

UNIVERZITA J. E. PURKYNĚ V BRNĚ

Fakulta přírodovědecká

A239111

Obecná fyzika

IV.

Atomová fyzika

Jan Janča, Vratislav Kapička, Zbyšek Trka, František Štěrba

Státní pedagogické nakladatelství
Praha

PŘEDMLUVA

Skripta Obecná fyzika IV jsou určena pro posluchače druhého ročníku učitelských kombinací s fyzikou, tj. F-Z_v, F-Ch, M-F.

Přednáška z atomové fyziky se v tomto ročníku koná paralelně se základním kurzem teoretické mechaniky, proto jsou některé části skript v úvodních kapitolách zpracovány podrobněji. Poněvadž studenti kombinace F-Z_v nemají matematickou přípravu jako ostatní studenti M-F, opírá se často výklad o názorné představy a poloklasické modely.

Velmi často diskutovaným problémem je zařazení a rozsah potřebných partií statistické fyziky, teorie relativity a kvantové mechaniky. Žádná učebnice není v tomto směru ideální. V příloze jsme se pokusili vyložit ve velmi omezeném rozsahu základní pojmy a vztahy ze shora uvedených disciplín. Záleží na časových možnostech přednášejícího i studenta, jakou formou a v jakém rozsahu těchto částí bude použito v přednášce a studiu.

V textu bylo rovněž přihlédnuto k tomu, aby přednáška z atomové fyziky umožnila správné fyzikální pochopení úloh v praktiku, které se koná v pátém semestru.

V závěru většiny kapitol jsou stručně shrnuty moderní měřicí metody i technické aplikace spočívající na právě objasněných jevech.

Protože skripta tvoří základ k dalšímu studiu, je uvedena i literatura, na kterou je možné se obrátit.

Autoři současně předkládají k tisku i sbírku příkladů z atomové fyziky: Sbíрка příkladů III. a IV., která umožňuje prohloubení znalostí vyložených ve skriptech.

O B S A H

I. Vlny a záření	7
I.1.1. Tepelné záření	7
I.1.2. Kirchhoffův zákon	8
I.1.3. Zákony Wienovy. Zákon Stefan-Boltzmannův	10
I.1.4. Vzorec Rayleigh-Jeansův	12
I.1.5. Planckův zákon	14
I.1.6. Klasické vlastnosti vln a částic	17
I.2. Korpuskulární vlastnosti elektromagnetického záření	19
I.2.1. Fotoelektrický jev	19
I.2.2. Comptonův jev	21
I.2.3. Vlnové vlastnosti částic	26
II. Atomová struktura	30
II.1. Rozptyl α -částic	30
II.2. Počet α -částic rozptýlených v daném směru	34
II.3. Rozměry elektronu	36
III. Elektronový obal atomu	37
III.1. Energetické stavy elektronového obalu	37
III.1.1. Zákonitosti v atomových spektrech	37
III.1.2. Kombinační princip	38
III.1.3. Bohrov model atomu vodíku	38
III.1.4. Energie a poloměr dráhy elektronu na kruhové dráze	40
III.1.5. Výklad záření a podstata spektrálních termů	41
III.1.6. Izotopické efekty v optických spektrech	42
III.2. Stavba atomu	43
III.2.1. Sommerfeldova teorie eliptických drah	43
III.2.2. Spektra atomů vodíkového typu	45
III.2.3. Moseleyův zákon	46
III.2.4. Magnetický moment elektronové dráhy	47
III.2.5. Spektra atomů alkalických kovů	48
III.2.6. Spin elektronů	51
III.2.7. Spinorbitální vazba	52
III.3. Úvod do kvantové mechaniky	55
III.3.1. Vlnová funkce	55
III.3.2. Princip neurčitosti	56
III.3.3. Princip superpozice a vlnové balíky	56
III.3.4. Rychlost a rozplývání vlnových balíků	58
III.3.5. Schrödingerova rovnice	59
III.3.6. Částice v jednorozměrné potenciálové jámě	61
III.3.7. Harmonický oscilátor	62
III.3.8. Atom vodíku	65
III.4. Atomy s více elektrony	68
III.4.1. Pauliho vylučovací princip	68
III.4.2. Elektronová konfigurace a periodická soustava prvků	68
III.4.3. Atomy s více elektrony - typ vazby	71
III.4.4.-5. Hundovo a Laportovo pravidlo	72

III.4.6. Zeemanův jev normální	75
III.4.7. Anomální Zeemanův jev	78
III.4.8. Jev Paschen Backův	79
III.4.9. Magnetické vlastnosti atomů	80
III.4.10. Některé základní experimenty atomové fyziky	83
III.5. Rentgenovo záření	87
III.5.1. Buzení rtg. záření	87
III.5.2. Charakteristické rentgenovo záření	89
III.5.3. Absorpce rtg. záření	91
III.5.4. Difrakce rtg. paprsků	94
III.5.6. Difrakce elektronů	97
III.6. Molekulová spektra	101
III.6.1. Rotační energie dvouatomové molekuly	101
III.6.2. Vibrační energie dvouatomové molekuly	103
III.6.3. Elektronová spektra dvouatomových molekul	106
III.6.4. Kombinační rozptyl světla	111
III.6.5. Luminiscence	114
III.7. Zářivé přechody valenčních elektronů	119
III.7.1. Intenzita spektrálních čar	119
III.7.2. Typy zářivých přechodů, jejich pravděpodobnost a relace mezi nimi	120
III.7.3. Kvantové generátory elmg. záření	121
IV. Experimentální metody atomové a jaderné fyziky	123
IV.1. Přenos energie zářením	123
IV.1.2. Měření vysokých teplot - optická pyrometrie	124
IV.1.3. Radiační pyrometr	125
IV.1.4. Pyrometr s mizejícím vlákenem	125
IV.1.5. Barevná teplota	126
IV.2. Optická spektrometrie	127
IV.2.1. Kvalitativní a kvantitativní spektrální analýza	127
IV.2.2. Určení teploty výboje metodou vymizení spektrální čáry	128
IV.2.3. Určení intenzit a profilu spektrálních čar	129
IV.2.4. Použití laseru ve spektroskopii	131
IV.2.5. Spektroskopie v infračervené oblasti	133
IV.2.6. Radiová spektroskopie	135
IV.3. Hmotnostní spektroskopie	137
IV.4. Interakce jaderného záření s prostředím	137
IV.4.1. Absorpce jaderného záření	137
IV.4.2. Průchod neutronů prostředím	138
IV.4.3. Průchod nabitých částic prostředím	139
IV.4.3.1. Pružný rozptyl těžkých nabitých částic jádru	139
IV.4.3.2. Ionizace atomů	140
IV.4.3.3. Brzdné záření	143
IV.4.3.4. Čerenkovovo záření	144
IV.4.3.5. Průchod pozitronů prostředím	145
IV.4.3.6. Dosah nabitých částic v prostředí	145

V.3.3.2. Energetické hladiny atomových jader	180
V.3.4. Modely atomových jader	182
V.3.4.1. Kapkový model	182
V.3.4.2. Slupkový model	183
VI. Jaderné přeměny	
VI.1. Zákony zachování při jaderných přeměnách	186
VI.1.1. Zákon zachování nukleonového a atomového čísla	187
VI.1.2. Zákon zachování energie	187
VI.1.3. Zákon zachování hybnosti	188
VI.1.4. Zákon zachování momentu hybnosti	188
VI.1.5. Zákon zachování parity	189
VI.2. Jaderné reakce	190
VI.2.1. Typy jaderných reakcí	190
VI.2.2. Zákony zachování při jaderných reakcích	192
VI.2.2.1. Zákon zachování atomového a baryonového čísla	192
VI.2.2.2. Zákon zachování energie a hybnosti	
VI.2.3. Účinný průřez a excitační funkce jaderných reakcí	195
VI.2.3.1. Účinný průřez a jeho vlastnosti	195
VI.2.3.2. Excitační funkce	197
VI.2.3.3. Mechanismus jaderných reakcí	199
VI.2.4. Vybrané jaderné reakce	200
VI.2.3.1. Štěpení jader	200
VI.2.3.2. Termonukleární reakce	201
VI.3. Radioaktivita	202
VI.3.1. Zákony zachování při radioaktivitě	203
VI.3.2. Rozpadové zákony	204
VI.3.2.1. Jednoduchý rozpad	204
VI.3.3. Druhy radioaktivních rozpadů	207
VI.3.3.1. α -rozpad	208
VI.3.3.2. β -rozpad	209
VI.3.3.3. γ -rozpad	210
VI.3.3.4. Umělá radioaktivita	212
VI.3.3.5. Jaderná rezonanční fluorescence a Mössbauerův efekt	214
VII. Aplikace jaderné fyziky	217
VII.1. Aplikace radionuklidů a jaderného záření	217
VII.1.1. Bezdotykové metody	217
VII.1.1.1. Měření tenkých vrstev	217
VII.1.1.2. Defektoskopie	218
VII.1.2. Metoda značených atomů	218
VII.1.3. Nukleární medicína	219
VII.2. Jaderné fyzikální analytické metody	221
VII.2.1. Aktivační metody	222
VII.2.2. Analytické metody ve svazku	223
VII.2.2.1. Promptní analýza - (n, γ)	223
VII.2.2.2. Pružný rozptyl těžkých nabitých částic	223
VII.2.2.3. Rtg. záření indukované ionty	224
VII.3. Energetické využití jaderných reakcí	226

IV.4.4. Interakce záření gama s prostředím	147
IV.4.4.1. Fotoefekt	147
IV.4.4.2. Comptonův efekt	148
IV.4.4.3. Tvoření elektron-pozitronových párů	149
IV.4.4.4. Absorpce gama záření	150
IV.5. Zdroje jaderného záření	151
IV.5.1. Urychlovače nabitých částic	151
IV.5.1.1. Lineární urychlovače	151
IV.5.1.2. Kruhové urychlovače	153
IV.5.1.2.1. Betatron	153
IV.5.1.2.2. Cyklotron	154
IV.5.1.2.3. Další typy cyklických urychlovačů	155
IV.5.1.2.4. Fokuse v kruhových urychlovačích	157
IV.5.2. Zdroje záření a neutronů	158
IV.6 Detekce a spektrometrie jaderného záření	159
IV.6.1. Počítače založené na ionizaci prostředí	159
IV.6.1.1. Plynem plněné počítače	160
IV.6.1.1.1. Základní typy plynových detektorů	161
IV.6.1.2. Polovodičové detektory	162
IV.6.1.3. Scintilační detektory	162
IV.6.2. Čerenkovovy počítače	164
IV.6.3. Dráhové detektory	164
IV.6.3.1. Jaderné fotoemulze	164
IV.6.3.2. Mlžné komory	164
IV.6.3.3. Bublínové komory	165
IV.6.3.4. Jiné typy dráhových detektorů	165
IV.6.5. Spektrometrie nenabitého záření	165
IV.6.5.1. Spektrometrie neutronů	165
IV.6.5.2. Spektrometrie γ záření	166
V. Atomové jádro	167
V.1. Základní pojmy	167
V.2. Základní vlastnosti atomových jader	168
V.2.1. Poloměr atomových jader	168
V.2.1.1. Určování poloměru atomových jader	168
V.2.2. Hmotnost atomových jader	170
V.2.3. Momenty atomových jader	171
V.2.3.1. Spin jádra	171
V.2.3.2. Elektrické multipólové momenty	172
V.2.3.3. Magnetický dipólový moment	173
V.3. Jádro jako soustava nukleonů	175
V.3.1. Vazbová energie atomových jader	175
V.3.2. Jaderné síly	177
V.3.2.1. Vlastnosti jaderných sil	178
V.3.2.2. Potenciál jaderných sil	178
V.3.3. Stavba atomových jader	179
V.3.3.1. Střední potenciál jádra	180

VII.3.1. Současná jaderná energetika	226
VII.3.1.1. Řetězová reakce	226
VII.3.1.2. Jaderný reaktor a jaderná elektrárna	227
VII.3.2. Řízená termonukleární reakce	229
VII.3.2.1. Podmínky pro stacionární termonukleární reakci	229
VII.3.2.2. Experimentální termonukleární zařízení	230
VII.3.3. Jaderná energie hvězd	232
VII.4. Dozimetrie a radiologická ochrana	234
VII.4.1. Základní dozimetrické pojmy a jednotky	234
VII.4.2. Bezpečnost práce se zářením	236
VII.4.2.1. Pracoviště se zářením	237
VII.4.2.2. Jaderná energetika a zdravotní rizika	237
VIII. Elementární částice	239
VIII.1. Částice, interakce	239
VIII.1.1. Podmínky vzniku částic	239
VIII.1.2. Základní typy částic a interakcí	241
VIII.1.3. Antičástice	246
VIII.2. Vlastnosti elementárních částic	249
VIII.2.1. Základní zobecněné náboje	249
VIII.2.2. Izospin	250
VIII.2.3.-4. Podivné částice, hypernáboj	251
VIII.2.5. Parita	253
VIII.2.6. Neutrina	257
VIII.3. Systematika elementárních částic	257
VIII.3.1. Supermultiplety	257
VIII.3.2. Kvarky	259
VIII.4. Základní interakce v přírodě	263
VIII.4.1. Interakce v mikrosvětě	263
VIII.4.2. Interakce a symetrie	263
VIII.4.3. Obecné rysy interakcí	265
VIII.4.4. Feynmanovy diagramy	267
VIII.5. Současný stav a perspektivy fyziky elementárních částic	270
VIII.5.1. Sjednocení slabých a elektromagnetických interakcí	270
VIII.5.2. Kvantová chromodynamika	272
VIII.5.3. Sjednocená teorie interakcí	273
VIII.5.4. Závěr	275
Přílohy	277

I. Vlny a záření

I.1.1. Tepelné záření

Klasická fyzika vyřešila poměrně dokonale přenos tepelné energie vedením. Celá řada přírodních jevů však ukazovala na to, že tepelnou energii lze přenášet i na velké vzdálenosti (dokonce i ve vakuu) zářením (sáláním). S tepelným zářením (které detekujeme lidskými smysly) se setkáváme zejména u těles, která jsou zahřata na vyšší teploty. Při teplotách těles vyšších než asi 550°C se stává tepelné záření viditelným.

Koncem 19. století klasická fyzika zcela zklamala při pokusech o výklad a exaktní popis tepelného záření.

Dalšího pokroku bylo dosaženo na přelomu století zavedením kvantové hypotézy. Zákony tepelného záření se poměrně často používají nejen v jiných fyzikálních disciplínách, ale i v astronomii a četných technických aplikacích.

I.1.1.1. Základní veličiny a relace mezi nimi

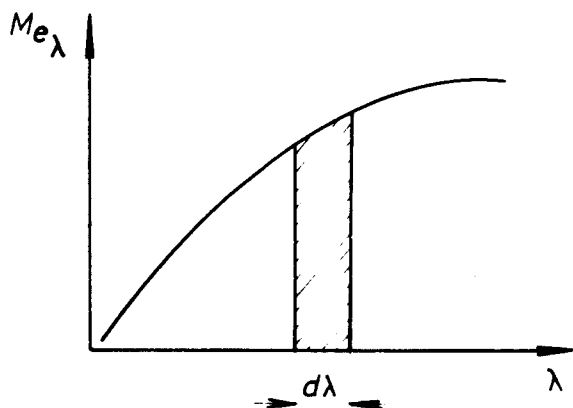
Intenzita vyzařování - M_e

Celková energie, kterou vyzáří 1 m^2 povrchu za 1s všemi směry (tj. do celého poloprostoru) se nazývá intenzita vyzařování (M_e).

M_e je tedy dána zářením všech vlnových délek, které těleso vyzařuje.

$$M_e = \frac{\text{energie}}{\text{čas.plocha}}, \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$$

Poměrně snadno se lze přesvědčit (optická spektroskopie), že tepelné záření má spojitě spektrum. Zářící tělesa tedy vyzařují prakticky všechny vlnové délky z oboru elektromagnetických vln. Chceme-li ukázat, jak je celková energie záření rozdělena na různé vlnové délky, definujeme spektrální monochromatické vyzařování - $M_{e\lambda}$ jako část energie vyzářené jednotkou povrchu (1 m^2) za 1s, která připadá na elmg. vlny s vlnovými délkami v intervalu $\langle \lambda, \lambda + d\lambda \rangle$ dělenou šířkou intervalu $d\lambda$. Z uvedené definice vyplývá, že



$$M_e = \int_0^{\infty} M_{e\lambda} d\lambda \quad (\text{I.1})$$

$$M_{e\lambda} - [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}]$$

Obr. I.1. K definici monochromatického vyzařování

Velmi často je nutno vyjádřit rozdělení energie ve spektru tepelného záření jako funkci kmitočtu, tj. místo $M_{e\lambda}$ je nutno zavést $M_{e\nu}$.

Potom

$$M_{e\lambda} d\lambda = M_{e\nu} d\nu, \quad \nu = \frac{c}{\lambda}, \quad \frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$$

$$M_{e\lambda} = M_{e\nu} \frac{d\nu}{d\lambda} = \left| -\frac{c}{\lambda^2} \right| \cdot M_{e\nu} \quad (\text{I. 2})$$

I.1.2. Kirchhoffův zákon

Klasická termodynamika umožňovala studium tepelného záření v dutině, jejíž stěny jsou v interakci s termostatem. Již dříve však bylo známo, že tepelné záření se pohlcuje různými povrchy těles nestejně.

Označíme-li energii tepelného záření, která na těleso dopadla, W a energii, která byla z tohoto množství energie tělesem pohlcena, W^+ , potom poměr $W^+/W = \alpha$, kde α je pohltivost povrchu daného tělesa. Pohltivost zářících těles se obecně liší pro různé vlnové délky.

$$\alpha_\lambda = \frac{W^+}{W} \quad - \text{ monochromatická (spektrální) pohltivost}$$

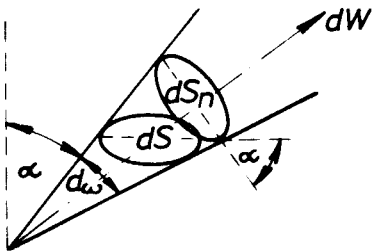
α (α_λ) je číslo bezrozměrné ≤ 1 , nelze jej slučovat s koeficientem absorpce, který má zpravidla rozměr $[m^{-1}]$.

Pro praktická měření nejsou M_e , $M_{e\lambda}$ příliš vhodné, proto se používá veličina zář - L_e .

Zář (L_e) je dána množstvím energie vyzářené $1 m^2$ za 1 s kolmo do jednotkového prostorového úhlu.

Zář respektuje skutečnost, že povrchy vyzařují tepelnou energii jako kosinové zářiče. Bude-li energie vyzařovaná za 1 s do prostorového úhlu $d\omega$ rovna dW , potom

$$L_e = \frac{dW}{dS_n \cdot d\omega} \quad ; \quad dS_n = dS \cos \alpha$$



$$M_e = \frac{1}{dS} \int_{(\omega)} L_e dS_n d\omega =$$

$$= \int_{(\omega)} L_e \cos \alpha d\omega$$

Obr. I. 2.

$$d\omega = \sin \alpha d\alpha d\varphi; \quad \alpha \in \langle 0, \frac{\pi}{2} \rangle,$$

$$\varphi \in \langle 0, 2\pi \rangle$$

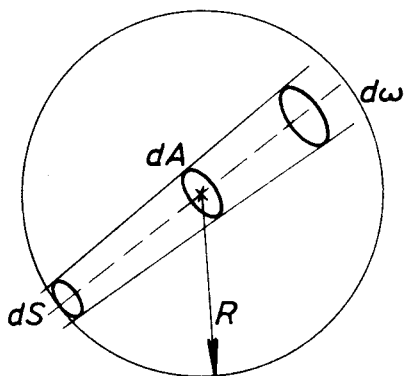
$$M_e = \pi L_e = L_e \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha d\varphi$$

Potom $L_e = \int_0^{\infty} L_{e\lambda} d\lambda$ a analogicky $M_{e\lambda} = \pi L_{e\lambda}$ (I. 3)

$$L_e = \int_0^\infty L_{e,\nu} d\nu, \quad M_{e,\nu} = \pi L_{e,\nu}.$$

Pro teoretické termodynamické úvahy a výpočty se ukazuje výhodné zavést veličinu, která vystihuje tepelné záření uvnitř dutiny, jejíž stěny jsou udržovány na stejné teplotě. Zavádíme proto objemovou hustotu zářivé energie - u a analogicky objemovou hustotu energie monochromatického záření u_λ (u_ν).

