na dostatečně vysokou energii, která je nutná pro experimenty jaderné fyziky, jsou velice složitá a drahá. Obecně se při urychlování může částice pohybovat buď po přímce nebo po kruhové dráze.

10.1 Lineární urychlovač

V lineárním urychlovači jsou elektrony urychlovány za sebou jdoucí soustavou elektrod připojených na zdroj vysokého napětí. Toto napětí může být statické nebo vysokofrekvenční, kdy frekvence napětí a umístění elektrod musí být voleno vhodným způsobem tak, aby částice přišly do štěrbin mezi elektrodami právě ve chvíli maximálního napětí. Nevýhodou lineárního urychlovače je to, že k urychlení částic na finální energii musí dojít během jednoho průchodu urychlovacími elektrodami.

10.2 Kruhové urychlovače částic

U kruhových urychlovačů se částice pohybují po kruhové dráze, na které je částice držena působením magnetického pole o indukci B . Síla dostředivá F_d

$$F_d = \frac{mv^2}{r} \quad (10.2)$$

musí být rovna Lorentzově síle magnetického pole F_L

$$F_L = qBr. \quad (10.3)$$

10.2.1 Betatron

V betatronu se elektrony pohybují v evakuovaném prstenci a jsou urychlovány díky elektromagnetické indukci. Při pohybu elektronu v magnetickém poli je vytvářeno elektrické pole, které urychluje částici. Magnetický tok Φ vektoru \vec{B} plochou ohraničenou trajektorií částice budí elektrické pole

$$\oint E ds = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (10.4)$$

Změna hybnosti částice je dána vztahem

$$\frac{dp}{dt} = -eE = \frac{e}{2\pi r} \frac{d\Phi}{dt}, \quad (10.5)$$

kde

$$\Phi = \bar{B}\pi r^2, \quad (10.6)$$

kde \bar{B} je střední hodnota magnetického pole a r je poloměr trajektorie. Nakonec získáme rovnici

$$\frac{dp}{dt} = \frac{er}{2} \frac{d\bar{B}}{dt}. \quad (10.7)$$

K urychlování tedy dochází při změně velikosti magnetického pole v čase. To lze snadno realizovat tak, že magnetické pole vytvoříme solenoidem. Do jádra solenoidu vložíme trubici, kterou prochází částice a velikost magnetického pole měníme změnou napětí na solenoidu.

10.2.2 Cyklotron

U cyklotronu je částice držena na kruhové dráze stálým, časově neproměnným magnetickým polem a na této kruhové dráze částice prochází cyklicky štěrbinou, ve které je elektrickým polem částice urychlována. Elektrické urychlovací pole je vysokofrekvenční a pro zajištění správné činnosti pole cyklotronu je nutné, aby pole mělo správnou frekvenci a fázi.

10.3 Synchrotrony a synchrotronové záření

Dalším z urychlovacích zařízení je synchrotron, jedná se také o kruhový urychlovač, ve kterém je urychlovací a zakřivovací pole vhodným způsobem synchronizováno, odtud také pochází název. V současnosti se pojmem synchrotron rozumí především velká vědecká infrastruktura, která je budována jako zdroj intenzivního širokospektrálního elektromagnetického záření, které se používá k nejrůznějším fyzikálním experimentům.

Synchrotron a synchrotronové záření se staly během posledních dvou desetiletí nenahraditelnými nástroji vědeckého zkoumání světa kolem nás. K získání nových poznatků jsou využívány širokou škálou oborů, například fyzikou, chemií, biologií, medicínou, ... Ve všech těchto oborech využití synchrotronového záření přineslo zcela nové poznatky a často se také otevřel nový směr výzkumu.

Synchrotrony první generace jsou nazývána zařízení, která byla primárně určena pro experimenty částicové fyziky a kde generace synchrotronového záření nebyla optimalizována pro získání intenzivního záření. Intenzita takového záření například v rentgenové oblasti byla přibližně pětikrát větší než u běžně používaných rentgenových lamp. Mezi taková zařízení patřily například urychlovače DORIS v Hamburku, CESR v Cornell High Energy Synchrotron Source (CHESS) nebo SPEAR ve Stanfordu.

Mezi synchrotrony druhé generace se řadí ta zařízení, která již ke generaci synchrotronového záření používala speciálně upravených dipólových, kvadrupólových nebo sextupólových magnetů. Intenzita emitovaného záření v porovnání se synchrotrony první generace byla asi dvojnásobná.