Musíme nyní ukázat, jak hustota zářivé energie u souvisí s intenzitou vyzáření (M_e) a září (L_e). Představme si, že dutina kulového tvaru je v interakci s termostatem a prostor uvnitř dutiny je vyplněn rovnovážným tepelným zářením, jehož hustota je nutně všude stejná. Postačí tedy, vypočítáme-li hustotu tepelného záření uprostřed dutiny - viz obr. I.3.



Obr. I.3

Prostorový úhel, do kterého září element plochy dS , je roven $d\omega = dA/R^2$,

kde dA je plocha kolmého řezu na směr šíření svazku záření vymezeného prostorovým úhlem $d\omega$ ve středu dutiny. Tepelná energie vyzářená do $d\omega$ plochou dS za čas dt bude rovna $L_e d\omega dt dS$. Po integraci přes povrch kulové dutiny dostaneme

$$\int_{(S)} L_e d\omega dt dS = u dA c n^3 dt,$$

c - fázová rychlost světla ve vakuu

n - index lomu prostředí uvnitř dutiny

$$\int_{(S)} L_e R^2 dA dS = u c n^3 dA, \quad \int_{(S)} dS = 4\pi R^2.$$

$$4\pi L_e = u \frac{c}{n}, \quad u = \frac{4\pi L_e n}{c}, \quad u = \frac{4 M_e n}{c}. \quad (I.4)$$

$$u_\lambda = \frac{4\pi L_{e,\lambda} n}{c}, \quad u_\nu = \frac{4 M_{e,\nu} n}{c}. \quad (I.5)$$

Tělesa, pro která $\alpha_\lambda = 1$ pro všechna λ označujeme jako tělesa absolutně černá.

Tělesa s $\alpha_\lambda < 1$ jsou tělesa nečerná.

Těleso s $\alpha_\lambda < 1$, přičemž α nezávisí příliš na λ , nazýváme tělesa šedými.

V polovině 19. století rozvinuli Bunsen a Kirchhoff experimentální spektroskopické metody (viz str.). Pověšili si, že nejsilnější emisní spektrální čáry jsou v absorpčních spektrech nejvíce absorbovány. Na základě dalších experimentálních fakt a termodynamických úvah dospěl Kirchhoff v r. 1860 k for-

mulaci následujícího zákona:

Poměr monochromatického vyzařování a monochromatické pohltivosti je univerzální funkcí vlnové délky a absolutní teploty.

$$\frac{M_{e\lambda}}{\alpha_\lambda} = f(\lambda, T) \quad \text{Kirchhoffův zákon pro záření černého tělesa.}$$

Z tohoto zákona vyplývá, že pro absolutně černé těleso ($\alpha_\lambda = 1$) bude $M_e = f(\lambda, T)$.

V praxi se místo α a α_λ používá veličiny nazývané emisivita ϵ , resp. ϵ_λ spektrální emisivita. Platí $\alpha = \epsilon$, $\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda$, $\epsilon + \rho = 1$, kde ρ je tzv. reflexivita (koef. odrazivosti).

Poněvadž $\int_0^\infty M_{e\lambda} d\lambda = M_e$, lze vyslovit Kirchhoffův zákon i následovně:

Intenzita vyzařování černého tělesa závisí pouze na absolutní teplotě povrchu tohoto tělesa - $M_e = f(T)$.

Pro graduační účely mají zářiče s $\alpha_\lambda \approx 1$ značný význam a pro různé intervaly teplot vyžadují speciální konstrukce.

I.1.3. Zákony Wienovy. Zákon Stefan-Boltzmannův

Konec 19. století je poznamenán marnou snahou tehdejších fyziků o nalezení analytického tvaru funkce $M_{e\lambda} = f(\lambda, T)$, která by odpovídala naměřeným experimentálním hodnotám. Na základě klasické termodynamiky dospěl Wien k závěru, že objemovou hustotu monochromatického záření lze vyjádřit následovně:

$$u_\nu d\nu = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) d\nu, \quad \text{I. zákon Wienův} \quad (\text{I.6})$$

Pomocí této jednoduché relace lze vypočítat tvar křivky $M_e(\lambda, T)$ pro libovolnou teplotu, je-li tato závislost na vlnové délce známa pro jednu teplotu T_1 . V I. Wienově zákoně se totiž vyskytuje již jen funkce jedné proměnné $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$.

Zvolme $\frac{\nu_1}{T_1} = \frac{\nu}{T}$, odtud $\nu_1 = T_1 \nu T^{-1}$,

$$u(\nu_1, T_1) = \nu_1^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{T_1^3}{T^3} \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{T_1^3}{T^3} u(\nu, T) \quad (\text{I.7})$$

I. Wienův zákon umožňuje odvození Stefan-Boltzmannova zákona. Víme již, že

$$M_{e\nu} = \frac{c}{4\pi} u_\nu = \text{konst.} \cdot u_\nu$$

$$M_e = \int_0^\infty M_{e\nu} d\nu = \text{konst.} \int_0^\infty \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) d\nu \quad \text{zaveďme substituci} \quad x = \frac{\nu}{T}$$

$$M_e = \text{konst.} \cdot T^3 \int_0^\infty x^3 F(x) T dx = \text{konst.} \int_0^\infty x^3 F(x) dx \cdot T^4 \quad (\text{I.8})$$

Integrál $\int_0^{\infty} x^3 F(x) dx$ musí konvergovat, poněvadž tělesa vyzařují konečná množství energie.

Potom $M_e(\text{č.t.}) = \sigma T^4$ - Zákon Stefan Boltzmannův (I.8)

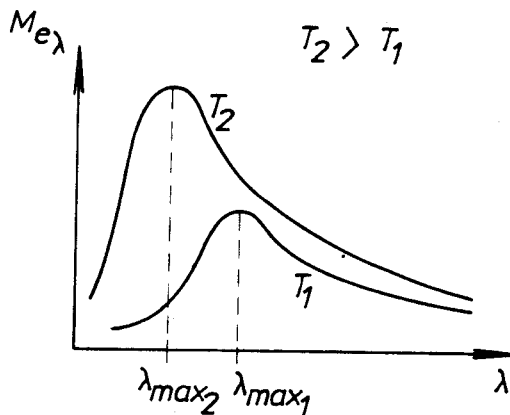
Konstanta $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ deg}^{-4}$.

Z prvního Wienova zákona lze odvodit rovněž tzv. Wienův posunovací zákon. Odvodili jsme již, že $w_\lambda = w_\nu \left| -\frac{c}{\lambda^2} \right|$. Po dosazení za w_ν dostaneme

$$w_\lambda = c^4 \lambda^{-5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \quad (\text{I.9})$$

Z praxe bylo známo, že tělesa zahřátá na teploty vyšší jak 700°C vydávají světelné záření pozorovatelné lidským okem. S rostoucí teplotou se mění barva světelného záření, které těleso vydává. Měřením bylo zjištěno, že funkce

$M_e(\lambda, T)$ nabývá pro určitou hodnotu vlnové délky (λ_{max}) maxima - obr. I.4.



Obr. I.4

Toto maximum musí logicky nastávat i pro funkci $w_\lambda = \frac{c^4}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$. Pro maximum w_λ platí

$$\frac{dw_\lambda}{d\lambda} = -5c^4 \lambda^{-6} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) - c^4 \lambda^{-6} \frac{c}{\lambda T} F'\left(\frac{c}{\lambda T}\right) = 0 \quad (\text{I.9}')$$

Zavedme novou proměnnou $y = \frac{c}{\lambda T}$. Potom lze rovnici (I.9') přepsat ve tvaru

$$y F'(y) + 5 F(y) = 0$$

Řešením této rovnice bude $y = \text{konst.}$

Potom $\frac{c}{\lambda_{\text{max}} T} = \text{konst.} \Rightarrow \lambda_{\text{max}, T} = K \quad (\text{I.10})$

To je tvar II. Wienova zákona, který říká, že s rostoucí teplotou se maximum monochromatického záření posune ke kratším vlnovým délkám. Na základě klasičké statistické fyziky odvodil Wien II. zákon pro záření černého tělesa

$$(\text{I.11})$$

$$M_{e,\lambda} = c_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right),$$

konstanty c_1 a c_2 jsou uvedeny ve všech fyzikálních tabulkách.

Tvar II. Wienova zákona se velmi dobře shoduje s experimentálně naměřenými hodnotami $M_e(\lambda, T)$ pouze v oblasti krátkých vlnových délek, tj. pro $\lambda < \lambda_{\text{max}}$, viz obr. 4. Poněvadž v technické praxi při teplotách pevných látek $< 3000^\circ\text{C}$ je λ_{max} ještě v infračervené oblasti, lze ve viditelném oboru tvar II. Wienova zákona používat, aniž se dopustíme větší chyby.

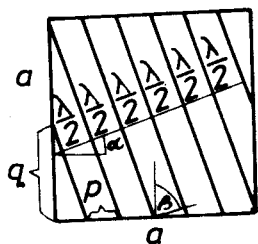
I.1.4. Vzorec Rayleigh-Jeansův.

Anglický fyzik Rayleigh použil ekvipartičního teorému pro výpočet hustoty elektromagnetického záření v dutině. Představme si dutinu o objemu V s ideálně reflektujícími stěnami udržovanými na teplotě T . Stojaté elmg. vlnění lze rozložit na soustavy stojatých vln různé frekvence a směru.

Z teoretické mechaniky je známo, že u soustav harmonických oscilátorů konajících kmity s malými amplitudami lze kinetickou energii napsat jako součet kvadrátů typu $\frac{1}{2} a_i \dot{q}_i^2$ a potenciální energii jako součet členů typu $\frac{1}{2} b_i q_i^2$. Číselná hodnota $2i$ udává počet stupňů volnosti soustavy. U lineárního harmonického oscilátoru je střední hodnota kinetické energie rovna střední hodnotě potenciální energie. Když na každý stupeň volnosti připadá energie $\frac{1}{2} kT$, potom bude mít lineární harmonický oscilátor energii $2 \cdot \frac{1}{2} kT = kT$. Poněvadž Maxwellova teorie elmg. pole již byla známa, přisoudil Rayleigh analogicky střední energii $\frac{1}{2} kT$ složce elektrické a stejnou hodnotu i složce magnetické. Lineárně polarizované elektromagnetické vlně byla přisouzena střední energie kT . V naší dutině však rezonují elmg. vlny, které nejsou polarizovány. Je známo, že jedna nepolarizovaná vlna je ekvivalentní dvěma navzájem kolmo lineárně polarizovaným vlnám. Potom tedy každé elmg. vlně, která rezonuje v naší dutině, přísluší střední energie $2 kT$.

Nyní musíme najít počet stojatých elmg. vln rezonujících v naší dutině, abychom mohli vypočítat celkové množství zářivé energie v dutině. Tento výpočet provedl rovněž anglický fyzik Jeans, analogický výpočet se provádí i v teorii rezonátorů, resp. teorii pevných látek.

Pro jednoduchost předpokládejme, že naše dutina má tvar krychle o hraně a , potom objem $V = a^3$. V naší krychli však mohou rezonovat, tj. stojaté vlny vzniknou, jen pro některé typy oscilací, které jsou dány následující podmínkou. Pro vlny šířící se v rovině $z = 0$ musí být splněno (Obr. 5):



$$p n_1 = a, \quad q n_2 = a$$

$$p = \frac{a}{\lambda \cos \alpha}, \quad q = \frac{a}{\lambda \cos \beta} \quad (\text{I.12})$$

Pro zcela obecný případ dostaneme tyto podmínky tři:

$$n_1 = \frac{2a}{\lambda} \cos \alpha, \quad n_2 = \frac{2a}{\lambda} \cos \beta,$$

$$n_3 = \frac{2a}{\lambda} \cos \gamma. \quad (\text{I.13})$$

Obr. I.5. Rezonance rovinné vlny šířící se v rovině $z = 0$ uvnitř krychle o hraně a .

Poněvadž počátek pravouhlého souř. systému lze položit do jednoho z vrcholů krychle, budou $\cos \alpha$, $\cos \beta$ a $\cos \gamma$ směrovými kosiny směru šíření rovinné elmg. vlny v naší krychlové dutině.

Umocníme-li relace () na druhou a sečteme je, dostaneme:

$$n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = \left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{2a\nu}{c}\right)^2 \quad (\text{I.14})$$

c - fázová rychlost vlny v prostředí uvnitř dutiny.

Tato rovnice je podobná rovnici koule o poloměru $R = \frac{2a\nu}{c}$.

Je zřejmé, že každé trojici čísel n_1, n_2, n_3 odpovídá frekvence vlny schopné v dutině rezonovat

$$\nu = \frac{c}{2a} \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \quad (\text{I.15})$$

Na první pohled však vidíme, že některým frekvencím odpovídá i několik vln (kmitů) šířících se různými směry (frekvence je degenerována).

Př. $n_1 = n_2 = 0, n_3 = 1$; $n_1 = n_3 = 0, n_2 = 1$; $n_2 = n_3 = 0, n_1 = 1$

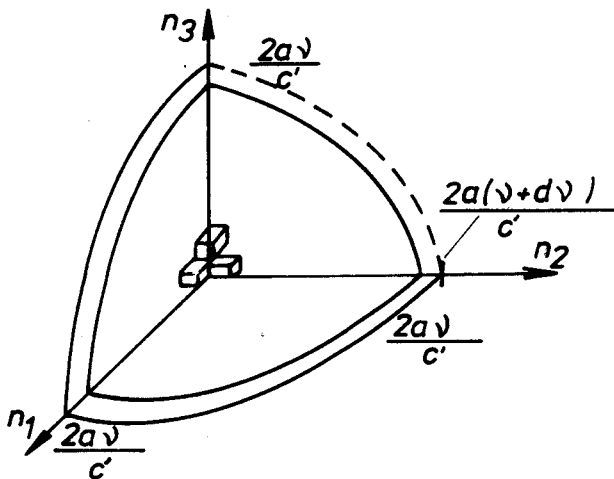
Těmto vlnám šířícím se různými směry přísluší jediná frekvence $\nu = \frac{c}{2a}$ (trojnásobná degenerace).

V našem výpočtu však musíme zjistit počet různých kmitů, které mohou v dutině rezonovat, nikoliv počet frekvencí.

Zavedeme si tzv. frekvenční prostor (jeden z možných fázových prostorů) následujícím způsobem.

Nejmenší frekvence, která ještě může v dutině rezonovat, je $\nu = \frac{c}{2a}$.

Zvolíme si nyní pravoúhlý systém, kde na jednotlivé osy budeme nanášet hodnoty n_1, n_2, n_3 v jednotkách $\frac{c}{2a}$. Nyní se nám již všechny frekvence zobrazí různými body frekvenčního prostoru. Pak můžeme vypočítat množství všech rezonujících kmitů v dutině v intervalu frekvencí $\langle 0, \nu \rangle$. Jak je patrné z obr. I.6, vytvoří tyto kmitů v našem frekvenčním prostoru krychlovou mřížku. Poněvadž n_1, n_2, n_3 jsou čísla přirozená, vyplní soustava bodů krychlovou mřížku, přičemž hrana jedné elementární krychle je rovna 1 a objem je rovněž roven 1. Objem všech krychliček bude roven objemu $1/8$ koule o poloměru $R = \frac{2a\nu}{c}$, což je i počet rezonujících kmitů v krychlové dutině s frekvencemi od 0 do ν



Obr. I.6

$$N_{\langle \nu, \nu \rangle} = \frac{1}{8} \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{1}{6} \pi \left(\frac{2a\nu}{c} \right)^3 = \frac{4}{3} \pi \frac{a^3 \nu^3}{c^3} \quad (\text{I.16})$$

Počet vlastních kmitů v dutině v intervalu frekvencí $\langle \nu, \nu + d\nu \rangle$ vyplní 1/8 kulové vrstvy. Potom počet elementárních krychliček v této vrstvě bude

$$dN_\nu = \frac{4\pi\nu^2}{c^3} a^3 d\nu, \quad a^3 = V \quad (\text{I.17})$$

V úvodní části této kapitoly bylo ukázáno, že každému kmitu přisoudil Rayleigh střední energii $2kT$.

Tedy úhrnná zářivá energie v objemu V a intervalu frekvencí $\langle \nu, \nu + d\nu \rangle$ bude

$$dW_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V kT d\nu \quad (\text{I.18})$$

Monochromatickou hustotu zářivé energie dostaneme dělením předešlého výrazu objemem V

$$w_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT d\nu \quad (\text{I.19})$$

nebo $w_\lambda = 8\pi kT \lambda^{-4}$ - vzorec Rayleigh-Jeansův (I.19')

Vypočteme-li však úhrnnou hustotu záření, zjistíme, že

$$u = \int_0^\infty w_\nu d\nu = \frac{8\pi kT}{c^3} \int_0^\infty \nu^2 d\nu \rightarrow \infty \quad (\text{diverguje}).$$

Tento na první pohled nesmyslný výsledek ukazuje, že Rayleigh-Jeansův vzorec pro $w_\lambda, (M_{e_\lambda})$ je nesprávný a nemůže souhlasit s experimentem.

Rayleigh-Jeansův vztah však velmi dobře souhlasí s experimentem pro dlouhovlnnou oblast, tj. pro $\lambda \gg \lambda_{\text{max}}$. Proto se tento vzorec velmi často používá i v teorii při limitních přechodech $\lambda \rightarrow \infty$ (viz např. Einsteinovy koef. pravděpod. přechodu, atd.).

I.1.5. Planckův zákon

Přes některé dílčí úspěchy nedokázali fyzikové 19. století vyřešit problém tepelného záření, tj. nebyl nalezen přesný analytický tvar funkce, která by přesně popisovala jak monochromatické vyzařování černého tělesa závisí na vlnové délce a absolutní teplotě.

Tyto potíže klasické fyziky se podařilo odstranit německému fyzikovi M. Planckovi (1900). Planck dospěl k závěru, že předpoklad klasické fyziky o neomezené dělitelnosti množství zářivé energie je nesprávný. Planck ukázal, že experimentálně plně ověřitelný tvar vyzařovacího zákona je možno získat pouze za předpokladu, že se vyzařování elmg. vln děje po "kvantech", dále nedělitelných množstvích energie. Energii jednoho kvanta lze vyjádřit jedno-

duchým vztahem $\epsilon_0 = h\nu$, kde h je tzv. Planckova konstanta -
 $h = 6,624 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

Zářící hmotné zdroje pokládal Planck za harmonické oscilátory, které mají elektrické dipólové momenty, jejichž prostřednictvím vyměňují energii s okolním elmg. polem.

Planck předpokládal, že oscilátory mají jeden stupeň volnosti a mohou kmitat jen v některých vybraných stavech, ve kterých je jejich energie celistvým násobkem nejmenšího množství energie - ϵ_0 (energie kvanta). Takový oscilátor tedy může mít energii w rovnou

$$\epsilon_0, 2\epsilon_0, 3\epsilon_0, 4\epsilon_0, 5\epsilon_0, \dots \text{ tj. } w = s\epsilon_0, \text{ kde } s = 1, 2, 3, 4, \dots$$

V době na přelomu století byla známa pouze klasická (Boltzmannova) statistika. Budeme totiž studovat velký soubor harmonických oscilátorů, a proto již můžeme určovat pouze střední nebo nejpravděpodobnější hodnoty energie, rychlosti, atd.

Podle klasické statistiky dostaneme pro pravděpodobnost (p_w), že oscilátor má energii w relaci

$$p_w = a \exp\left(-\frac{w}{kT}\right), \text{ kde } a \text{ je konstanta (I.20)}$$

stejná pro všechny oscilátory.

Počet zářičů s energií $w = s\epsilon_0$ označme n_s . Je-li celkový počet zářičů (oscilátorů) např. v naší dutině krychlového tvaru n , potom

$$n_s = n p_w = n a \exp\left(-\frac{s\epsilon_0}{kT}\right). \quad (\text{I.21})$$

Celková energie všech zářičů potom bude

$$W = \sum_{s=0}^{\infty} n_s \epsilon_0 = n_0 \cdot 0 + n_1 \epsilon_0 + n_2 2\epsilon_0 + n_3 3\epsilon_0 + \dots =$$

$$= \epsilon_0 (n_1 + 2n_2 + 3n_3 + \dots). \quad (\text{I.22})$$

Zaveďme si pro zjednodušení zápisu označení $x = \frac{\epsilon_0}{kT}$.

Potom $n_s = n a \exp(-sx)$.

Zřejmě musí platit, že $\sum_{s=0}^{\infty} n_s = n$. Po dosazení dostaneme

$$a \sum_{s=0}^{\infty} e^{-sx} = a (1 + e^{-x} + e^{-2x} + e^{-3x} + \dots) = \frac{a}{1 - e^{-x}} = 1, \quad (\text{I.23})$$

$$a = 1 - e^{-x}.$$

Zde jsme použili vztahu pro součet geometrické posloupnosti s kvocientem < 1 .

Pro střední energii oscilátorů plyne

$$\begin{aligned} \bar{w} &= \frac{W}{n} = \frac{\epsilon_0}{n} (n_1 + 2n_2 + 3n_3 + \dots) = \\ &= a \epsilon_0 (e^{-x} + 2e^{-2x} + 3e^{-3x} + 4e^{-4x} + \dots) \end{aligned} \quad (\text{I. 24})$$

$$\begin{aligned} \bar{w} &= a \epsilon_0 e^{-x} (1 + 2e^{-x} + 3e^{-2x} + 4e^{-3x} + \dots) = \\ &= a \epsilon_0 e^{-x} [(1 + e^{-x} + e^{-2x} + e^{-3x} + \dots) + (e^{-x} + e^{-2x} + e^{-3x} + \dots) + \\ &\quad + (e^{-2x} + e^{-3x} + e^{-4x} + \dots) + (\dots) + \dots] \end{aligned}$$

$$\bar{w} = a \epsilon_0 e^{-x} \left[\frac{1}{1-e^{-x}} + \frac{e^{-x}}{1-e^{-x}} + \frac{e^{-2x}}{1-e^{-x}} + \frac{e^{-3x}}{1-e^{-x}} + \dots \right]$$

$$\bar{w} = a \epsilon_0 e^{-x} \frac{1}{(1-e^{-x})^2} = \epsilon_0 e^{-x} \frac{1-e^{-x}}{(1-e^{-x})^2} = \epsilon_0 \frac{e^{-x}}{1-e^{-x}} \quad (\text{I. 25})$$

Tedy střední energie připadající na jeden zářící oscilátor bude

$$\bar{w} = \frac{\epsilon_0}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (\text{I. 26})$$

Zde je vidět zásadní rozdíl mezi kvantovou a klasickou fyzikou. Při odvozování Rayleigh-Jeansova vztahu bylo použito $\bar{w} = 2kT$, nyní vidíme, že s rostoucí frekvencí bude \bar{w} rychle klesat ($\epsilon_0 = h\nu$).

V jednotce objemu dutiny, která je v interakci s termostatem o teplotě T jsme vypočítali následující počet oscilátorů s energií $\epsilon_0 = h\nu$

$$N_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$$

potom
$$u_\nu = N_\nu \bar{w} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (\text{I. 27})$$

$$u_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1} \quad (\text{I. 28})$$

To jsou nejčastěji užívané tvary Planckova vyzařovacího zákona (praktické použití viz K.p. IV.1 a IV.2).

Tím jsme našli onu univerzální funkci vlnové délky a teploty, jejíž existenci předpověděl již Kirchhoffův zákon. Planckova funkce se zcela přesně kryje s experimentálně naměřenými hodnotami u_ν . Zde provedené odvození má některé nedostatky, které odstraňuje až zavedení nové kvantové statistiky Bose-Einsteinovy.

I.1.6. Klasické vlastnosti vln a částic

Klasická fyzika považuje vlny a částice za dvě rozdílné složky reálného světa. Mechanika částic a nauka o vlnách jsou proto dvě nezávislé disciplíny, z nichž každá má své zákony i experimentální možnosti a oblasti.

Částice jsou charakterizovány hmotností m (přičemž se často předpokládá malý rozměr částice a soustředění hmotnosti v bodě), nábojem Ze , impulsem p a energií E . Dráhy částic lze určovat zákony klasické mechaniky (viz Skripta Obecná fyzika I), tj. v každém okamžiku t můžeme určit polohu, rychlost, impuls i energii.

Hmotnost částice se nemění při pohybu:

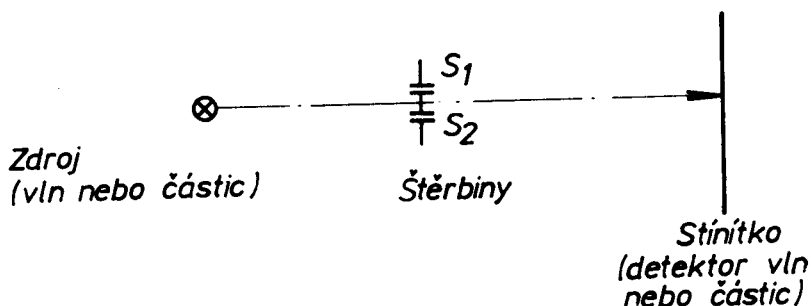
	t_0	t_1	t_2	t_n
Dráha částice	s_0	s_1	s_2		s_n
	m	m	m		m
	p_0	p_1	p_2		p_n
	Ze	Ze	Ze		Ze
	E_0	E_1	E_2		E_n

Vlnou rozumíme šíření kmitů v nějakém prostředí. Vlnění se šíří od místa rozruchu na všechny strany Huygensovým principem (viz Skripta Obecná fyzika III). Rozruch se tak přenáší i na ostatní body okolního prostředí. Vlny mají svoji délku λ , rychlost v . Jsou podélné, příčné, stojaté (viz Obecná fyzika III).

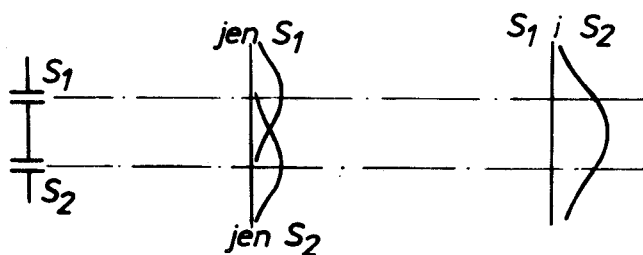
Při průchodu vln prostředím může docházet k difrakci, disperzi, interferenci a polarizaci.

Jako příklad rozdílnosti chování vln a částic uveďme např. průchod vln a částic dvěma štěrbinami (výklad odpovídá klasické fyzice).

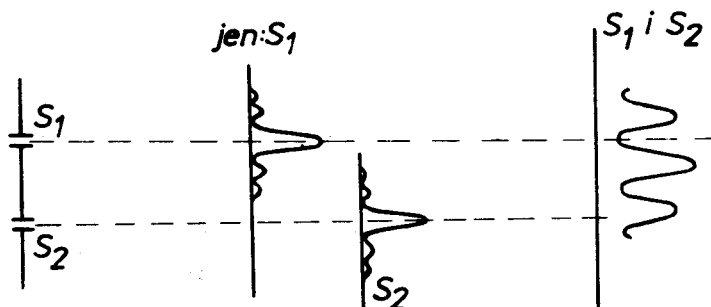
Schema experimentu



Při průchodu částic štěrbinou S_1 , nebo S_2 nebo oběma S_1 i S_2 pozorujeme následující obrazy:



Při průchodu vln štěrbinou jen S_1 , nebo jen S_2 , nebo oběma štěrbinami, tj. S_1 i S_2 pozorujeme následující obraz na stínítkách:



Procházejí-li vlny a částice oběma štěrbinami, dostáváme rozdílné obrazy na stínítku.

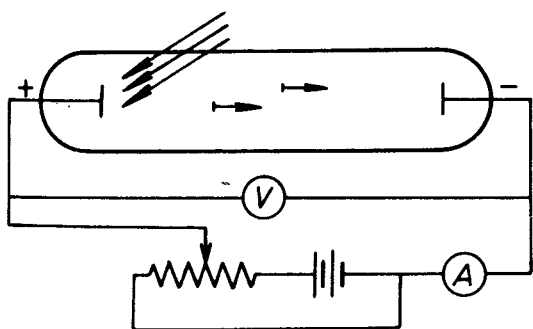
1.2. Korpuskulární vlastnosti elektromagnetického záření

1.2.1. Fotoelektrický jev

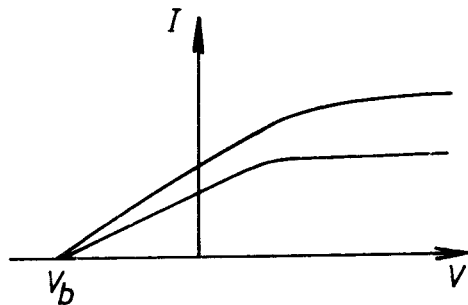
Planckova kvantová hypotéza byla začátkem 19. století přijímána s velkou nedůvěrou. Všeobecné uznání kvantové hypotézy přinesla až Einsteinova analýza fotoelektrického jevu v r. 1905.

Již v roce 1888 H. Hertz zjistil, že přeskok jiskry mezi zinkovými koulemi jiskříště se usnadní, když jednu kuličku ozáří ultrafialovým světlem. Ruský fyzik A.G. Stoletov zjistil, že záporně nabitá zinková deska ztrácí po ozáření světelným zářením svůj náboj. Později provedl podrobná měření německý fyzik P. Lenard a celá řada dalších.

Nejdůležitější zákonitosti charakterizující fotoelektrický jev lze naměřit v experimentálním uspořádání na obr. I.9



Obr. I.9 Zařízení pro studium fotoelektrického jevu.



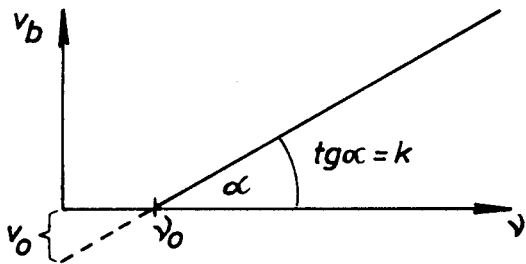
Obr. I.10 Voltampérové charakteristiky fotonky pro dvě různé intenzity monochromatického světelného záření

Potom

$$eV_b = \frac{mv^2}{2} \quad (\text{I.29})$$

Ukázalo se však, že brzdící potenciál - V_b je lineární funkcí frekvence ν (obr. I.11), přičemž vlastní fotoefekt nastává až tehdy, když je frekvence světelného záření $\nu > \nu_0$. Frekvence ν_0 se často nazývá červený práh fotoefektu.

Nejpozoruhodnější vlastností fotoelektrického jevu je skutečnost, že energie emitovaných fotoelektronů nezávisí na intenzitě světelného paprsku. Ukázalo se totiž, že voltampérová charakteristika vykazuje oblast nasyceného proudu - obr. I.10, přičemž velikost nasyceného proudu závisí na intenzitě světla dopadajícího na fotokatodu. Při změně polaritě na elektrodách (fotokatoda je nyní záporná) prochází proud až do určité hodnoty napětí - V_b . Existence tohoto brzdícího napětí (V_b) tedy ukazuje na to, že elektrony vystupují z fotokatody s jistou počáteční rychlostí a tedy i kinetickou energií.



Obr. I.11 Závislost brzdného napětí V_b na frekvenci světelného záření

$$V_b = h\nu_0 - V_0 \quad (\text{I.30})$$

Z hlediska vlnové teorie světla dávaly výsledky experimentálních studií fotoefektu zcela nepochopitelné výsledky. Tyto zdánlivě podivné experimentální výsledky interpretoval velmi vtipně a jednoduše Einstein.

Z Planckovy kvantové hypotézy vyplývá, že světelná energie je vyzařována po kvantech s energií $h\nu$, Einstein tedy logicky předpokládal, že po stejných kvantech se musí světelná energie i pohloovat, přičemž jedno kvantum je pohlceno jediným elektronem materiálu fotokatody. Fotoelektron tak získá energii $h\nu$, ale část z této energie spotřebuje na to, aby se z katody uvolnil (výstupní práce A). Ze zákona zachování energie potom plyne

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A \quad (\text{I.31})$$

Užitím experimentálního vztahu (I.30) po násobení nábojem elektronu dostaneme

$$eV_b = \frac{mv^2}{2} = eh\nu - eV_0 \quad (\text{I.32})$$

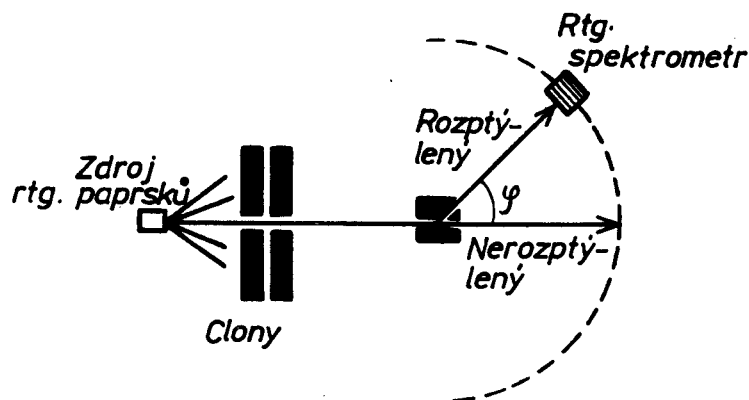
Tato rovnice již jednoznačně koresponduje s Einsteinovým vztahem (I.31). Ze směrnice lineární závislosti V_b na frekvenci lze určit Planckovu konstantu $h = e \operatorname{tg} \alpha = ek$.

V současné době existují speciální druhy fotokatod, u kterých se červený práh fotoefektu nalézá až v infračervené oblasti, což umožňuje pozorování objektů v infračerveném (neviditelném) záření. Na tomto principu jsou založeny různé typy převaděčů obrazu, zařízení pro noční vidění (nootovize) nebo tzv. termovize (zobrazování teplotních polí). Na principu vnějšího fotoefektu pracují všechny vakuové i plynem plněné fotonky, fotonásobiče i snímací elektronky pro televizi (vidikonky).

I.2.2. Comptonův jev

Jak jsem již poznali, setkáváme se při studiu povahy světla s určitým dualismem. V některých případech se světlo ohovává jako typická elmg. vlna, ale v několika případech, se kterými jsme se dosud seznámili, bylo nutno při objasnění jevů přisoudit světlu částicový charakter. V roce objevu Comptonova jevu (1922) se již o kvantových vlastnostech světla nepochybovalo, ale nedostatkem vlnové teorie se zde znovu markantně projevíly.

Compton studoval rozptyl rentgenova záření na různých materiálech. V experimentu bylo nutno použít monochromatického rtg. záření, konkrétně K_{α} čára M_0 o vlnové délce $\lambda = 0,0712$ nm. (Charakteristické rtg. záření a způsoby monochromatizace rtg. záření budou probrány později v odst. III.5.2). Monochromatické rtg. záření se rozptylovalo na kousku tuhy, rozptýlené záření po průchodu řadou štěrbin dopadalo na krystal rentgenového spektrometru a posléze do ionizační komory, která sloužila jako detektor rtg. záření - obr. I.12



Obr. I.12 Schema experimentu pro studium Comptonova jevu

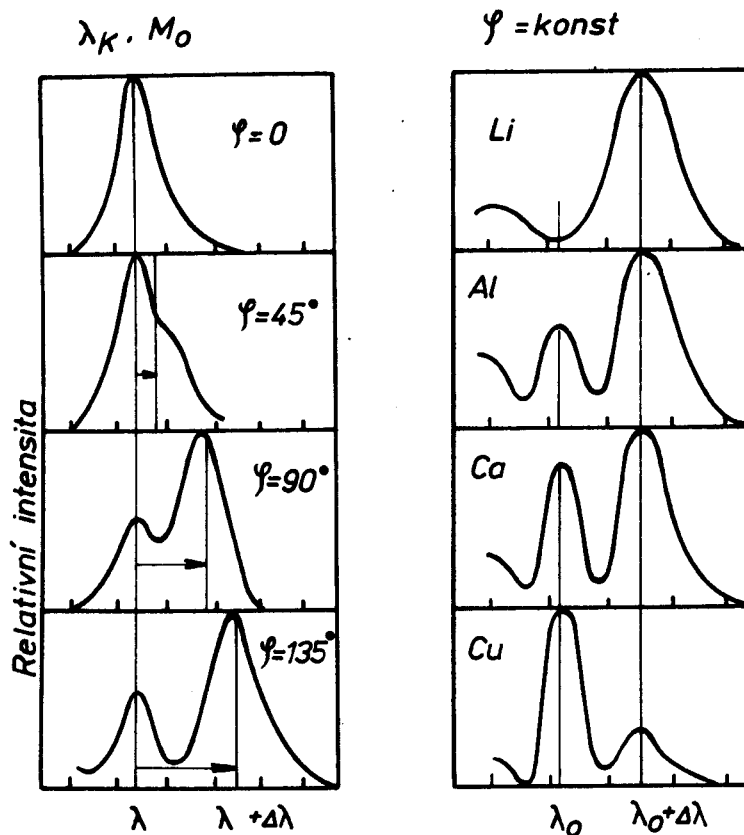
Rentgenkou bylo možno otáčet a měnit tak úhel rozptylu pro záření dopadající do detektoru. Pokud by se rtg. záření při rozptylu chovalo pouze jako elmg. vlny, očekávali bychom, že pro intenzitu rozptýleného záření bude platit Rayleighův zákon rozptylu. Tento zákon říká, že intenzita rozptýleného elmg. záření $I \sim \nu^4$, což je potvrzeno ohováním světelného záření. Rozptýlené rtg. záření studované Comptonem se však chová zcela jinak. Závěry Comptonova experimentu lze shrnout do následujících bodů - obr. I.13.

1. Ve spektru rozptýleného záření se objevuje nová čára posunutá ve směru k delším vlnovým délkám.
2. Velikost tohoto posuvu $\Delta\lambda$ roste s rostoucím úhlem rozptylu.
3. Intenzita rozptýlené čáry roste s úhlem rozptylu.
4. Velikost posuvu $\Delta\lambda$ nezávisí na rozptylujícím materiálu.
5. S rostoucím protonovým číslem rozptylujícího materiálu klesá intenzita rozptýlené čáry při konstantním úhlu rozptylu.

Při výkladu tohoto jevu musíme připustit, že světelná částice - foton má nejen energii $h\nu$, ale i určitou hybnost. Foton se však pohybuje rychlostí světla, a je proto nutno užít relativistické vztahy. Dle speciální teorie relativity

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \text{ ale foton se pohybuje rychlostí } v = c.$$

Kdyby klidová hmotnost fotonu m_0 měla konečnou nenulovou hodnotu, dostali bychom $m = \infty$. Z toho plyne, že klidová hmotnost fotonu musí být rovna nule.



Obr. I.13 Některé výsledky studia Comptonova rozptylu.

Pro impuls pohybující částice rychlostí $v = c$ z teorie relativity plyne

$$p = mc, \quad E = mc^2 = pc, \quad E = h\nu$$

Tedy $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$ je relativistický vztah pro impuls fotonu. (I.33)

Impuls fotonů byl experimentálně prokázán Lebeděvem. Compton ukázal, že jev je možno poměrně jednoduše vysvětlit za předpokladu, že se fotony rozptylují na volných elektronech.