S rozvojem využití synchrotronového záření a se vzrůstem poptávky byly budovány synchrotronové urychlovače už ne za účelem experimentů částicové fyziky, ale jako zdroj intenzivního elektromagnetického záření pro nejrůznější fyzikální experimenty. Tyto synchrotrony se díky unikátním vlastnostem generovaného záření na konci 90. let staly důležitými centry základního a aplikovaného výzkumu. V těchto zařízeních ke generaci synchrotronového záření slouží speciálně zkonstruované zařízení skládající se z pole magnetů s opačnou orientací pólů, takzvané insertion devices, které se vkládají do přímých úseků akumulárního prstence. Tyto synchrotrony bývají označovány jako synchrotrony třetí generace a patří mezi ně například ESRF v Grenoblu, APS v Argonne National Laboratories nebo SPring-8 v Japonsku.

Vyzařování elektromagnetických vln nabitou částicí je důsledkem konečné rychlosti světla a s tím související konečné rychlosti šíření informace. Představme si nabitou částici pohybující se rovnoměrným přímočarým pohybem. Siločáry znázorňující působení elektrického pole kolem uvažované částice budou přímky kolmé k povrchu a končící v nekonečnu. Tyto siločáry budou pohyb tělesa kopírovat a budou se tedy také pohybovat rovnoměrným přímočarým pohybem. Uvažme nyní, že se toto těleso bude po jistou krátkou dobu pohybovat zrychleně, načež bude opět pokračovat

v rovnoměrném přímočarém pohybu. Siločáry, jež jsou výrazem prostorového rozložení náboje v prostoru, se musí s tělesem také pohybovat zrychleným pohybem. Co však bude vnímat pozorovatel sledující pohyb dané částice v určité vzdálenosti? K tomu signál o tom, že se částice začala pohybovat zrychleně, ještě v důsledku konečné rychlosti šíření světla (informace) nedoputoval. Siločáry zrychleně pohybující se částice míří kolmo k povrchu, zatímco siločáry daleko od částice stále míří do směru, kde by částice byla, kdyby se částice nezačala pohybovat zrychleně. Siločáry však musí být spojitě, a tedy mezi pozorovatelem a částicí musí být siločáry zakřiveny. Toto zakřivení se ve směru k pozorovateli šíří rychlostí světla a ve chvíli, kdy toto zakřivení dorazí k pozorovateli, pozorovatel pozná, že se nabitá částice pohybovala zrychleně. Toto zakřivení, které se šíří podél siločar rychlostí světla, je vlastně vyžářenou elektromagnetickou vlnou.

Části synchrotronu

Synchrotron jako zdroj elektromagnetického záření pro fyzikální experimenty se zpravidla skládá ze čtyř základních částí. První částí je lineární urychlovač (Linear ACcelerator), dalšími jsou BOOSTER, storage ring a můžeme k nim také přiřadit takzvané insertion devices (český výraz pro tato zařízení není používán).

- V LINACu (lineárním urychlovači) jsou elektrony urychleny elektrickým polem na určitou rychlost a poslány do BOOSTERu.
- BOOSTER je kruhový urychlovač částic, ve kterém jsou LINACem urychlené elektrony dále urychlovány na pracovní energii synchrotronu. Takto urychlené elektrony jsou přivedeny do akumulárního prstence.
- Akumulární prsteneček je hlavní prsteneček synchrotronu, ve kterém již elektrony nejsou dále urychlovány na vyšší energie, ale pouze krouží dokola po přibližně kruhové trajektorii. V akumulárním prstenci je však elektronům dodávána energie vyrovnávající energetické ztráty, ke kterým dochází během oběhu. Vyrovnávání energie probíhá tak, aby distribuce energií elektronů v akumulárním prstenci byla co nejmenší.
- Insertion devices jsou v podstatě součástí akumulárního prstence a jedná se o zařízení, v nichž je při průletu elektronů generováno synchrotronové záření.

Kapitola 11

Dozimetrie

Důležitou oblastí jaderné fyziky je ochrana před škodlivými účinky záření, které vzniká při jaderných procesech. Jak již bylo zmíněno, jedná se o záření s poměrně vysokou energií. Nás nyní bude zajímat především to, jak působí toto záření na živé tkáně a jak se proti účinkům můžeme chránit.