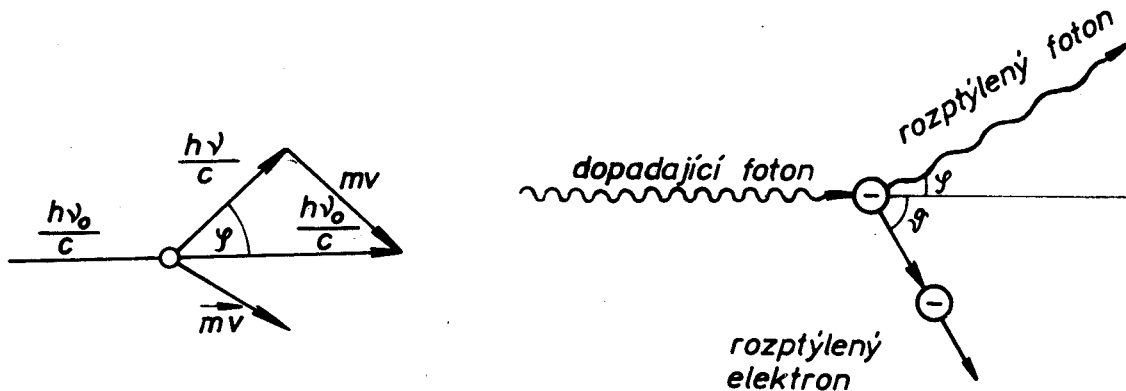
Použijeme zákony zachování energie a hybnosti :

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2, \quad (I.34)$$

$h\nu_0, h\nu$ jsou energie původního a rozptýleného kvanta, m_0c^2 je klidová hmotnost elektronu, o kterém můžeme předpokládat, že byl před rozptylem v klidu.

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} + m\vec{v} \quad (I.35)$$

Rovnice (I.34) je skalární, ale rovnice (I.35) je vektorová. V dalším proto budeme postupovat tak, že zjistíme relace mezi absolutními hodnotami vektorů v rovnici (I.35) a dosadíme do rovnice (I.34).



Obr. I.14 Vektorový diagram Comptonova rozptylu.

Z obr. I.14 plyne

$$m^2 v^2 = \frac{h^2 \nu_0^2}{c^2} + \frac{h^2 \nu^2}{c^2} - 2h^2 \frac{\nu_0 \nu}{c^2} \cos \varphi \quad (\text{I.36})$$

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 \nu_0^2 + h^2 \nu^2 - 2h \nu_0 \nu \cos \varphi \quad (\text{I.37})$$

Rovnici energie (I.34) přepíšeme ve tvaru

$$m c^2 = h(\nu_0 - \nu) + m_0 c^2 \quad (\text{I.38})$$

a umocníme na druhou

$$m^2 c^4 = h^2 \nu_0^2 + h^2 \nu^2 - 2h \nu_0 \nu + m_0^2 c^4 + 2h m_0 c^2 (\nu_0 - \nu) \quad (\text{I.39})$$

Od této rovnice odečteme rovnici (I.37) a dostaneme

$$m^2 c^4 \left(1 - \frac{\nu^2}{c^2}\right) = m_0^2 c^4 - 2h^2 \nu_0 \nu (1 - \cos \varphi) + 2h m_0 c^2 (\nu_0 - \nu) \quad (\text{I.40})$$

Poněvadž $m^2 c^4 \left(1 - \frac{\nu^2}{c^2}\right) = m_0^2 c^4$ dostaneme po úpravě

$$c(\nu_0 - \nu) = \frac{h}{m_0 c} \nu_0 \nu (1 - \cos \varphi) \quad (\text{I.41})$$

$$\frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu_0} = \lambda - \lambda_0 = \Delta \lambda = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (\text{I.42})$$

Veličina $\frac{h\nu}{m_0 c}$ má rozměr délky, označuje se Λ a nazývá se Comptonova vlnová délka

$$\Lambda = \frac{h}{m_0 c} = 0,00242 \text{ nm} \quad (\text{I.43})$$

Poněvadž posun vlnové délky při rozptylu - $\Delta\lambda$ činí maximálně 2Λ , pochopíme hned, proč není tento posun pozorován při rozptylu světelného záření. Vlnová délka světla je oproti Λ příliš velká a tak zůstává Comptonův rozptyl světelných kvant na elektronech ukryt v šířkách spektrálních čar.

Výsledný vztah (I.42) ukazuje, že Comptonův posun nezávisí na vlnové délce primárního záření ani na vlastnostech rozptylového materiálu.

V naší úvaze jsme předpokládali rozptyl rtg. kvanta na volném elektronu. V atomech jsou však "poměrně volné" pouze elektrony valenční, tj elektrony nejslaběji vázané. U lehkých prvků jsou buď všechny nebo podstatná část elektronů slabě vázané, a proto jsou intenzity posunutých rtg. čar méně intenzivní u prvků s větší atomovou hmotností. U pevně vázaných elektronů vyměňuje rtg. foton energii s celým atomem, jehož hmotnost je o několik řádů větší než m_0 , a proto je $\Delta\lambda$ v tomto případě nezjistitelné.

Provedenou analýzu Comptonova jevu nazýváme jako poloklasickou teorii. Do všech důsledků lze exaktně Comptonovský rozptyl vyřešit pomocí Klein-Gordonovy rovnice, která je však odvozována až v kvantové mechanice.

Comptonovy odražené elektrony

Prozatím jsme vysvětlili změnu vlnové délky rtg. fotonu při rozptylu na volném elektronu. Z vektorového trojúhelníka (obr. I.14) vyplývá, že část hybnosti původního fotonu si odnáší elektron, na kterém nastává rozptyl. Energie tohoto odraženého elektronu je rovna

$$W_c = h\nu - h\nu' = h\Delta\nu \quad (\text{I.44})$$

Poměr W_c k energii rozptylovaného fotonu bude

$$\frac{W_c}{h\nu} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{1}{\nu} \left(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda + \Delta\lambda} \right) = \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} \quad (\text{I.45})$$

Po dosazení za $\Delta\lambda$ dostaneme

$$\frac{W_c}{h\nu} = \frac{2\Lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\lambda + 2\Lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (\text{I.46})$$

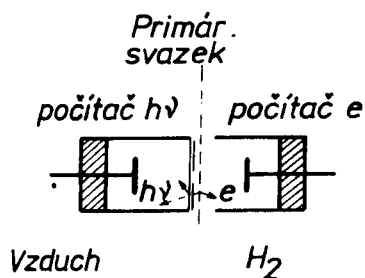
Z tohoto vztahu můžeme určit, jakou část energie primárního fotonu odnáší odražený foton. Z rovnice (I.46) vyplývá, že energie odraženého fotonu bude tím větší, čím menší bude vlnová délka primárního záření. Pro velmi krátké vlnové délky (γ - záření) může být energie odražených elektronů tak velká, že při jejich pohybu v disperzním prostředí vznikají kvalitativně nové jevy (Čerenko-

vovo záření).

Vysvětlení Comptonova jevu na základě zákonů zachování a částicové (fotonové) představy o světle bylo tak překvapující a jednoduché, že budilo značnou nedůvěru. Experimenty Botheho a Geigera, jakož i Comptona a Simona však jednoznačně rozhodly o účelnosti částicové představy při výkladu některých vlastností elmg. záření.

Pokus Bothe-Geigerův

Tento pokus byl proveden zejména proto, aby bylo prokázáno, že rozptýlený foton a odražený elektron vznikají současně a zákony zachování energie a hybnosti lze tedy použít v tak jednoduché formě, jak bylo ukázáno



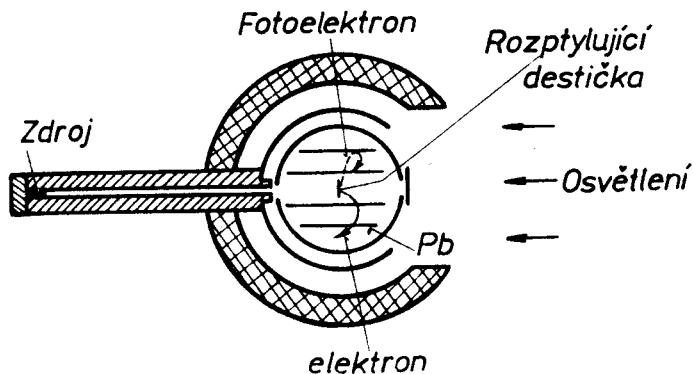
Obr. I.15 Schema pokusu
Bothe-Geigerova

Úzký svazek rentgenových paprsků procházel komorou naplněnou vodíkem. Vodík rtg. záření málo pohlcuje, ale silně rozptyluje (100% elektronů je valenčních). V komoře jsou dva počítáče, jeden naplněný vodíkem počítá odražené elektrony, druhý oddělený platinovou folií a naplněný vzduchem detekoval rozptýlené fotony. Detekce fotonů byla prováděna prostřednictvím fotoelektronů uvolněných ze stěn počítáče, nebo Pt fólie.

Četnost detekovaných impulsů fotonů je přirozeně mnohem menší než u detekce elektronů. Po zpracování výsledků se ukázalo, že každý impuls odpovídající fotonu se dá ztotožnit s nějakým impulsem rozptýleného fotonu.

Pokus Compton-Simonův

Tento pokus byl proveden ve Wilsonově mlžné komoře, aby byly zviditelněny dráhy odražených elektronů. V komoře byly umístěny dvě tenké olověné desky, na každé straně rozptylujícího materiálu (celuloid). Kolmo na rovinu desek bylo aplikováno magnetické pole.



Obr. I.16 Schema pokusu Compton-Simonova

Odražený elektron opisuje v mg. poli o známé indukci B kruhovou dráhu, jejíž poloměr lze z fotografií stanovit a vypočítat energii odraženého elektronu. Foton není ve Wilsonově komoře vidět, ale při dopadu na olověnou desku vyráží fotoelektron, který opět opisuje kruhovou dráhu. Experiment byl proveden

s γ zářením, aby energie elektronů byla dostatečně veliká. Z fotografií, na kterých byly zachyceny stopy odraženého elektronu i fotoelektronu, bylo možné verifikovat zákon zachování energie a impulsu. Výsledkem tohoto experimentu bylo, že zákony zachování energie a hybnosti platí i při rozptylu tak, jak byly uvedeny.

I.2.3 Vlnové vlastnosti částic

De Broglieho hypotéza

Když r. 1905 Einstein předložil teorii vysvětlující vznik fotoefektu, ukázalo se, že některé fyzikální jevy u světla jdou vyložit jako vlastnosti částic nebo jako vlnové vlastnosti. Šlo tedy a jde u světla o dualismus vln a částic.

Téměř po dvaoceti letech, v r. 1924, de Broglie předložil hypotézu, kde dualismus zobecňuje na všechny částice. Podle jeho představ každá částice má i vlnové vlastnosti. Vlnová délka kterékoliv částice je určena impulsem částice

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad \left(= \frac{h}{p} \right) \quad \omega = \frac{E}{\hbar} \quad (\text{I.47})$$

Pro foton $E = \hbar\omega$ a $p = \frac{\hbar\omega}{c}$ (viz (I.33))

Ve výrazech E je energie, ω kruhová frekvence, m hmotnost částice a v její rychlost.

Pro elektrony s energií $(1 - 10^4) \text{ eV}$ leží délky vln v oblasti $1 \text{ nm} - 10^{-2} \text{ nm}$, tj. v oblasti rentgenovského záření. Pro částice např. o hmotnosti 10^{-31} kg a s rychlostí 1 m/s je délka vlny 10^{-10} m , což leží mimo oblast pozorování. Proto první experimenty se soustřeďovaly především na studium elektronů. Experimentálního potvrzení se de Broglieho teorie dočkala právě v důkazu difrakčních vlastností elektronů (viz dále).

Projevy vlnového charakteru

První pokusy zabývající se odrazem elektronů na krystalu niklu (1923 Davisson a Kunsman) ukázaly, že odraz pod některými úhly je větší (viz též str. 97-98). A tyto úhly závisí na energii elektronu. Pro elektrony o energii $(100-150) \text{ eV}$, tj. s délkou vlny $\lambda \approx 0,1 \text{ nm}$ Davisson a Germer r. 1927 potvrdili platnost de Broglieho teorie tím, že při pozorování difrakčních maxim při odrazu elektronů od krystalu byla splněna Braggova podmínka pro de Broglieho délku vlny elektronu.

Tato podmínka je: $2d \sin \theta = n\lambda$

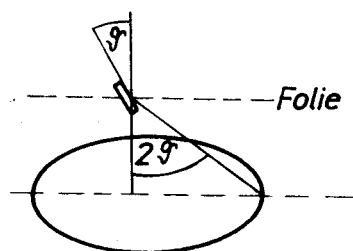
kde d je vzdálenost krystalografických rovin, u niklu oca $2,15 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, θ je úhel dopadu na rovinu, n je celé číslo a λ vlnová délka elektronu.

Na rozdíl od rentgenova záření, kde index lomu v krystalu je ≈ 1 , je index lomu pro elektrony určen potenciální a kinetickou energií elektronu v krystalové mřížci, tj.

$$n = \sqrt{1 - \frac{E_p}{E_k}} \quad (\text{II.48})$$

Pak Braggova rovnice pro elektrony má tvar $2d \sqrt{n^2 - \cos^2 \alpha} = m \cdot \lambda$ kde α je úhel sklonu $\alpha = \frac{\pi}{2} - \psi$

Jestliže elektron dopadá na krystal pod úhlem ψ , pak pod úhlem 2ψ se pozoruje zesílení - obr. I.17



Obr. I.17

Thompson a Tartakovskij v r. 1927 získali difraktogram elektronů, procházejících zlatou folií. Byl analogický difraktogramu rentgenova záření procházejícího hliníkem, tedy i za přibližně analogických experimentálních podmínek.

Podobně byla zjištěna i difrakce α částic, protonů, jader vodíku (Dempster 1930) i dvojjaderných molekul pro vodík (Stern 1930).

Avšak ve všech těchto uvedených pokusech intenzita elektronového svazku byla velká, tzn. současně procházelo folií mnoho elektronů. Bylo tedy možné difrakci elektronů vysvětlit si i současným působením více elektronů

Proto r. 1949 Biberman, Suškin a Fabrikant provedli experiment, při němž krystalem elektrony procházely jednotlivě (doba mezi průchody 2 elektronů po sobě byla $3 \cdot 10^4$ krát delší než doba, kterou elektron potřeboval na průchod krystalem). Difrakční obraz byl stejný jako pro svazek elektronů.

Rychlost de Broglieho vln se určuje následující úvahou:

Rychlost $v = \nu \cdot \lambda = \nu \frac{h}{m v}$ Dosazením za $\nu = \frac{E}{h}$ kde $E = m \cdot c^2$ je

$$v = \frac{m c^2}{h} \cdot \frac{h}{m v} = \frac{c^2}{v} \quad (\text{I.49})$$

Jde o tzv. fázovou rychlost.

Grupová rychlost je rovna rychlosti částice.

Užití difrakce

Rozlišovací schopnost optických zařízení - mikroskopů je závislá na vlnové délce užitého záření. S větší vlnovou délkou je rozlišovací schopnost horší, tzn. klesá. Tak např. u mikroskopu je nejmenší rozlišitelná vzdálenost $b = \frac{\lambda}{2A}$ kde λ je vlnová délka použitého záření a A aperťura mikroskopu. Je zřejmé, že pro ultrafialové světlo je rozlišovací schopnost větší.

Kratší vlnovou délku má i Rentgenovo záření, protože však index lomu pro všechny látky je blízký jedné, používá se tohoto zařízení jen k zobrazování předmětů (lékařství apod.).

Použijeme-li však některého iontu, pak při urychlení napětím U má rychlost

$$v = \sqrt{\frac{2ZeU}{m}} \quad (\text{I.50})$$

Zde Ze je náboj iontu a m jeho hmotnost.

Vlnová délka tohoto iontu je

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2ZeUm}} \quad (\text{I.51})$$

Zaměníme-li iont za elektron, je

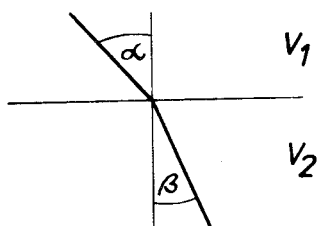
$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \sim \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{10} \text{ [m]}$$

Naopak u protonu ve srovnání s elektronem $\lambda_p \doteq \frac{\lambda_e}{43}$, tj. vlnová délka protonu je kratší.

Protože elektron přechodem z místa o potenciálu V_1 do místa potenciálu V_2 (přičemž $V_2 > V_1$) změní rychlost, index lomu je

$$n = \frac{mv\alpha}{mv\beta} = \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \quad (\text{I.52})$$

viz obr. I.18



Obr. I.18 K určení indexu lomu pro elektron

Je proto možné používat elektronu v mikroskopech (tj. elektronových mikroskopech), jejichž optika je tvořena buď elektrostatickými nebo magnetickými čočkami. Rozlišovací schopnost těchto mikroskopů je řádu 1 nm. Uvážíme-li, že větší molekuly mají průměry cca 4 nm, je možné je mikroskopem sledovat, případně s pomocí normálu velikosti, což bývají polystyrenové kuličky průměru (259 ± 4) nm, sledovat povrch látky a určovat rozměry nerovností. K tomu se užívá i tzv. stínové metody, tj. metody, kde svazek elektronů dopadá na povrch

látky pod malým úhlem.

Preparáty používané v elektronovém mikroskopu jsou tloušťky asi 1μ . Mohou se upravovat i nanášením na jemnou síťku apod.

V elektronové difraktografii se využívá buď

- a) rychlých elektronů - urychlovaných napětím 30-50 kV
- b) pomalých - urychlovaných napětím až do stovek volt.

Difraktografie se používá pro určování atomové struktury krystalů.

K téměř účelům je možné využít i jiných částic, např. tepelných neutronů (s energií $\sim 0,06$ eV, tzn. s vlnovou délkou $\sim 0,1$ nm). Protože jejich vlnová délka je srovnatelná s meziatomovými vzdálenostmi, neutrony mohou sloužit i ke sledování dynamických vlastností látek.

Používaných metod jak v elektronové difraktografii tak i neutronové difraktografii je celá řada.

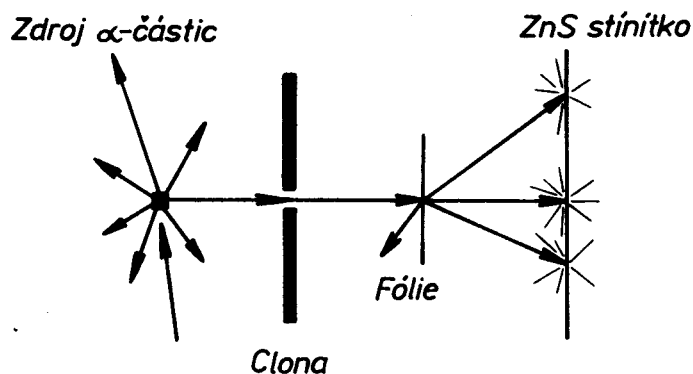
II. Atomová struktura

Na počátku našeho století byly představy o struktuře atomů velmi neurčité. Byly známy hmotnosti a přibližné rozměry atomů. Poněvadž již bylo zjištěno, že elektrony mají původ v atomech, předpokládalo se, že v atomu je kladný náboj Ze , kde Z je pořadové číslo prvku v Mendělejevově periodickém systému. Byla již všeobecně uznávána představa, že stejně velký záporný náboj ($-Ze$) je rozdělen mezi Z elektronů. Nejpodivnější se zatím jevila skutečnost, že prakticky veškerá hmotnost atomu musí nějak souviset s kladným nábojem, neboť hmotnost elektronů je ve srovnání s hmotností atomu velmi malá.

Tyto poznatky a představy byly uplatněny v prvním vědecky zdůvodněném Thomsonově modelu atomu. Podle tohoto (puďinkového) modelu jsou hmotnost atomu a celý kladný náboj rozděleny spojitě a rovnoměrně v celém objemu atomu. V tomto kladném náboji se vznášejí lehké elektrony, které jsou v atomu drženy přitažlivými silami od kladného náboje. Na základě tohoto modelu se sice podařilo částečně objasnit některé jevy, ale zejména nové kvantové efekty související s emisí a absorpcí fotonů se již vymykaly těmto jednoduchým, spekulativním představám.

II.1. Rozptyl α částic

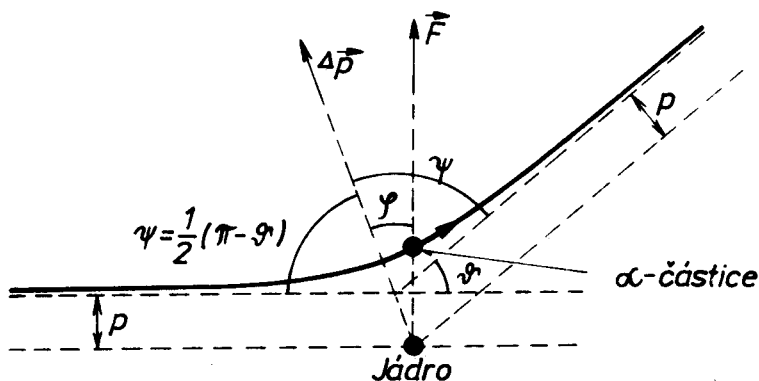
V letech 1908-1913 studoval E. Rutherford se svými spolupracovníky rozptyl α částic v plynech a na tenkých foliích kovů. V té době již bylo známo, že α částice má hmotnost rovnou hmotnosti atomu hélia a má kladný náboj $2e$. Při studiu tohoto rozptylu se ukázalo, že některé α částice se rozptylují pod velmi velkými úhly, některé α částice se dokonce od fólie odrazily zpět.



Obr. II.1 Schematické znázornění Rutherfordova pokusu s rozptylem α -částic folií

Poněvadž α částice jsou poměrně velmi těžké a z radioaktivních preparátů vyletují s energiemi řádově MeV, bylo jasné, že na ně ve fólii musely působit veliké síly, aby došlo k tak značným odchylkám. Thomsonův model se ukázal jako nesprávný, poněvadž neumožňoval stanovení obecné zákonitosti pro tvar dráhy a četnost rozptylovaných α částic pod různými úhly. K objasnění výsledků

těchto experimentů zvolil Rutherford takový model atomu, kde veškerá hmotnost a kladný náboj jsou soustředěny v nepatrném objemu - jádře atomu. Elektrony atomu se svou malou hmotností pohyb těžké α částice téměř neovlivňují.



Obr. II.2 Dráha α částice v Coulombovském poli jádra

Rutherford předpokládal, že α částice a jádro atomu jsou natolik malé, že je lze považovat za bodové hmoty a náboje. Mezi α částicí a kladně nabitým jádrem atomu působí pouze elektrostatičká odpudivá síla vyjádřená Coulombovým zákonem.

Nejdříve musíme vyšetřit tvar dráhy α částice v Coulombovském poli jádra. Záměrná vzdálenost p je minimální vzdálenost, na kterou by se α částice přiblížila k jádru, kdyby mezi nimi nepůsobily žádné síly. Úhel rozptylu ψ je úhel mezi směrem příletu částice α a směrem, v němž odlétá. Coulombovské pole je konzervativní, a proto budou částice α a jádro stále v jedné rovině. Úhlový moment hybnosti α částice vzhledem k jádru L bude integrálem pohybu, tj. bude stále konstantní, poněvadž Coulombova síla je centrální silou. Jádro vezmeme jako střed polárních souřadnic r a φ .

$$L = m r^2 \frac{d\varphi}{dt} = m v p \quad (\text{II.1})$$

kde v je rychlost α částice mimo rozptylující fólii

Coulombova odpudivá síla - $F = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$

Coulombův potenciál - $U = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$

Zaveďme $u = \frac{1}{r}$, potom $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{L}{m} u^2$. (II.2)

Vektor rychlosti se v blízkosti jádra rozkládá na rychlost radiální \dot{r} a příčnou (obvodovou) $r\dot{\varphi}$

Pro radiální rychlost dostaneme

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} \left(\frac{1}{u} \right) = -\frac{1}{u^2} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{u^2} \frac{du}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{L}{m} \frac{du}{d\varphi} \quad (\text{II.3})$$

Rychlost příčná je dána vztahem $v_{\varphi} = \frac{L}{m} \omega$ (II.4)

Ze zákona zachování energie plyne:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{L^2}{2 m p^2} = \frac{1}{2} m \left[\left(\frac{L}{m} \frac{d\omega}{d\varphi} \right)^2 + \left(\frac{L}{m} \omega \right)^2 \right] + \frac{2Ze^2 \omega}{4\pi\epsilon_0} \quad (\text{II.5})$$

Energie α částice

před rozptylem

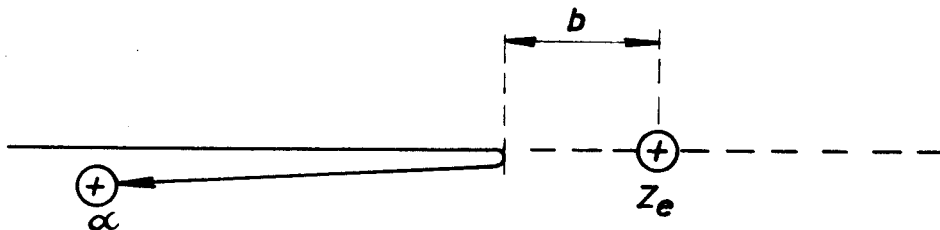
Energie α částice v poli jádra

Po úpravách dostaneme:

$$\frac{L^2}{2 m p^2} = \frac{1}{2} \frac{L^2}{m} \left(\frac{d\omega}{d\varphi} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{L^2}{m} \omega^2 + \frac{2Ze^2 \omega}{4\pi\epsilon_0} \quad (\text{II.6})$$

$$\left(\frac{d\omega}{d\varphi} \right)^2 = \frac{1}{p^2} - \omega^2 - \frac{4Ze^2 m}{L^2 4\pi\epsilon_0} \omega \quad (\text{II.7})$$

Pro zjednodušení tohoto výrazu si zavedeme tzv. nejmenší přiblížení b α částice k jádru, které nastane při $p=0$ - obr. II.3.



Obr. II.3 Největší přiblížení α částice k jádru atomu

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b}, \quad b = \frac{4Ze^2}{m v^2 4\pi\epsilon_0} \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{L^2}{2 m p^2} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b} \rightarrow \frac{4Ze^2 m}{4\pi\epsilon_0 L^2} = \frac{b}{p^2} \quad (\text{II.9})$$

Když použijeme těchto relací, můžeme diferenciální rovnici (II.7) přepsat ve tvaru

$$\left(\frac{d\omega}{d\varphi} \right)^2 = \frac{1}{p^2} - \omega^2 - \frac{b}{p^2} \omega = \frac{1}{p^4} \left[p^2 + \left(\frac{b}{2} \right)^2 \right] - \left(\omega + \frac{b}{2p^2} \right)^2 \quad (\text{II.10})$$

Označme $\frac{1}{p^4} \left[p^2 + \left(\frac{b}{2} \right)^2 \right] = A$ a $\omega + \frac{b}{2p^2} = Y$, potom

$$\frac{du}{d\varphi} = \frac{dY}{d\varphi}$$

a rovnici (II.10) získáme v jednoduchém tvaru

$$\left(\frac{dY}{d\varphi}\right)^2 = A - Y^2 \quad \text{což dává} \quad \frac{dY}{\sqrt{A^2 - Y^2}} = \pm d\varphi \quad (\text{II.11})$$

Po integraci (II.11) dostaneme $\arccos \frac{Y}{A} = \pm \varphi$, což znamená, že

$$\frac{Y}{\sqrt{A}} = \cos(\pm \varphi) = \cos \varphi \quad (\text{II.12})$$

Po zpětném dosazení za Y a A dostáváme hledanou relaci mezi u a φ , tj. rovnici dráhy α částice

$$u + \frac{b}{2p^2} = \frac{1}{p^2} \left[p^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 \right]^{1/2} \cos \varphi \quad (\text{II.13})$$

Z analytické geometrie kuželoseček je známo, že v polárních souřadnicích reprezentuje výraz:

$$u = \frac{1}{r} = B + C \cos \varphi \quad \text{kuželosečku s excentricitou} \quad \varepsilon = \frac{C}{|B|}$$

V našem případě je $\varepsilon > 1$ a tedy dráhou α částice bude hyperbola.

Poněvadž α částice přilétá i odlétá po asymptotě hyperboly, provedeme asymptotické přiblížení:

Pro $u \rightarrow 0$ bude $r \rightarrow \infty$ a $\varphi \rightarrow \pm \psi$

Potom

$$\cos \varphi = \frac{\frac{b}{2}}{\left[p^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 \right]^{1/2}} = \cos \psi \quad (\text{II.14})$$

Z obr. II. vidíme, že $\psi = 180^\circ - 2\varphi$, tj. $\psi = 90^\circ - \frac{\varphi}{2}$

$$\cotg \frac{\psi}{2} = \frac{2p}{b} = \frac{m v^2 4\pi \varepsilon_0 p}{2 Z e^2} \quad (\text{II.15})$$

Pro jedno experimentální uspořádání je $\frac{4\pi \varepsilon_0 m v^2}{2 Z e^2} = \text{konst.}$

Zákon dráhy α částice potom bude $\cotg \frac{\psi}{2} = K \cdot p \quad (\text{II.16})$

Tento jednoduchý vztah vezmeme za základ dalšího výpočtu

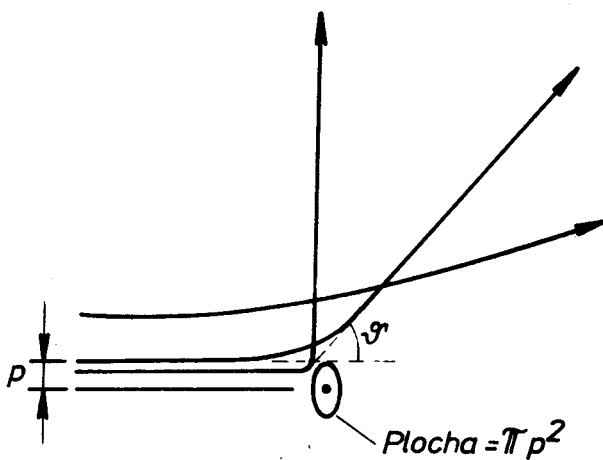
II.2. Počet α částic rozptýlených v daném směru

Vzorec $\cotg \frac{\nu}{2} = K p$ říká, že všechny α částice, které nalétají na jádra atomů ve fólii v určité záměrné vzdálenosti, jsou rozptýleny se stejným úhlem ν . Všechny α částice, které mají záměrnou vzdálenost od p do $p+dp$ od jádra, vytvoří po dopadu na stínítko mezikruží - obr. II. 5 vymezené úhly rozptylu $\nu, \nu+d\nu$. Počet α částic rozptýlených do směru vymezeného úhly $\nu, \nu + d\nu$ bude

$$dN_{\nu} = N n d\sigma \quad (\text{II.17})$$

kde N je počet α částic dopadajících za 1 s na fólii, n je počet rozptylujících jader (atomů) ve fólii a $d\sigma$ je aktivní zasažená plocha - tzv. diferenciální účinný průřez.

$$d\sigma = 2\pi p dp$$



Diferenciální účinný průřez definuje pravděpodobnost, s jakou je dopadající α částice rozptýlena s úhlem $(\nu, \nu+d\nu)$. Záměrnou vzdálenost p nemůžeme přímo měřit, ale poměrně snadno lze změřit úhel rozptylu ν .

Obr. II.4 Závislost úhlu rozptylu na záměrné vzdálenosti α částice

Poněvadž $K \cdot p = \cotg \frac{\nu}{2}$, bude

$$p dp = -\frac{1}{2} \left(\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \frac{\cotg \frac{\nu}{2}}{\sin^2 \frac{\nu}{2}} d\nu \quad (\text{II.18})$$

Znaménko minus znamená, že s rostoucím p klesá ν

$$d\sigma = \pi \left(\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \frac{\cotg \frac{\nu}{2}}{\sin^2 \frac{\nu}{2}} d\nu \quad (\text{II.19})$$

Po dosazení do (II.17)

$$dN_{\nu} = N n \pi \left(\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \frac{\cotg \frac{\nu}{2}}{\sin^2 \frac{\nu}{2}} d\nu \quad (\text{II.20})$$

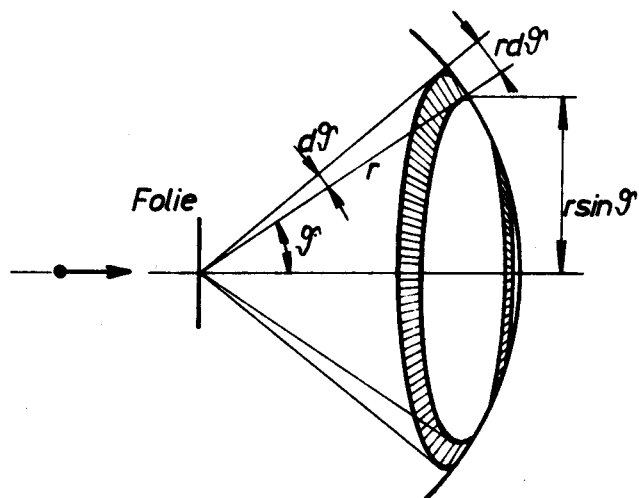
$$\cotg \frac{\nu}{2} = \frac{\sin \nu}{2 \sin^2 \frac{\nu}{2}}$$

a po úpravě dostaneme

$$dN_{\alpha} = N_0 n \pi \left(\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \frac{1}{2} \frac{\sin \vartheta}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta \quad (\text{II. 21})$$

Pro experimentální určování počtu rozptýlených α částic je mnohem výhodnější počítat α částice dopadající na jednotku plochy stínítka.

dN_{α} částic vytvoří na stínítku mezikruží vymezené úhly $\vartheta, \vartheta - d\vartheta$. Budeme-li dělit plochou tohoto mezikruží počet dN_{α} , dostaneme počet α částic dopadajících na jednotku plochy stínítka (N_1)



Obr. II.5 K výpočtu množství α částic rozptýlených v daném směru

Z obr. II.5 vyplývá, že plocha mezikruží na stínítku $dP = 2\pi r \sin \vartheta \cdot r d\vartheta$
Potom

$$N_1 = \frac{dN_{\alpha}}{dP} = N_0 n \left(\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \frac{1}{r^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \quad (\text{II. 22})$$

Pro určité uspořádání experimentu bude

$$N_1 \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2} = \text{Konst.} \quad (\text{II. 23})$$

Tento vztah lze již snadno experimentálně ověřit. Výsledek experimentu je uveden v Tab. II.1

Tab. II.1

$\vartheta [^\circ]$	N_1	$N_1 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$
150	33	29
75	211	29
45	1435	30
15	132000	38

Pro malé rozptylové úhly je odchylka snadno vysvětlitelná tím, že p je již dostatečně veliké, aby se uplatnily Coulombovské síly i od jiných jader ležících v blízkosti dráhy α částice ve fólii.

Na základě tohoto experimentu lze prohlásit, že Coulombův zákon platí i v interatomárním měřítku. Rozměry jádra budou menší než 10^{-14} m, což je asi 10^4 krát menší velikost, než činí lineární rozměry atomů.

Rutherfordova teorie rozptylu α částic folií jednoznačně ukázala, že kladný náboj a s ním spojená téměř celá hmotnost atomu zaujímají jen nepatrný objem v prostoru vymezeném pro celý atom. Zbývající objem je k dispozici pro elektrony; v tomto prostoru se uplatňuje silné elektrostatické pole, jehož intenzita dosahuje 10^9 V/cm.

II.3. Rozměry elektronu

Elektrony nelze pozorovat tak, aby bylo možno přímo změřit jejich lineární rozměry. Na základě klasických představ si můžeme snadno odvodit vztah pro poloměr elektronu, který dobře souhlasí i s výsledky náročných nepřímých měření.

Zcela právem si můžeme elektron představit jako kouli s poloměrem r a povrchovým nábojem $-e$. Klidová energie elektronu $E = m \cdot c^2$ musí být v klidu rovna jeho potenciální elektrostatické energii vytvářené povrchovým nábojem. Kapacita koule o poloměru r je dle klasické elektrostatiky $C = 4\pi\epsilon_0 r$

Práce spojená s nabitím tohoto kondenzátoru nábojem $-e$ bude

$$A = \frac{1}{2} \frac{e^2}{C}$$

Potenciální energie tohoto kulového kondenzátoru je energií el. pole

$$W = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} = m_0 c^2 \quad (\text{II. 24})$$

Potom pro $r_{el} = r$ dostaneme:

$$r_{el} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \quad (\text{II. 25})$$

Jestliže je uvažováno spojitě rozložení el. náboje v objemu zaujímaném elektronem, dostaneme hodnotu větší:

$$r_{el} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 e^2 m_0 c^2} = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (\text{II. 26})$$

Tato hodnota je nazývána "klasickým" poloměrem elektronu.

Experimenty s rozptylem elektronů na elektronech dávají přibližně stejné hodnoty. Na elektron můžeme nazírat jako na bodovou el. nabitou částici bez vlastní struktury.

III. Elektronový obal atomu

III.1. Energiové stavy elektronového obalu

III.1.1. Zákonitosti v atomových spektrech

V druhé polovině 19. století byla velmi zdokonalena optická spektroskopie. V r. 1885 srovnával gymnasiální profesor Balmer vlnové délky čar atomárního vodíku, které byly vyzařovány výbojkou naplněnou vodíkem. Zjistil, že vlnové délky těchto čar mohou být přesně vyjádřeny empirickým vzorcem

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad \text{kde } B \text{ je tzv. Balmerova konstanta, (III.1)}$$

$$n = 3, 4, 5, 6, \dots$$

Tento vzorec však platí jen pro čáry atomárního vodíku tzv. Balmerovy série (čáry H_α , H_β , H_γ , H_δ ...), které se nalézají téměř všechny ve viditelném oboru.

Největší zkušenosti v praktické spektroskopii měl v té době Švéd Rydberg. Poněvadž rychlost světla byla v 19. stol. známa s malou přesností, zavedl používání vlnočtu $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ [m^{-1}].

Podle Rydberga lze vlnočty čar Balmerovy série zapsat též jako

$$\tilde{\nu} = A - \frac{R}{n^2} = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{(III.2)}$$

R je Rydbergova konstanta; $n = 3, 4, 5, 6, \dots$

Později byly objeveny i další série jak v oblasti ultrafialového tak i v oblasti infračerveného záření. Pro spektrální čáry všech sérií však Rydbergův vzorec vyhovoval v obecném tvaru

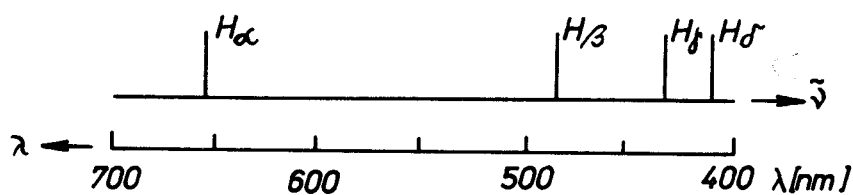
$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > k \quad \text{(III.3)}$$

(k i n jsou přirozená čísla)

Výrazy $\frac{R}{n^2}$, $\frac{R}{k^2}$ označil Rydberg jako spektrální termy $T(n)$, $T(k)$. Potom vlnočty každé atomové čáry vodíku lze napsat jako rozdíl dvou spektrálních termů

$$\tilde{\nu} = T(k) - T(n) \quad \text{(III.4)}$$

Je zřejmé, že s růstem n se zmenšuje rozdíl mezi vlnočty sousedních čar a při $n \rightarrow \infty$ dostaneme $\tilde{\nu} = \frac{R}{2^2}$ což je hrana Balmerovy série - H_∞ .