11.1 Účinky záření

Záření vzniklé při radioaktivních procesech, ale i záření, které vzniká při jaderných reakcích nebo ve zdrojích rentgenového záření, má poměrně vysokou energii a při průchodu živou tkání může na tuto tkáň negativně působit. Hlavním mechanismem tohoto působení je ionizace atomů v tkáni, která je následována chemickými a patologickými biologickými procesy, které mohou způsobit vážné zdravotní problémy ozářeného organismu. Souhrnně tato záření nazýváme ionizujícím zářením a mluvíme tedy o ochraně proti ionizujícímu záření.

V souvislosti s ochranou proti ionizujícímu záření definujeme několik fyzikálních veličin. První je pohlčená dávka PD a jedná se o energii pohlčenou jedním kilogramem živé tkáně. Její jednotkou v soustavě SI je gray (značka Gy)

$$1\text{Gy} = 1\text{J/kg}. \quad (11.1)$$

Krátkodobá pohlčená dávka 3 Gy zapříčiní smrt 50 % ozářené populace.

Protože různé druhy záření vyvolávají různé biologické účinky, zavádí se jednotka ekvivalentní dávka ED , která je definována jako součin pohlčené dávky a relativní biologické účinnosti RBE (relative biological effectiveness). Jednotkou ekvivalentní dávky je sievert (Sv). Přehled RBE faktorů pro různé druhy záření je uveden v tabulce 11.1.

druh záření	<i>RBE</i>
γ	1
β , $E > 30$ keV	1
β , $E < 30$ keV	1,7
rezonanční neutrony 0,5 eV – 1 keV	2,5
tepelné neutrony	3
neutrony se střední energií do 500 keV	8
rychlé neutrony do 10 MeV	10
protony a částice α	10–13
těžké ionty	20
odražená jádra a štěpné fragmenty	20

Tab. 11.1: *RBE* faktory pro různé druhy záření.

11.2 Legislativa

Práci se zdroji ionizujícího záření upravuje zákon č. 18/1997 Sb., takzvaný atomový zákon. Ten stanovuje povolené limity ozáření pro běžnou populaci a pracovníky, kteří pracují se zdroji ionizujícího záření a jadernou technikou. Určuje také osoby, které jsou oprávněny se zdroji ionizujícího záření a jadernou technikou nakládat. Na dodržování norem a podmínek práce s ionizujícím zářením dohlíží Státní úřad pro jadernou bezpečnost.

11.3 Ochrana před zářením

K překročení bezpečné dávky ozáření může dojít dvěma způsoby:

1. krátkodobým ozářením s vysokou intenzitou,
2. dlouhodobým vystavením záření s nízkou intenzitou.

K expozici lidského organismu ionizujícím zářením může dojít buď přímo ozářením z vnějšího zdroje nebo kontaminací organismu. Ta může být vnější (potřísnění kůže, rukou a podobně) nebo vnitřní, kdy je radioaktivní materiál vdechnut (plyn, prach) nebo polknut.

Před účinky ionizujícího záření je potřeba se chránit. Při práci se zdroji ionizujícího záření je nutné dodržovat bezpečnostní zásady a používat vhodné ochranné pomůcky, ochranný oděv, rukavice, ochranné brýle, štít... Při práci s radioaktivními materiály je zakázáno jíst a pít. Po práci je pak vhodné umýt si ruce.

Před účinky samotného záření ze zdroje se chráníme použitím štítu nebo stínění z vhodného materiálu. Není-li možné záření odstínit, zkracujeme dobu expozice or-

ganismu na minimum a také maximalizujeme vzdálenost od zářiče, neboť pohlcená dávka klesá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje záření.

Kapitola 12

Úvod do fyziky vysokých energií

Podle současného stavu poznání jsou látky kolem nás složeny z molekul a ty jsou složeny z atomů. Atomy mají svou vnitřní strukturu a jsou složeny z elektronů a jádra, které je složeno z protonů a neutronů. Elektronům, pozitronům, protonům, neutronům a fotonům souhrnně říkáme elementární částice. Tento název je však pouze historický, protože těchto „elementárních“ částic byly již objeveny stovky a navíc některé z nich mají vnitřní strukturu.