Obr. III.1. Čáry Balmerovy série

Pro jiné série atomárního vodíku bylo zjištěno:

k	Název série	Poloha série	Vlnočet hrany série
1	Lymanova	ultrafialová	$R/1^2$
2	Balmerova	viditelná	$R/2^2$
3	Paschenova	infračervená	$R/3^2$
4	Brackettova	infračervená	$R/4^2$
5	Pfundova	infračervená	$R/5^2$

III.1.2. Kombinační princip

Jsou-li známy vlnočty dvou spektrálních čar téže série, bude jejich rozdíl vlnočtem některé třetí spektrální čáry prvku z jiné série.

$$\tilde{\nu}_1 = T(1) - T(2), \quad \tilde{\nu}_2 = T(1) - T(3) \quad (\text{III.5})$$

$$\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1 = T(1) - T(3) - T(1) + T(2) = T(2) - T(3) = \tilde{\nu}_3 \quad (\text{III.6})$$

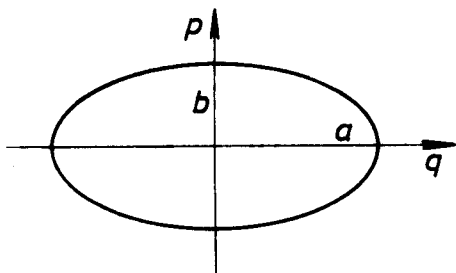
Tedy rozdíl vlnočtů dvou spektrálních čar Lymanovy série je roven vlnočtu čáry H_{α} z Balmerovy série. Platnost tohoto kombinačního principu byla u atomových čar vodíku bezpečně prokázána, což je v hlubokém rozporu s klasickou fyzikou. Podle klasické fyziky by měly být vyzařovány pouze vyšší harmonické. Hluboký smysl kombinačního principu vyplynul až po zformulování Bohrových postulátů.

III.1.3. Bohrov model atomu vodíku (1913)

Bohr pochopil, že elektrony v atomu vodíku se mohou vyskytovat jen v určitých energetických stavech, které tvoří diskretní řadu. Každému spektrálnímu termu odpovídá určitý stacionární stav elektronu v atomu. Bohrovy myšlenky lze shrnout do dvou postulátů.

- Elektrony v atomu obíhají po kruhových drahách a nevyzařují energii. Dovoleny jsou jen takové dráhy, pro které platí $2\pi m r v = n h$, kde r - poloměr dráhy elektronu, v - obvodová rychlost elektronu, h - Planckova konstanta, $n = 1, 2, 3, \dots$ - kvantové číslo
- Při přechodu elektronu z jednoho stacionárního stavu do druhého vyzařují (nebo pohlcují) atomy kvanta energie $h\nu = E_m - E_n$, kde E_m, E_n jsou energie elektronu ve stacionárních stavech, mezi nimiž nastává přechod elektronu.

První Bohrov postulát pro výběr kvantových drah je v podstatě zobecněním Planckova postulátu pro výběr kvantových stavů lineárního oscilátoru - $W_n = n h \nu$. Již z klasické mechaniky je známo, že formální popis lineárního oscilátoru je stejný jako u kruhového pohybu. Odvodíme nyní obecnou kvantovou podmínku pro lineární oscilátor a tím i pro náš model elektronu obíhajícího po kruhové dráze.



Obr. III.1. Stavy lineárního oscilátoru v p, q prostoru

Stav lineárního oscilátoru je v klasické mechanice určen lineární souřadnicí q a příslušnou hybností p. Stav oscilátoru je plně určen dvěma parametry p a q a tedy i jedním bodem ve fázovém "prostoru". Při pohybu v soustavě bude tento bod měnit svoji polohu a opisovat nějakou fázovou dráhu.

Pro energii lineárního oscilátoru lze psát

$$W = T + U = \frac{1}{2} m \dot{q}^2 + \frac{1}{2} f q^2,$$

$$p = m\dot{q}, \quad f - \text{tuhost}$$

Po jednoduché úpravě dostaneme

$$1 = \frac{p^2}{2mW} + \frac{q^2}{2\frac{W}{f}}$$

což je v našem p, q prostoru rovnice elipsy o poloosách $a = \sqrt{2mW}$, $b = \sqrt{\frac{2W}{f}}$.

Plocha této elipsy je rovna $\oint p dq = \pi a b = 2\pi W \sqrt{\frac{m}{f}}$. (III.7)

Pro kmitající harmonický oscilátor platí

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f}{m}} \quad (\text{III.8})$$

Po dosazení $\oint p dq = W/\nu$, $\oint p dq = n h$ což je kvantová podmínka stability pro systém s jedním stupněm volnosti.

Když použijeme tuto obecnou podmínku i v případě elektronu obíhajícího po kruhové dráze, dostaneme

$$T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m r^2 \dot{\varphi}^2 \quad (\text{III.9})$$

$$p_{\varphi} = \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}} = m r^2 \dot{\varphi} = m r v \quad (\text{III.10})$$

Po dosazení do podmínky stability plyne

$$\int_0^{2\pi} m r v d\varphi = 2\pi m r v = n h$$

což je 1. Bohrovův postulát

Tedy $p_{\varphi} = n \frac{h}{2\pi} = n \hbar$

Úhlový moment hybnosti je roven celočíselnému násobku \hbar .

Veličina $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ je tedy kvantovou jednotkou momentu hybnosti.

III.1.4. Energie a poloměr dráhy elektronu na kruhové dráze

Budeme se nyní zabývat atomem vodíkového typu, tj soustavou skládající se z jádra o náboji $+Ze$ a jednoho elektronu ($Z=1$ - vodík, $Z=2$ - ionizované helium He^+). Z kinetické teorie vyplývá, že lineární rozměry atomu jsou řádově 10^{-10} m. Z Rutherfordovy teorie rozptylu víme, že Coulombův zákon platí až do vzdálenosti 10^{-14} m od jádra. Můžeme tedy i v Bohrově teorii Coulombův zákon bez obav používat.

Síla, kterou jádro přitahuje elektron, je rovna

$$F = + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Potenciální energie elst. pole bude

$$U = \int_{\infty}^r - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{III.12})$$

Coulombovská dostředivá síla musí být u stacionární dráhy kompenzována stejně velikou silou odstředivou

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \rightarrow mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{III.13})$$

Pomocí této rovnice lze upravit výraz pro celkovou energii elektronu následovně:

$$\begin{aligned} W = T + U &= \frac{1}{2}mv^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \\ &= - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \end{aligned} \quad W = - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{III.14})$$

Energie elektronů pevně vázaných k jádru na stacionárních drahách je záporná.

Víme již, že pro elektron na kruhové dráze platí

$$p_{\phi} = mrv = n\hbar, \quad r^2 = \left(\frac{n\hbar}{mv} \right)^2 \quad (\text{III.15})$$

Z předešlého výkladu však víme, že

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = mv^2$$

Po dosazení z (III.13) do (III.15) dostaneme

$$r = \frac{m^2 \hbar^2}{Ze^2 m} = n^2 \frac{1}{Z} \cdot \frac{\hbar^2}{me^2} \quad (\text{III.16})$$

Výraz

$$\frac{\hbar^2}{4\pi\epsilon_0 me^2} = a_0$$

má rozměr délky a nazýváme jej

Bohrovým poloměrem ($a_0 = 5,29 \cdot 10^{-11}$ m).

V kvantové fyzice budeme délky vyjadřovat v Bohrových poloměrech (účinné průřezy se rovněž často vyjadřují v jednotkách πa_0^2)

Tedy $r = n^2 \cdot \frac{1}{Z} a_0$, kde a_0 představuje poloměr nejbližší stacionární kruhové dráhy elektronu v atomu vodíku.

Dosazením za r do vztahu pro celkovou energii elektronu na stacionární dráze dostaneme

$$W = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} = \frac{me^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2 n^2} = -\frac{me^4 Z^2}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (\text{III.17})$$

III.1.5. Výklad záření a podstata spektrálních termů

Podle 2. Bohrova postulátu $h\nu = W_2 - W_1$

Jak jsme viděli, bylo pro atomy vodíku experimentálně zjištěno

$$\tilde{\nu} = T(n_1) - T(n_2) = \frac{R}{n_1^2} - \frac{R}{n_2^2} \quad (\text{III.18})$$

$$h\nu = hc\tilde{\nu} = -\frac{me^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (\text{III.19})$$

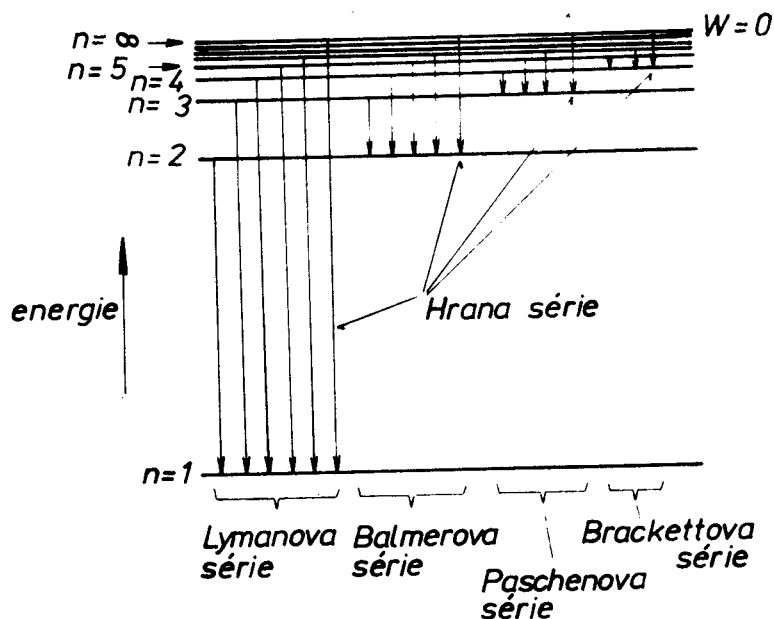
Pro atom vodíku ($Z=1$) porovnáním těchto dvou vztahů dostaneme

$$T(n_1) = \frac{R}{n_1^2} = -\frac{W(n_1)}{hc} \quad (\text{III.20})$$

Rydbergovu konstantu lze vyjádřit takto $R = -\frac{W}{hc} n^2$

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{hc (4\pi\epsilon_0)^2} \quad (\text{III.21})$$

Pro jednotlivé série spektrálních čar atomu vodíku, potom dostaneme následující schema:



Bohrova teorie sice dobře vysvětluje podstatu spektrálních termů a vznik spektrálních sérií, ale vnitřně je rozporná.

Pro $n \rightarrow \infty$ jde i $r \rightarrow \infty$ (atom by měl být nekonečně veliký)
 Pro $n \rightarrow \infty$ jde $W \rightarrow 0$.

Pro $n \rightarrow \infty$ přestává být elektron pevně vázán k jádru - nastává ionizace. Ionizační energie atomu vodíku je rovna energii, kterou je nutno dodat elektronu v základním stavu ($n=1, W=0$), aby unikl z dosahu Coulombovské síly jádra ($W=0$).

Z obr. III.2 je vidět, že tato energie je rovna hraně Lymanovy série (v jednotkách m^{-1}).

$$\tilde{\nu}_{\infty} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty^2} \right) = R, \quad W'_{ionis.} = R h c \quad (III.22)$$

Rydbergova konstanta tedy vyjadřuje energii ionizace atomu vodíku v základním elektronovém stavu.

V jednotkách R ($R=1,097\,373\,177 \cdot 10^7 m^{-1}$ resp. $h c = 13,6 eV$) se v atomové fyzice a kvantové mechanice velmi často vyjadřují kvantované hodnoty energie.

III.1.6. Izotopické efekty v optických spektrech

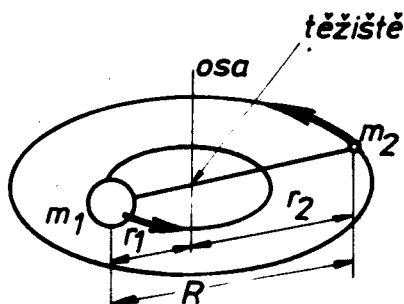
Dosažením za všechny konstantní hodnoty, které se vyskytují ve vztahu pro Rydbergovu konstantu, dostaneme hodnotu teoretickou

$$R_{teor} = 1,09737318 \cdot 10^7 m^{-1}$$

Ze spektroskopických měření lze však určit Rydbergovu konstantu experimentálně

$$R_{exp} = 1,09677581 \cdot 10^7 m^{-1}$$

To je vzhledem k přesnosti spektroskopických měření velmi vážný nesouhlas. Neuvažovali jsme totiž, že se elektron i jádro otáčejí kolem společného těžiště - obr. III.3



Obr. III.3

Do vztahu pro Rydbergovu konstantu je proto nutno dosadit redukovanou hmotnost elektronu

$$m^* = \frac{m}{1 + \frac{m}{M_H}} \quad , \quad m - \text{hmotnost elektronu}$$

$$M_H - \text{hmotnost j\u00e1dra}$$

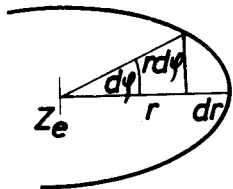
Po dosazen\u00ed redukovan\u00e9 hmotnosti do vztahu pro R j\u00ed\u017e dostaneme dobrou shodu s experiment\u00e1ln\u00e9 zji\u0161t\u011bnou hodnotou. Potom R_{teor} se ozna\u010duje jako R_∞ , co\u017e je hodnota Rydbergovy konstanty pro nekone\u010dn\u00e9 hmotn\u00e9 j\u00e1dro a b\u00fdv\u00e1 uv\u00e1d\u011bna v tabulk\u00e1ch.

Na z\u00e1klad\u011b p\u011bedch\u00e1zej\u00edc\u00edho v\u00fdkladu je nyní z\u0159ejm\u00e9, jak budou vypadat spektr\u00e1ln\u00ed \u010d\u00e1ry izotop\u00fa. U t\u011b\u017ek\u00e9ho vod\u00edku (deuteria) se spektr\u00e1ln\u00ed \u010d\u00e1ry ve v\u0161ech s\u00e9ri\u00edch pon\u011bkud posunou na stranu krat\u0161\u00edch vlnov\u00fdch d\u00e9lek. Deut\u00e9rium je toti\u017e hmotn\u011bj\u0161\u00ed a tedy i $R_D > R_H$. Podobn\u00fd posun spektr\u00e1ln\u00edch \u010dar lze pozorovat u v\u0161ech izotop\u00fa, ale u hmotn\u011bj\u0161\u00edch izotop\u00fa bude tento posun relativn\u011b men\u0161\u00ed.

III.2. Stavba atomu

III.2.1. Sommerfeldova teorie eliptick\u00fdch drah - prostorov\u00e9 kvantov\u00e1n\u00ed

Bohrova teorie vysv\u011btlila uspokojiv\u011b pouze z\u00e1konitosti v atomov\u00fdch spektrech vod\u00edku a jeho isoelektronov\u00e9 \u0159ady (He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , ...). Bohrova teorie nemohla vysv\u011btlit j\u00ed\u017e spektrum neutr\u00e1ln\u00edho h\u00e9lia. J\u00ed\u017e Kepler\u00fav probl\u00e9m, zn\u00e1m\u00fd z klasick\u00e9 mechaniky, p\u0159edpokl\u00e1d\u00e1 pohyb po elipse v poli cent\u0159\u00e1ln\u00ed s\u00edly. Sommerfeld proto Bohrovu teorii zobe\u010dnil t\u00edm, \u017ee uva\u017eoval i eliptick\u00e9 dr\u00e1hy elektronu okolo j\u00e1dra a t\u0159i stupn\u011b volnosti elektronu na t\u011bchto drah\u00e1ch. Ze Sommerfeldovy teorie si uvedeme pouze stru\u010dn\u00e9 z\u00e1v\u011bry.



Poloha elektronu je ur\u010dena vektorem r a azimut\u00e1ln\u00edm \u00fahlem φ - obr. III.4. V rovin\u011b elipsy m\u00e1 elektron dva stupn\u011b volnosti.

Obr. III.4

Potom

$$T = \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2), \quad p_i = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \quad (\text{III.23})$$

Pro stacion\u00e1rn\u00ed dr\u00e1hy mus\u00ed b\u00fdt spln\u011bny dv\u011b podm\u00ednky stability

$$\oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h; \quad \oint p_r dr = n_r h \quad (\text{III.24})$$

$$p_\varphi = n_\varphi h$$

$n_\varphi = 1, 2, 3, \dots, n$ azimut\u00e1ln\u00ed kvantov\u00e9 \u010d\u00edslo

$n_r = 0, 1, \dots, n-1$ radi\u00e1ln\u00ed kvantov\u00e9 \u010d\u00edslo

Součet obou těchto kvantových čísel $n_r + n_\psi = n$, kde n je nazýváno hlavním kvantovým číslem. Ke každému n přísluší $n_\psi = 1, 2, \dots, n$.

Pro excentricitu ε eliptické dráhy potom platí $1 - \varepsilon^2 = \frac{n_\psi^2}{n^2}$

Pro velkou poloosu $a = n^2 a_0$, a_0 - Bohrov poloměr

Pro malou poloosu $b = a \frac{n_\psi}{n}$

Pro energii $W = -\frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^2 n^2}$, což je stejný vztah (III. 25) jako v původní Bohrově teorii.

U eliptických drah se uplatní relativistická závislost hmotnosti na rychlosti eliptická dráha se stáčí podobně jako perihel Merkurů.

Elektron má však obecně tři stupně volnosti, tj. eliptická dráha může být různě orientována v prostoru. Pro Hamiltonovu funkci ve sférických souřadnicích dostaneme

$$H = T + U = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\vartheta}^2 + r^2 \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\psi}^2) - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{III. 26})$$

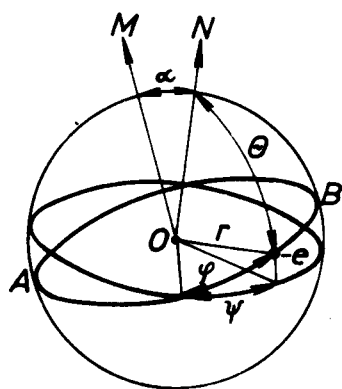
Řešením pro stacionární dráhy elektronu budou tři podmínky stability

$$\oint p_\psi d\psi = n_\psi h, \quad \oint p_\vartheta d\vartheta = n_\vartheta h, \quad \oint p_r dr = n_r h \quad (\text{III. 27})$$

Kvantová čísla splňují následující relace

$$n_\psi + n_\vartheta = n_\psi, \quad n_\psi + n_\vartheta + n_r = n \quad - \text{hlavní kvantové číslo}$$

Z kanonických rovnic $p_\psi = -\frac{\partial H}{\partial \psi}$ vyplývá, že zobecněný impuls $p_\psi = \text{konst.}$, poněvadž souřadnice ψ se v Hamiltonově funkci nevyskytuje (cyklická souř.). Situaci nám nejlépe ilustruje obrázek č. III.5. Je zřejmé, že souřadnice ψ vyznačuje pohyb elektronu po kružnici v rovině xy . Směr osy z může být směrem význačným z fyzikálního hlediska, např. směrem vnějšího magnetického pole.



Tedy průměty momentu hybnosti do směru pole mají kvantované hodnoty, tj. existuje diskretní řada možných orientací eliptických drah v prostoru. Orientace dráhy v prostoru je dána úhlem α .

$$\cos \alpha = \frac{p_\psi}{p_\vartheta} = \frac{n_\psi h}{n_\vartheta h} = \frac{n_\psi}{n_\vartheta} \quad (\text{III. 28})$$

Obr. III.5 Pohyb elektronu v poli se sférickou symetrií

Nahradíme-li kvantové číslo n_y číslem m , které nabývá hodnot $m = -n_y, -n_y + 1, \dots, -1, 0, 1, \dots, +n_y$, ($2n_y + 1$ hodnot a tedy i orientací v prostoru)

Orbitální moment \vec{p}_y tedy zaujímá v prostoru pouze takové polohy, aby jeho průměty do nějakého význačného směru (např. směr vnějšího mg. pole) nabývaly hodnot rovných celočíselnému násobku \hbar , přičemž počet těchto orientací pro dráhy charakterizované určitými hodnotami kvantových čísel n a n_y bude $2n_y + 1$.