Částice můžeme uspořádat podle různých hledisek. Podle hmotnosti je dělíme na

- fotony (kvanta elektromagnetického pole),
- leptony (lehké částice), kam patří například elektrony, miony a neutrina,
- mesony (středně těžké částice), například piony,
- baryony (těžké částice), například protony a neutrony.

Mesony a baryony společně nazýváme hadrony.

Částice na sebe navzájem působí různými silami. Všechny síly nepůsobí mezi všemi částicemi a typické jsou také vzdálenosti, na které jednotlivé interakce působí. Působení síly je zpravidla zprostředkováno výměnou další částice. V současné době jsou známé čtyři typy interakcí:

1. Elektromagnetická interakce – působí mezi elektricky nabitými částicemi a silové působení je dáno Coulombovým zákonem.
2. Slabá interakce – působí mezi všemi částicemi, způsobuje pomalé rozpady částic.
3. Silná interakce – působí mezi hadrony a to pouze na malou vzdálenost (10^{-15} m). Je nábojově nezávislá a typickým projevem je interakce mezi nukleony v jádře nebo produkce částic při srážkách s vysokou energií.

Veličina	silná	elektromagnetická	slabá
energie E	ano	ano	ano
hybnost \vec{p}	ano	ano	ano
moment hybnosti \vec{J}	ano	ano	ano
elektrický náboj q	ano	ano	ano
baryonové číslo B	ano	ano	ano
leptonová čísla L	ano	ano	ano
nezávislost na inverzi času	ano	ano	ne
izospin I	ano	ne	ne
podivnost S	ano	ano	ne
parita P	ano	ano	ne
nábojové sdružení C	ano	ano	ne

Tab. 12.1: Platnost zákonů zachování

4. Gravitační interakce – působí mezi makroskopickými tělesy. Síla je vyjádřena Newtonovým gravitačním zákonem a v oblasti částicové fyziky se podle současných znalostí neuplatňuje.

Jednotlivé částice charakterizujeme pomocí řady fyzikálních veličin, z nichž některé jsou známé i z makrosvěta a některé jsou známé pouze ve světě elementárních částic. Těmito vlastnostmi jsou například:

- klidová hmotnost,
- elektrický náboj,
- spin (vlastní moment hybnosti),
- izospin,
- baryonové číslo,
- podivnost.

Při různých procesech (srážkách částic, rozpadech částic atd.) jsou podle typu působící interakce některé fyzikální veličiny zachovány. Pro všechny procesy platí jedenáct zákonů zachování, z nichž sedm platí vždy a čtyři jen v určitých procesech, viz tabulka 12.1.

vlastnost	u	d	s	c	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}	\bar{c}
baryonové číslo B	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
náboj Q	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$
hypernáboj Y	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
podivnost S	0	0	-1	0	0	0	1	0
izospin I	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0
složka I_z	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0
spin J	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
půvab C	0	0	0	1	0	0	0	-1

Tab. 12.2: Vlastnosti kvarků

12.1 Kvarkový model

Při srážkových experimentech byla pozorována určitá struktura některých baryonů (protonů) a na základě určité symetrie mezi částicemi byl formulován takzvaný kvarkový model. Gell-Mann a Zweig v tomto modelu navrhli, že všechny hadrony se skládají z hypotetických částic, tyto částice jsou označovány jako kvarky. Existují čtyři kvarky u , d , s , c a čtyři antikvarky \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} , \bar{c} a každý meson je složen z páru kvark-antikvark a každý baryon je složen ze tří kvarků nebo tří antikvarků. Kvarky mají tu zajímavou vlastnost, že nesou třetinový nebo dvoutřetinový elektrický náboj. Ostatní vlastnosti jsou uvedeny v tabulce 12.2. Zde je několik příkladů hadronů a jejich složení z kvarků:

- proton p : uud
- pion π^+ : $u\bar{d}$
- kaon K^0 : $d\bar{s}$

12.2 Základní částice pole

Interakce mezi částicemi popisujeme fyzikálním polem (gravitační, elektrické, elektromagnetické). Tato pole jsou v kvantové mechanice popsána pomocí kvant pole, kterým přiřazujeme částicové vlastnosti. Silové působení potom můžeme vysvětlit jako výměnu virtuálních kvant pole, neboli zprostředkujících částic.

Pro elektromagnetickou interakci jsou těmito zprostředkujícími (intermediálními) částicemi nehmotné fotony. Pro slabou interakci jsou těmito zprostředkujícími částicemi intermeiální bosony W^+ , W^- , a Z^0 . Tyto bosony byly předpovězeny v rámci teorie sjednocení elektomagnetické a slabé interakce. Jejich hmotnost je velmi vysoká (například W^\pm mají hmotnost srovnatelnou s hmotností rubidia). Tyto bosony byly

experimentálně potvrzeny ve velkých srážkových experimentech v CERNu. Částice W^\pm byly identifikovány prostřednictvím rozpadu na elektron a neutrino a částice Z podle rozpadu na pozitron-elektronový pár nebo mionový-antimionový pár.

Silná interakce je zprostředkována gluony. Těmi rozumíme virtuální částici, kterou si vyměňují dva kvarky. Poslední, a nejslabší, je gravitační interakce, které je zprostředkována výměnou gravitonu, ovšem tato částice doposud nebyla experimentálně prokázána.

12.3 Unitární teorie

Unitární nebo také sjednocující teorií ve fyzice rozumíme teorii, která sjednotí popisy různých interakcí a stavby hmoty. První takovou teorií byla teorie elektromagnetického pole, který sjednocoval popis elektrické a magnetické interakce v elektromagnetickou interakci. Dalším krokem sjednocení byla teorie elektroslabé interakce, které sjednotila, jak už sám název napovídá elektromagnetickou a slabou interakci.

V současnosti panuje názor, že všechny interakce jsou dány tzv. lokálně kalibračními symetriemi. Jedná se v podstatě o spojení zákona zachování určité veličiny fyzikální s určitou symetrií (např. časoprostorová symetrie). Slabé interakci byla přiřazena symetrie označovaná jako $SU(2)$ a elektromagnetické interakci symetrie $U(1)$. V roce 1968 se fyzikům Sheldon Lee Glashowovi, Stevenu Weinbergovi a Abdus Salamovi podařilo spojit tyto dvě symetrie do symetrie $SU(2) \times SU(1)$. Výsledkem tohoto sjednocení byla teorie elektroslabé interakce, která je nazvána podle jejich objevitelů jako GWS teorie. Velkým problémem však byla skutečnost, že tato symetrie předpovídá nulovou hmotnost intermediálních bosonů, zatímco fyzikální experimenty prokázaly jejich nenulovou hmotnost. Tento nesoulad byl překonán pomocí Higgsova mechanismu, který předpokládá spontánní narušení symetrie $SU(2) \times SU(1)$ Higgsovým skalárním polem jehož nositelem je Higgsův boson H^0 . Jedná se o částici, která bývá v médiích někdy označována jako božská nebo boží částice. Experimentální potvrzení existence Higgsůva bosonu H^0 by také potvrdilo platnost teorie elektroslabé interakce. Za účelem nalezení Higgsova bosonu bylo již zkonstruováno několik velkých experimentálních zařízení (ATLAS, LEP). Nejnovější výsledky (začátek roku 2012) z experimentů na urychlovači LHC ukazují, že s velkou pravděpodobností byla prokázána existence Higgsova bosonu. Klidová energie tohoto bosonu se předpokládá přibližně $m_{H^0} = 126$ GeV.

Další teorií na cestě sjednocování interakcí by měla být teorie velkého sjednocení (Grand Unified Theory (GUT)). Tato teorie by měla sjednotit elektroslabou a silnou interakci. Z matematického hlediska se jedná o hledání symetrie, která by vykazovala symetrii všech uvažovaných interakcí současně.

Poslední teorií je teorie všeho (theory of Everything (TOE)), která by měla sjednotit všechny čtyři typy interakcí. Největším úskalím této teorie je nutnost sjednotit

s ostatními interakci gravitační, která se svým charakterem od zbývajících tří výrazně liší a především tím, že působí na všechny objekty. Její odlišnost tkví také v tom, že pro její popis pomocí obecné teorie relativity je použito zcela jiné matematické konstrukce. Sjednocení interakcí tedy znamená sjednocení obecné relativity a kvantové mechaniky. Jednou z možností, které je v současnosti rozpracovávána je například teorie strun.