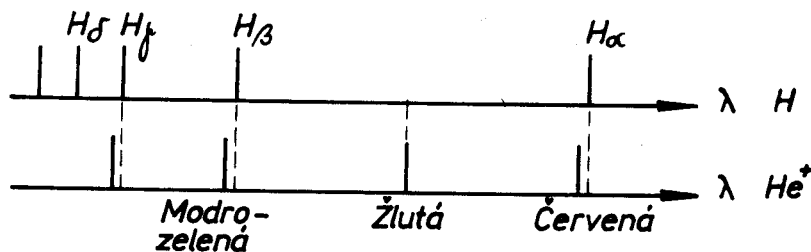
III.2.2. Spektra atomů vodíkového typu

Atomy (ionty), které tvoří tzv. izoelektronovou řadu vodíku, jsou H^+ , Li^{++} , Be^{+++} se vyznačují tím, že mají podobně jako vodík pouze jeden elektron. Nejzajímavější zvláštností spekter izoelektronových atomů a iontů je to, že jejich spektra mají velmi podobnou strukturu. Vlnočet každé spektrální čáry lze zapsat jako rozdíl dvou termů

$$\tilde{\nu} = Z^2 R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

n_1, n_2 - hlavní kvantová čísla energ.stavů elektronů, mezi kterými nastává přechod

Porovnejme nyní část spektra H a He^+ - obr. III.6



Obr. III.6 Čáry Balmerovy série vodíku a čáry a čáry ionizovaného hélia

Srovnáním shora uvedených obrázků vyplývá, že znázorněné spektrální čáry He^+ , které částečně korespondují s Balmerovou sérií, lze psát následovně

$$\tilde{\nu} = 4R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, 8, \dots$$

$$\tilde{\nu} = R \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right]. \quad (III.29)$$

Malý posun čar He^+ ve směru kratších vlnových délek je způsoben tím, že jádro hélia je hmotnější než jádro vodíku. Potom $R_{He} > R_H$.

III.2.3. Moseleyův zákon

Moseley objevil v r. 1914 při studiu spekter rentgenových paprsků zákon, který platí i v oblasti optických spekter. Spektra izoelektronové řady jsou popsána formálně stejně jako atom vodíku. Rydbergovy konstanty jsou sice málo odlišné, ale tyto rozdíly budeme nyní zanedbávat a jako R budeme používat pouze R_∞ .

Pro vlnočety spektrálních čar platí známé relace

$$\tilde{\nu} = T(n_1) - T(n_2) = R_\infty Z^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (\text{III. 30})$$

Když $n_2 \rightarrow \infty$, dostaneme vlnočety hrany příslušné série $\tilde{\nu}_\infty = R Z^2 \frac{1}{n_1^2}$.

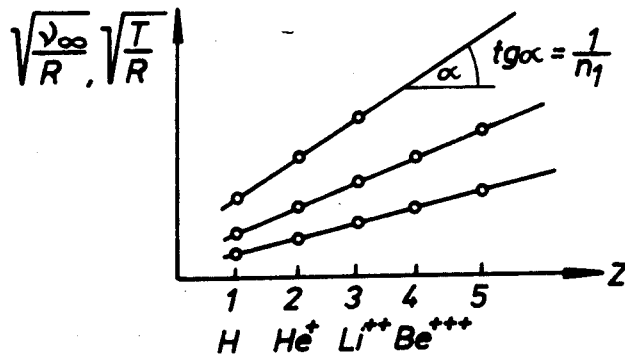
Vynásobením tohoto vlnočtu hc dostaneme ionizační energii elektronu, který se nalézá ve stavu charakterizovaném hlavním kvantovým číslem n_1

$$W_{\text{ioniz}}(n_1) = \frac{R Z^2 hc}{n_1^2} \quad (\text{III. 31})$$

Hodnotu termu $T(n_1)$, resp. vlnočtu hrany série $\tilde{\nu}_\infty$ upravme následovně

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = Z \cdot \frac{1}{n} \quad , \quad \sqrt{\frac{\tilde{\nu}_\infty}{R}} = Z \cdot \frac{1}{n} \quad (\text{III. 32})$$

Poněvadž hodnota termu je záporně vzatá energie elektronu ve stavu n v jednotkách m^{-1} , bude nám charakterizovat i vazebnou energii elektronu.



Obr. III.7
Moseleyovy diagramy

Shora uvedené vztahy (III.32) jsou vyjádřením Moseleyova zákona.

$\sqrt{\frac{T}{R}}, \left(\sqrt{\frac{\tilde{\nu}_\infty}{R}} \right)$ je lineární funkcí Z , směrnice těchto přímk je příslušná $\frac{1}{n}$ (viz obr. III.7)

Grafy vyjadřující Moseleyův zákon tedy vyjadřují i vazebné energie elektronů v jednotlivých energetických stavech v závislosti na Z i n . Elektron má v základním stavu vždy co nejmenší energii, to znamená, že při daném Z (určitý druh atomu) musí být nejdříve obsazovány stavy s největší hodnotou T (v grafech na obr. III.7 od shora dolů).

U složitějších atomů se přímkové závislosti narušují a jednotlivé přímky se i protínají. To nám umožňuje názorné vysvětlení odchylek v obsazování jednotlivých energetických hladin elektrony v atomech a tím i nepravidelností v Mendělejevově periodickém systému.

Později budeme kvantové číslo m nazývat kvantovým číslem magnetickým.

III.2.4. Magnetický moment elektronové dráhy

Elektron obíhající okolo jádra vytváří vlastní magnetické pole. Je to v podstatě analogie s uzavřenou smyčkou protékanou elektrickým proudem. Magnetický moment proudové smyčky je

$$\vec{M} = I \cdot S \quad (\text{III. 33})$$

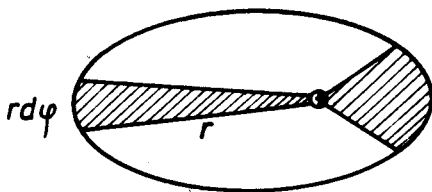
kde I je proud a S plocha smyčky.

V případě rotujícího elektronu je

$$I = \frac{e}{T} \quad , \text{ kde } T \text{ je perioda jednoho oběhu}$$

$$S = \pi a b \quad \text{a, b - velká a malá poloosa eliptické dráhy elektronu}$$

Potom $M = e \frac{\pi a b}{T}$, kde $\frac{\pi a b}{T}$ je plošná rychlost - obr. III. 8



$$\text{Plošná rychlost} = \frac{1}{2} r^2 \frac{d\varphi}{dt}$$

$$\text{Potom } \frac{\pi a b}{T} = \frac{1}{2} r^2 \dot{\varphi} \quad (\text{III. 34})$$

Obr. III. 8 Zákon zachování plošných rychlostí

Víme již, že orbitální moment $p_\varphi = n_\varphi h$

$$p_\varphi = m r^2 \dot{\varphi} = n_\varphi h \quad , \quad \frac{1}{2} r^2 \dot{\varphi} = \frac{p_\varphi}{2m} \quad (\text{III. 35})$$

$$\text{Potom } \vec{M} = \frac{e}{2m} \vec{p}_\varphi \quad , \quad M = \frac{e h}{2m} n_\varphi \quad (\text{III. 36})$$

Magnetický moment elektronové dráhy (orbitální moment) je úměrný mechanickému orbitálnímu momentu a má antiparalelní směr (náboj elektronu = $-e$).

Konstanta úměrnosti $\frac{e h}{2m}$ se nazývá gyromagnetický poměr. Veličina $\frac{e h}{2m}$ se nazývá Bohrov magneton. Hodnota Bohrova magnetonu činí $9,27 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1} (\text{Am}^2)$.

Bohrův magneton je v atomové fyzice a kvantové mechanice jednotkou pro kvantované hodnoty různých magnetických momentů.

Ve vnějším magnetickém poli o indukci B má magnetický dipól potenciální energii U , která závisí jak na velikosti \vec{M} jeho magnetického momentu, tak i na orientaci tohoto momentu vzhledem k vnějšmu poli. Moment síly M , který působí na magnetický dipól v magnetickém poli s indukcí B potom bude

$$\vec{M} = |\vec{m} \cdot \vec{B}|, \quad |M| = mB \sin \vartheta \quad (\text{III.37})$$

kde ϑ je úhel mezi \vec{m} a \vec{B} .

Při výpočtu potenciální energie si musíme nejdříve uvědomit, kdy je U maximální a kdy minimální, poněvadž experimentálně můžeme zjistit jen změny potenciální energie. Je výhodné položit $U=0$ pro $\vartheta = 90^\circ$. Při každé jiné orientaci vektoru \vec{m} se potenciální energie U rovná vnější práci vynaložené na otočení dipólu z $\vartheta = 90^\circ$ do úhlu ϑ , jenž odpovídá nové orientaci. Pro potenciální energii tedy můžeme psát

$$U = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\vartheta} M d\vartheta = mB \int_{\frac{\pi}{2}}^{\vartheta} \sin \vartheta d\vartheta = -mB \cos \vartheta \quad (\text{III.38})$$

Mají-li \vec{m} a \vec{B} stejný směr, bude potenciální energie minimální ($U = -mB$). Při antiparalelní orientaci vektorů \vec{m} a \vec{B} je U maximální ($U = mB$). Podobně se chovají i klasické magnety, staví se svými magnetickými momenty paralelně se směrem vnějšího magnetického pole a nabývají tak minimální potenciální energie.

III.2.5. Spektra atomů alkalických kovů

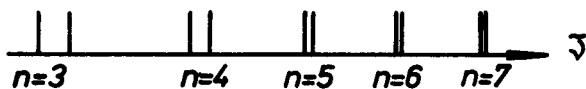
Spektra alkalických kovů (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) nejsou příliš složitá a dají se v hrubých rysech srovnávat se spektrem atomu vodíku. Ukázalo se však, že Bohrova resp. Sommerfeldova teorie již k vysvětlení experimentálně zjištěných fakt nepostačuje. Ze spektrálních měření vyplývalo, že energie elektronu na stacionární dráze již nezávisí jen na hlavním kvantovém čísle, ale i na dodatečném opravném členu.

$$W = -\frac{Z^2 R h c}{(n+x)^2} = -\frac{Z^2 R h c}{(n^*)^2}, \quad (\text{III.39})$$

x - oprava hlavního kvantového čísla
 n^* - efektivní kvantové číslo

Při pečlivém zkoumání se ukázalo, že velikost opravy závisí na výstřednosti elektronové dráhy, tj. na velikosti azimutálního kvantového čísla n_y . Ve spektrech alkalických kovů lze rozlišit několik sérií. Např. u atomu Li vypadají spektrální série následovně:

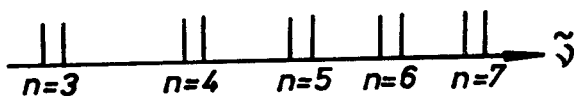
Série hlavní (angl. principal - p) je tvořena zdvojenými čarami (dublety), které se s rostoucím vlnočtem čar zužují - obr. III.9.



Obr. III.9 Spektrální čáry série hlavní pro atom Li

$$\tilde{\nu} = Z^2 R \left[\frac{1}{(2+x_1)^2} - \frac{1}{(n+x_2)^2} \right] \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (\text{III.40})$$

Série ostrá (angl. sharp - s) je tvořena dublety, které jsou stále vzdáleny o konstantní hodnotu - obr. III.10



Obr. III.10 Spektrální čáry série ostré pro atom Li

$$\tilde{\nu} = Z^2 R \left[\frac{1}{(2+x_2)^2} - \frac{1}{(n+x_1)^2} \right] \quad (\text{III.41})$$

\downarrow $n_y = 2$ \downarrow $n_y = 1$

Série difuzní (angl. diffuse - d) je tvořena složenými méně ostrými čarami

$$\tilde{\nu} = Z^2 R \left[\frac{1}{(2+x_2)^2} - \frac{1}{(n+x_3)^2} \right] \quad (\text{III.42})$$

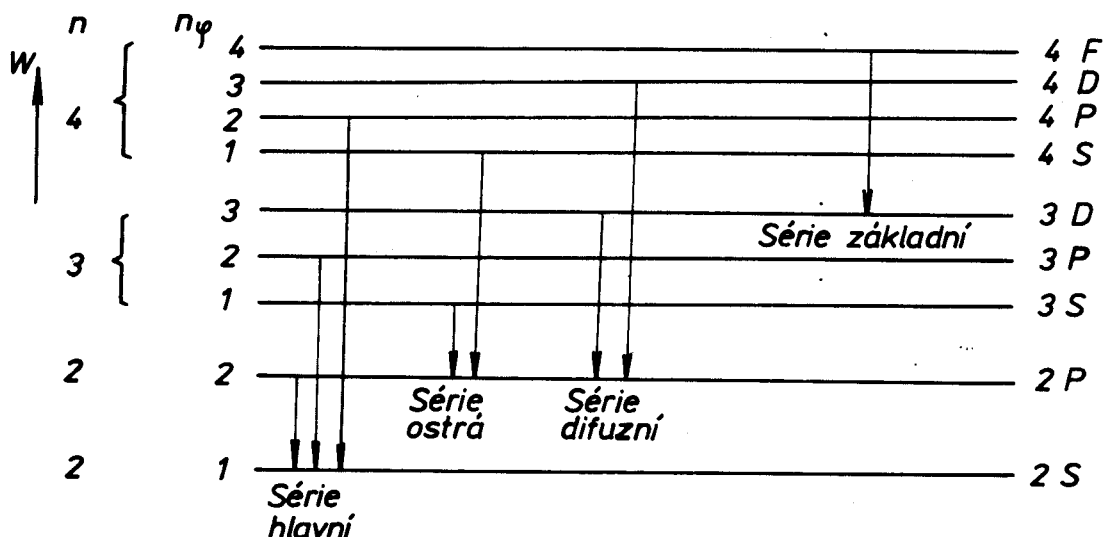
\downarrow $n_y = 2$ \downarrow $n_y = 3$

Série základní (fundamental - f)

$$\tilde{\nu} = Z^2 R \left[\frac{1}{(3+x_3)^2} - \frac{1}{(n+x_4)^2} \right] \quad (\text{III.43})$$

\downarrow $n_y = 3$ \downarrow $n_y = 4$

Všimněme si rovněž, že u všech sérií je splněno výběrové pravidlo $\Delta n_y = \pm 1$. Když si spektrální čáry jednotlivých sérií znázorníme v energiovém diagramu, bude situace vypadat následovně - obr. III.11



Obr. III.11 Vznik spektrálních sérií u alkalických kovů

Podle označení těchto sérií jsou potom elektrony na jednotlivých energetických úrovních označovány následovně :

$$\begin{array}{ll}
 n_l = 1 - s \text{ elektrony} ; & n_l = 2 - p \text{ elektrony} \\
 n_l = 3 - d \text{ elektrony} ; & n_l = 4 - f \text{ elektrony}
 \end{array}$$

Poněvadž na hodnotách n_l záleží velikost opravy pro hlavní kvantové číslo ve vztahu pro spektrální term, jsou počáteční písmena anglického označení sérií užívána i jako termová písmena pro označení termů.

Spektrální série atomu Li lze potom označit následovně:

Série hlavní -	2S - nP	Při označení termu se hlavní
Série ostrá -	2P - nS	kvantové číslo píše před termové
Série difuzní -	2P - nD	písmeno
Série základní -	3D - nF	

Všimněme si nyní zejména série hlavní a ostré. Obě jsou tvořeny dublety, ale s rostoucím n se dublety u série hlavní zužují. Aby bylo možné vyhovět těmto experimentálním faktům, musíme předpokládat, že termy S budou jednoduché a termy P zdvojené. Bohrova teorie nedokázala vysvětlit tato experimentální fakta, a proto byly hledány nové přístupy k řešení problému.

III.2.6. Spinu elektronu

Goudsmit a Uhlenbeck v r.1925 ukázali, že jemnou strukturu spektrálních čar lze vysvětlit, přisoudíme-li elektronu vlastní, vnitřní moment hybnosti (\vec{P}_s) nezávislý na jeho případném orbitálním momentu hybnosti. S tímto vnitřním momentem hybnosti - spinem je spojen určitý magnetický moment (\vec{M}_s). Původní představa spinu byla klasická, tj. elektron jako záporně nabitá kulička měl rotovat kolem vlastní osy. Podle této představy by se elektron na svém obvodu pohyboval rychlostí větší než rychlost světla, což je z hlediska teorie relativity neudržitelná představa. Později bylo podrobné vysvětlení spinu podáno Diracem.

Vlastního mechanického a s ním spojeného magnetického momentu však bylo možné úspěšně využít současně s některými výsledky kvantové mechaniky. Z kvantové mechaniky vyplynulo, že pro orbitální moment hybnosti elektronu platí

$$P_y = P_z = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad \text{dříve jen } p_y = m_y \hbar, \quad (\text{III.44})$$

kde orbitální (vedlejší) kvantové číslo l nabývá hodnot $l = m_y - 1$ a tedy i $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$, kde n je hlavní kvantové číslo.

Tím jsme vlastně, jak uvidíme později, vyhověli požadavku, že se S termy neštěpí ($l = 0, p_z = 0, M_z = 0$).

Víme již, že s orbitálním pohybem je spojen magnetický moment. Spinový moment, o kterém předpokládáme, že je rovněž kvantován, zaujímá vzhledem k tomuto mg. poli takové orientace odpovídající pravidlům prostorového kvantování.

$$\text{Spinový mechanický moment } P_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad (\text{III.45})$$

Stejně jako vektor orbitálního momentu hybnosti může mít ve vnějším magnetickém poli $2l + 1$ (dříve $2m_y + 1$) orientací, může mít i vektor spinového momentu hybnosti $2s + 1$ orientací. Počet těchto orientací se však rovná 2, poněvadž P termy se rozštěpí na dva (aby vznikl požadovaný dublet).

$$\text{Tedy } \begin{array}{l} 2s + 1 = 2 \\ s = 1/2 \end{array} \rightarrow P_s = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}} \hbar = \sqrt{\frac{3}{4}} \hbar$$

Průmět spinového momentu do směru mg. orbitálního momentu může nabývat jen dvou hodnot $\hbar/2$ a $-\hbar/2$ (viz obr. III.12).

Potom i spinové kvantové číslo může nabývat pouze dvou hodnot $s = \pm \frac{1}{2}$.

Magnetický spinový moment musí být úměrný spinovému mechanickému momentu

$$\vec{M}_s = \frac{e}{2m} \vec{P}_s = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{s(s+1)} = M_0 \sqrt{s(s+1)}, \quad (\text{III.46})$$

M_0 - Bohrov magneton

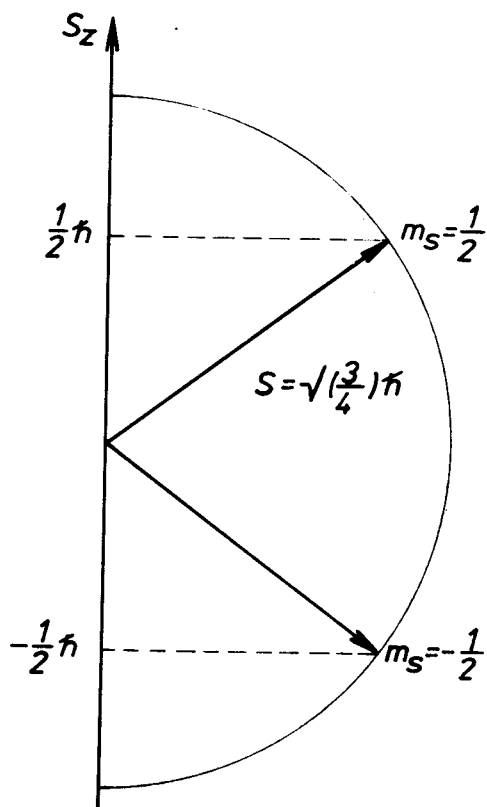
Celá řada experimentů (anomální Zeemanův jev, Stern-Gerlachův experiment atd.) však ukázala na to, že shora uvedený vztah pro M_0 není správný. Správnou experimentálně ověřenou hodnotu M_0 dostaneme, vynásobíme-li výraz pro spinový magnetický moment tzv. gyromagnetickým faktorem g , který se téměř přesně rovná 2.

Potom

$$M_D = g M_o \sqrt{s(s+1)} \doteq 2 M_o \sqrt{s(s+1)} \quad (\text{III.47})$$

Relaci $\frac{M_D}{p_D} = \frac{e}{m} = \gamma_D$ nazýváme spinovým gyrometrickým poměrem.