Kapitola 13

Kosmické záření

Kosmické záření je tvořeno nabitými a neutrálními částicemi a zářením γ , které přichází z okolního vesmíru a dopadá do atmosféry. Toto záření dělíme na primární a sekundární. Primární záření dopadá na atmosféru z okolního vesmíru a je tvořeno vysoce energetickými jádry. Relativní zastoupení těchto jader odpovídá zastoupení ve vesmíru. Nejtěžší detekované jádro bylo jádro železa. Nejčastější jsou protony a částice α .

Intenzita kosmického záření je velice malá, v oblasti energii 10^9 – 10^{10} eV dopadá na atmosféru asi 1 částice na cm^2/s . Primární záření při průchodu atmosférou ztrácí svou energii interakcí s jádry atomů vzduchu. Při této interakci dojde k mnohonásobné produkci mezonu π a případně ještě dalších částic.

Částice vzniklé při interakci primárního kosmického záření s atmosférou tvoří sekundární kosmické záření, obr. 13.1. To je tvořeno:

- sekundárními hadrony, které při dalších interakcích tvoří mesony π ,
- pomalými protony,
- neutrony zpomalenými srážkami s jádry, ty jsou dále absorbovány jádry dusíku při reakci, kdy vznikají jádra $^{14}_6\text{C}$,
- miony, které vzniknou při rozpadu pionu,
- γ fotony, které při interakci s atmosférou vytvářejí páry e^+ , e^- , které dále anihilují. Tento proces se opakuje a vzniká elektrono-fotonovou kaskádou.

Literatura

- [Abra1961] A. Abragam, *The principles of nuclear magnetism*, Oxford Clarendon Press 1961, Oxford.
- [Beis1975] A. Beiser, *Úvod do moderní fyziky*, Academia 1975, Praha.
- [Gerd1985] E. Gerdau, R. Rüffer, H. Winkler, W. Tolksdorf, C. P. Klages, J. P. Hannon, *Nuclear bragg diffraction of synchrotron radiation in yttrium iron garnet*, *Physical Review Letters*, 54:835–838, 1985.
- [Gons1975] U. Gonser, *Mössbauer Spectroscopy*, Springer-Verlag 1975, Berlin Heidelberg New York.
- [Jane2007] I. Janecek, *Atomová a jaderná fyzika*, Učební text, 2007, Ostrava.
- [Klim1985] J. Klíma, B. Velický, *Kvantová mechanika I*, Matematicko-fyzikální fakulta UK 1985, Praha.
- [Klim1998] J. Klíma, B. Velický, *Kvantová mechanika I*, Karolinum 1998, Praha.
- [Labb2001] C. L'abbé, R. Callens and J. Odeurs, *Time-integrated synchrotron mössbauer spectroscopy*, *Hyperfine Interactions*, 135:275–294, 2001.
- [Mach2006] L. Machala, *Cvičení z atomové a jaderné fyziky*, Universita palackého v Olomouci, 2006, Olomouc.
- [Mulh1999] G. Mulhaupt and R. Rüffer, *Properties of synchrotron radiation*, *Hyperfine Interaction*, 123/124:13–30, 1999.
- [Mysk2005] M. Myška, *Historie objevu Z^0 bosonu a výzkumu jeho vlastností*, rešeršní práce, ejcf.fjfi.cvut.cz/publications/RP_Miroslav_Myska.pdf
- [Sedl1977] B. Sedlák, N. R. Kuz'min, *Jaderné resonanční metody ve fyzice pevných látek*, SPN 1977, Praha.
- [Skou2010] D. Skoupil, *Subatomová fyzika 1*, 2010, files.daliborskoupil.webnode.cz/-2F200003453-5b4855c41e/2FPseudoskripta.pdf

- [Ster1982] F. Štěrba, Michal Suk, Zbyšek Trka, *Atomová a jaderná fyzika*, Univerzita Karlova v Praze, 1982, Praha.
- [Stur1994] W. Sturhahn and E. Gerdau, *Evaluation of time-differential measurements of nuclear-resonance scattering of x rays*, Physical Review B, 49:9285, 1994.
- [Stur1995] W. Sturhahn, T. S. Toellner, E. E. Alp, X. Zhang, M. Ando, Y. Yoda, S. Kikuta, M. Seto, C. W. Kimball, and B. Dabrowski, *Phonon density of states measured by inelastic nuclear resonant scattering*, Physical Review Letters, 74:3832, 1995.
- [Stur1998] W. Sturhahn, E. E. Alp, T. S. Toellner, P. Hession, M. Hu, and J. Sutter, *Introduction to nuclear resonant scattering with synchrotron radiation*, Hyperfine Interactions, 113:47–58, 1998.
- [Stur2000] W. Sturhahn. *Conuss and phoenix: Evaluation of nuclear resonance scattering data*, Hyperfine Interactions, 125:149–172, 2000.
- [Uleh1990] I. Úlehla, M. Suk, Z. Trka, *Atomy, jádra, částice*, Academia 1990, Praha.
- [Wink1991] G. Winkler, *Magnetic Garnets*. Friedr. Vieweg & Sohn 1991, Braunschweig/Wiesbaden.

Rejstřík

- číslo
 - baryonové, 60
- částice
 - pole, 61
- řetězec
 - proton protonový, 45

- absorpce
 - bezodrazová, 50
- aktivita, 40
- APL, 53

- baryon, 59
- Beckquerel, H., 39
- betatron, 52
- Bohr, N., 17
- BOOSTER, 54
- boson
 - Higgsův, 62
- bosony
 - intermediální, 61

- CESR, 53
- Compton, A., 14
- cyklotron, 52

- Démokritos, 9
- Dalton, 9
- DORIS, 53
- dosimetrie, 55

- elektron, 10
- emise
 - bezodrazová, 50
- energie
 - vazebná, 35
- ESRF, 53
- experiment
 - Franckův-Hertzův, 12
 - Rutherfordův, 10, 34
 - Stern-Gerlachův, 21

- fúze
 - jaderná, 44
- Faraday, 10
- fonon, 50
- fotoefekt, 12
- foton, 13, 59
- frekvence
 - Larmorova, 48

- gluony, 62
- gravitony, 62

- hadron, 59, 65
- hypotéza
 - atomová, 9

- insertion devices, 53, 54
- interakce
 - elektromagnetická, 59
 - gravitační, 60
 - silná, 59
 - slabá, 59
 - výměnná, 30
- ion, 65
- izospin, 60

- kvarky, 61

- lepton, 59
- LINAC, 54
- meson, 59, 65
- Millikan, 10
- model
 - atomu
 - Rutherfordův, 10
 - Thomsonův, 10
 - jádra
 - kapkový, 36
 - slupkový, 36
 - statistický, 36
 - kvarkový, 61
- multiplet
 - Zeemanův, 27, 48
- neutrino, 40
- operátor
 - hermitovský, 16
- podivnost, 60
- pole
 - Higgsovo skalární, 62
- poměr
 - gyromagnetický, 47
- princip
 - Pauliho vylučovací, 22
- prstenec
 - akumulační, 54
- ráz
 - zpětný, 50
- radioaktivita, 39
- reakce
 - štěpné, 43
 - jaderné, 43
- rovnice
 - Schrödingerova, 16, 48
- rozptyl
 - Comptonův, 14
- Rutherford, E., 17
- rychlost světla, 53
- síla
 - coulombovská, 29
- série
 - Balmerova, 25
 - Lymanova, 25
 - Paschenova, 25
- SPEAR, 53
- spektroskopie
 - Mössbauerova, 49
- Spring-8, 53
- synchrotron, 53
- teorie
 - unitární, 62
 - všeho, 62
 - velkého sjednocení, 62
- urychlovač
 - částic, 51
- vazba
 - iontová, 29
 - kovalentní, 29, 30
 - kovová, 29
 - van der Waalsova, 29, 30
 - vodíková, 29, 30
- vektor
 - vlastní, 16
- vodíkový můstek, 29
- vodivost
 - elektrická, 29, 30
 - elektronová, 29
 - iontová, 29
- záření
 - kosmické, 65
- zákon
 - zachování, 49

Vít Procházka

Atomová a jaderná fyzika

Výkonný redaktor prof. RNDr. Tomáš Opatrný, Dr.
Odpovědná redaktorka Mgr. Lucie Loutocká
Technická úprava textu Mgr. Vít Procházka, Ph.D.
Návrh obálky Jiří Jurečka

Vydala a vytiskla Univerzita Palackého v Olomouci
Křížkovského 8, 771 47 Olomouc
<http://www.upol.cz/vup>
e-mail: vup@upol.cz

Olomouc 2012

1. vydání

Publikace neprošla ve vydavatelství redakční ani jazykovou úpravou.

Neprodejné

ISBN 978-80-244-3294-6