Tedy spinový gyromagnetický poměr je dvakrát větší než gyromagnetický poměr orbitální.



Obr. III.12 Průměty spinového momentu elektronu do směru vnějšího pole

Spinový magnetický moment se orientuje podle pravidel prostorového kvantování vzhledem k orbitálnímu magnetickému momentu. Průměty spinového magnetického momentu do směru mg . orbitálního momentu nabývají hodnot $\pm m_s g M_o$, přičemž $m_s = \pm \frac{1}{2}$ je spinové magnetické číslo. Průměty spinového magnetického momentu do směru mg . orbitálního momentu nabývají celočíselných násobků Bohrova magnetonu.

III.2.7. Spinorbitální vazba

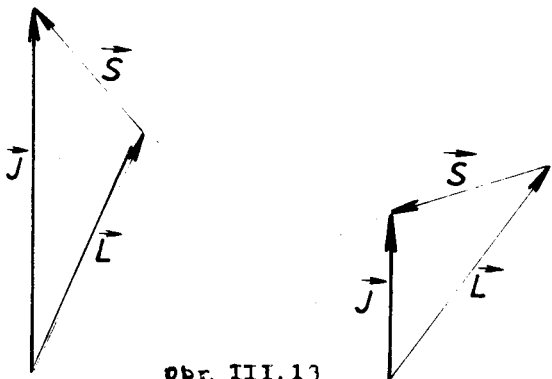
Zdvojení spektrálních čar hlavní série alkalických kovů lze vysvětlit magnetickou interakcí mezi spinovými a orbitálními momenty hybnosti elektronů v atomu. Energie spinového mg . momentu M_D v magnetickém poli vytvářeném orbitálním pohybem o indukci B_l bude

$$U = - M_D B_l \cos \alpha \quad (\text{III.48})$$

Víme již, že $M_L \cos \alpha = \pm \frac{e\hbar}{m}$ a tedy vzájemná interakce spinového a orbitálního magnetického momentu štěpí každou původně jednoduchou energetickou hladinu na dvě.

Vyjimku tvoří termy S (resp. stavy s elektrony), pro které je $l = 0$ a tedy i $M_L = 0$. Neexistuje tedy význačný směr, ke kterému by se mohl spinový moment orientovat, energie se nemění a S termy jsou jednoduché.

Každý elektron v atomu má orbitální moment hybnosti p a jistý spinový moment hybnosti p_s , které oba přispívají k celkovému momentu hybnosti p_j , který je rovněž kvantován. Momenty se sčítají jako vektory - obr. III.13



obr. III.13

$$\vec{p}_L + \vec{p}_S = \vec{p}_j$$

$$p_L = \hbar \sqrt{L(L+1)}$$

$$p_S = \hbar \sqrt{S(S+1)}$$

$$p_j = \hbar \sqrt{j(j+1)}$$

Poněvadž existují pouze dvě vzájemné orientace spinového a orbitálního momentu, bude kvantové číslo celkového momentu hybnosti elektronu nabývat hodnot $j = l + s, l - s$.

V případě, že se jedná o jednoelektronové konfigurace (případ atomů alkalických kovů) budou orbitální, spinový a celkový moment hybnosti valenčního elektronu reprezentovat výsledný orbitální, spinový a celkový moment celého atomu.

Velikost orbitálního momentu hybnosti atomu bude $p_L = \hbar \sqrt{L(L+1)}$

Velikost spinového momentu hybnosti atomu bude $p_S = \hbar \sqrt{S(S+1)}$

Velikost celkového momentu hybnosti atomu bude $p_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}$

Pro jednoelektronovou konfiguraci $L=l, S=s, J=j$

L může nabývat hodnot 0, 1, 2, 3, 4, 5, ...

Tomu odpovídá označení termu S P D F G H ...

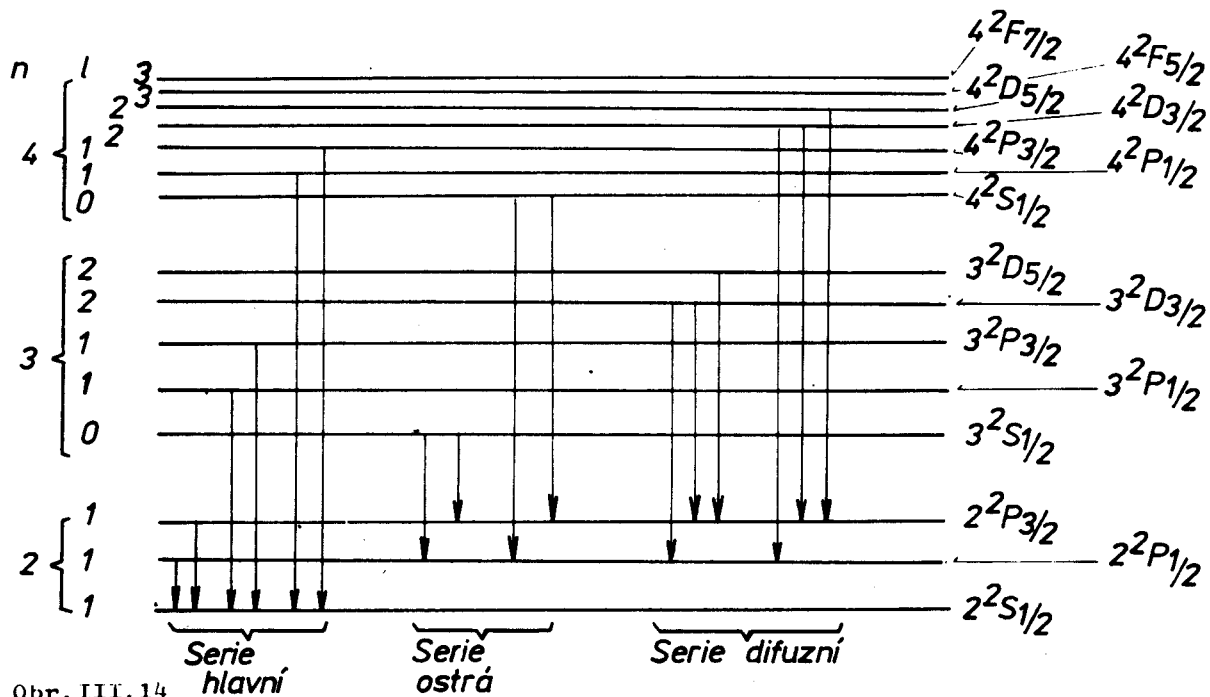
Multipletnost termu (počet komponent) = $2S+1$

Označení termů $n L_j$

n - hlavní kvantové číslo elektronu

Nyní jsme již dostatečně vybaveni k tomu, abychom si objasnili spektra alkalických kovů. Nejjednodušší situace bude u atomu neutrálního lithia (LiI) - obr. III.13, který má následující elektronovou konfiguraci $1s^2, 2s$. Poslední (valenční) elektron může být excitován do vyšších elektronových stavů a při návratu do energetických stavů nižších bude vyzařovat fotony. Poněvadž se jedná

o jednoelektronovou konfiguraci (jen jeden valenční elektron je excitován) bude výsledné $L=l$ valenčního el.; podobně $J=j$ a $S=s$.



Obr. III.14

Pro změnu kvantových čísel při přechodu elektronu z jednoho kvantového stavu do druhého platí následující výběrová pravidla : $\Delta L = \pm 1$, $\Delta S = 0$ (zákaz interkombinací; jsou možné přechody pouze mezi hladinami termů stejné multiplicity), $\Delta J = 0, \pm 1$, ale je zakázán přechod $J=0 \rightarrow J=0$.

Pozn. Výběrová pravidla mají ve skutečnosti pouze pravděpodobnostní charakter. Přechody zakázané mají velmi malou pravděpodobnost tohoto přechodu. V praxi jsou výběrová pravidla často narušována, vznikají i tzv. zákazové čáry.

F
C
E
D
Č
V

III.3. Úvod do kvantové mechaniky

(Základní pojmy a některé důležité výsledky)

V dalším výkladu budeme používat některých závěrů a výsledků plynoucích z kvantové mechaniky. Vznik nové fyzikální disciplíny - kvantové mechaniky byl historicky podmíněn celou řadou zajímavých a klasickou fyzikou nevysvětlitelných experimentálních výsledků (ohyb elektronů, kvantování stacionárních drah v Bohrově atomu, Comptonův jev, Davisson-Germerovy experimenty, závislosti v atomových a rentgenových spektrech atd.).

III.3.1. Vlnová funkce

Jedním z fundamentálních vztahů, na kterém spočívají základy kvantové mechaniky, je de-Broglieho vztah

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad \text{resp.} \quad p = \hbar k, \quad \text{kde} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{je vlnový vektor.}$$

Hybnost hmotné částice je tedy možno vyjádřit pomocí délky vlny de-Broglieho $-\lambda$.

Matematický formalismus, s jehož pomocí lze vysvětlit záhadné chování mikročástic, přisuzuje částici funkci (amplitudu pravděpodobnosti) $\psi(x, y, z, t)$, která je funkcí souřadnic a času. Poněvadž funkce ψ je obecně komplexní funkcí a má formálně vlastnosti klasické vlny, je nazývána vlnovou funkcí. Vlnová funkce nemá sama o sobě fyzikální interpretaci, ale jak ukázal Born (1926), je pravděpodobnost nalezení částice v libovolném časovém okamžiku t v libovolném bodě (x, y, z) úměrná $|\psi(x, y, z)|^2$.

Nechť se částice, jejíž de Broglieho vlna je rovna přesně λ_0 (vlnový vektor částice je $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$) pohybuje rovnoběžně s osou x . Můžeme ale jako vlnovou funkci použít známý vztah $\psi = A \cos(\omega t - k_0 x)$? V tomto případě má rozdělení pravděpodobností tvar $|\psi|^2 \sim \cos^2(\omega t - k_0 x)$, tj. v libovolném časovém okamžiku lze na ose x nalézt body, kde by nebylo možné částici nalézt, což odporuje skutečnosti. Proto vlnovou funkci vezmeme ve tvaru

$$\psi = A \exp[i(\omega t - k_0 x)], \quad (\text{III.49})$$

který představuje vlnu šířící se v kladném směru osy x .

Potom

$$|\psi|^2 = \psi^* \psi = A e^{i(\omega t - k_0 x)} \cdot A e^{-i(\omega t - k_0 x)} = A^2 \quad (\text{III.50})$$

Komplexní vlnová funkce dává rovnoměrné rozdělení pravděpodobnosti výskytu částice na ose x .

Nyní jsme ale zároveň ukázali, že částice s přesně známou hodnotou hybnosti může být nalezena se stejnou pravděpodobností v libovolném bodě prostoru, tj. nevíme nic o její přesné poloze. Ve většině fyzikálních situací je známo, že se částice nalézá v určité oblasti prostoru, což je v rozporu s předcházejícím závěrem. Tento nesoulad objasňuje Heisenbergův princip neurčitosti.

III.3.2. Princip neurčitosti

Jestliže je částice lokalizována v prostoru s chybou Δx , potom její hybnost nemá určitou hodnotu, ale je měřitelná s chybou Δp , která vyhovuje relaci

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h. \quad (\text{III.51})$$

Fyzikálně tento vztah znamená, že nemůžeme současně přesně zjistit souřadnice polohy i hybnosti částice.

Je však známo, že pro částici v klidu je neurčitost v její hybnosti $\Delta p=0$. Zdálo by se, že pomocí mikroskopu lze přesně určit i polohu této částice a tím princip neurčitosti zpochybnit. Mikroskop nám umožňuje určit polohu částice s přesností $\Delta x \geq \lambda$ (kde λ je vlnová délka použitého světla). Víme již, že světlo je proudem fotonů s hybností $p = \frac{h}{\lambda}$. Abychom mohli částici lokalizovat, musí se na ní alespoň jeden foton rozptýlit nebo pohlit a částici bude předán impuls $\Delta p \approx \frac{h}{\lambda}$

Potom ale $\Delta x \cdot \Delta p \geq \lambda \frac{h}{\lambda} = h$, což souhlasí s principem neurčitosti.

III.3.3. Princip superpozice a vlnové balíky

Vlnová funkce ψ není bezprostředně pozorovatelnou veličinou a v pravém slova smyslu nic nevykonává kmitavý pohyb. Úlohy kvantové mechaniky se formálně řeší podobně jako úlohy o vlnách na kapalině, resp. jiné klasické úlohy o vlnění. Klasické vlny a vlnové funkce příslušející částicím jsou řešeními rovnic stejného typu. Rozdíl je v tom, že u klasické vlny je její amplituda bezprostředně pozorovatelná, ale ψ nikoliv.

Jestliže nějaká fyzikální událost může probíhat několika vzájemně se vylučujícími způsoby, potom amplituda pravděpodobnosti této události je dána součtem amplitud jednotlivých způsobů :

$$\psi = \sum_i \psi_i \quad - \quad \text{princip superpozice} \quad (\text{III.52})$$

Podle principu neurčitosti nemůže částici příslušet pouze jedna monochromatická vlna a vlnová funkce $\psi = A \exp[-i(\omega t - kx)]$, poněvadž jak hybnost, tak i polohu částice známe s neurčitostí Δp a Δx , které splňují relaci $\Delta p \cdot \Delta x \geq h$.

Z klasické teorie vlnění je dobře znám případ skládání dvou stejných monochromatických vln, jejichž frekvence se jen nepatrně liší - $\omega_1 \approx \omega_2$.

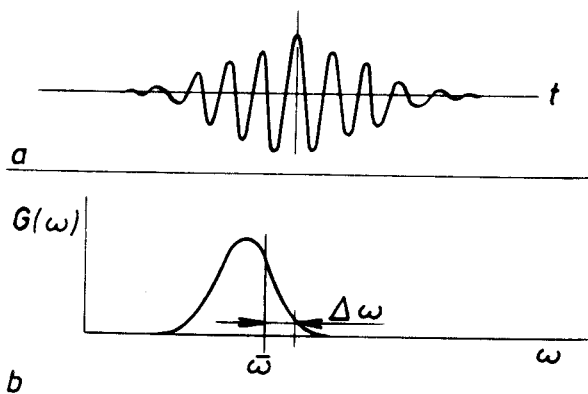
$$A_1(t) = A \cos \omega_1 t, \quad A_2(t) = A \cos \omega_2 t$$

$$A_1(t) + A_2(t) = 2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t$$

$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \bar{\omega}$ je prakticky rovno původní frekvenci vln .

$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} = \Delta\omega$ bude tvořit modulační frekvenci amplitudy vlnění o frekvenci $\bar{\omega}$ (zázněje)

Výsledek skládání monochromatických vln je na obr. III.15



- Složením nekonečného počtu monochromatických vln vzniká vlnový balík.
- Funkce $G(\omega)$ charakterizuje velikosti amplitudy jednotlivých monochromatických vln.

Obr. III.15

Budeme-li skládat nekonečně velké množství monochromatických vln s velmi blízkými frekvencemi, dostaneme tzv. vlnový balík - viz obr. III.15. Na obr. III.15 charakterizuje funkce $G(\omega)$ vzájemnou velikost amplitud jednotlivých monochromatických komponent. Rovněž vlnová funkce příslušející mikročástici pohybující se ve směru osy x nebude čistě monochromatická vzhledem k neurčitosti Δx a Δp . Podle principu superpozice hledáme pro naši mikročástici vlnovou funkci v čase $t=0$ ve tvaru

$$\psi(x, 0) = \sum_n B_n \exp(i k_n x) \quad (\text{III. 53})$$

Potom $|\psi|^2$ charakterizující pravděpodobnost výskytu částice v libovolném místě na ose x bude dána Gaussovou funkcí rozdělení četnosti chyb.

Potom $|\psi|^2 = A^2 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right)$

pro $t=0$ (III.54)

kde σ_x je střední kvadratická odchylka.

Znamená to, že ve více než 50% případů lze částici nalézt v intervalu od $x = -\sigma_x$ do $x = +\sigma_x$.

Střední kvadratická odchylka zde hraje roli neurčitosti Δx . Takovou lokalizovanou vlnu budeme nazývat vlnovým balíkem (klubkem).

$$\psi(x,0) = A \exp\left(-\frac{x^2}{4\sigma_x^2}\right) \exp(i k_0 x) \quad (III.55)$$

III.3.4. Rychlost a rozplývání vlnových balíků (klubek)

Poněvadž vlnový balík vzniká složením nekonečně velkého množství monochromatických vln, pohybuje se v prostoru s grupovou rychlostí $v_g = d\omega/dk$ a ne s fázovou rychlostí vln $v = \omega/k$.

Jestliže pomocí základního vztahu $p = \hbar k$ vyjádříme energii částice, dostaneme

$$W = \frac{p^2}{2m}, \quad W = \hbar \omega, \quad \hbar \omega = \frac{(\hbar k)^2}{2m}$$

Provedme derivaci podle k :

$$\hbar \frac{d\omega}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{m} \rightarrow \frac{d\omega}{dk} = \frac{\hbar k}{m} = \frac{p}{m} = v \quad (III.56)$$

Představa mikročástice lokalizované ve formě vlnového balíku vede ke správnému závěru - vlnový balík se pohybuje se stejnou rychlostí jako částice.

Každému vlnovému balíku přísluší podle principu neurčitosti rozptyl grupové rychlosti Δv_g , který jak uvidíme povede k zvětšování šířky balíku s časem.

Pro rozptyl grupové rychlosti Δv_g můžeme psát

$$\Delta v_g = \frac{dv_g}{dp} \Delta p \quad (III.57)$$

Poněvadž již z předcházející úvahy víme, že $v_g = v$, lze relaci pro Δv_g přepsat následovně

$$\Delta v_g = \frac{dv}{dp} \Delta p \approx \frac{1}{m} \Delta p \quad (III.58)$$

Původní hodnota Δp v čase $t=0$ je dána podle principu neurčitosti neurčitostí v poloze částice Δx_0 , což je v podstatě šířka vlnového balíku v čase $t=0$. Když nyní za Δp dosadíme, dostaneme

$$\Delta v_g \approx \frac{1}{m} \frac{h}{\Delta x_0} \quad (\text{III.59})$$

V čase t bude

$$\Delta x = \Delta v_g t = \frac{h}{m \Delta x_0} \cdot t \quad (\text{III.60})$$

Tedy Δx se zvětšuje lineárně s časem - balík se rozplývá. Balík o původní šířce $\Delta x_0 = 10^{-10}$ m, což jsou typické rozměry atomu, se za 1 sec "rozptýlí" do vzdálenosti $\Delta x \approx 10^3$ km. Později uvidíme, že u částic, které budou vystaveny silovému působení (např. v potenciálové jámě) nemusíme rozplývání vlnových balíků uvažovat jako u volně se pohybujících částic.

III.3.5. Schrödingerova rovnice

Zatím jsme se v podstatě zabývali pouze volně se pohybujícími částicemi. V nejobecnějším případě mohou na částice působit vnější síly, charakterizované potenciální energií vzájemného působení $U(x,y,z)$. Poněvadž celková energie

$$W = \frac{p^2}{2m} + U(x,y,z) \quad (\text{III.61})$$

zůstává konstantní, bude vždy vzrůst potenciální energie částice U doprovázen zmenšováním hybnosti p a tomu odpovídajícím zvětšením de Broglieho vlnové délky. Tedy vlnové funkci musí odpovídat i měnící se délka vlny. Přesný tvar vlnové funkce $\psi(x,y,z)$ s měnící se vlnovou délkou lze nalézt jako řešení diferenciální rovnice, která je nazývána rovnicí Schrödingerovou.

V r. 1925 krátce po zveřejnění de Broglieho teorie, použil Schrödinger dosavadních výsledků k sestavení vlnové rovnice, která popisuje novou mechaniku mikročástic. Tato rovnice byla s úspěchem aplikována na řešení rozličných problémů atomové fyziky.

Zatím víme, že s pohybem každé mikročástice je spojena vlnová funkce

$$\psi = A \exp[i(kx - \omega t)]$$

Proveďme

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -k^2 \psi = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi \quad (\text{III.62})$$

Pomocí de Broglieho vztahu můžeme dosadit za $\lambda/2 = m v/h$ a tedy

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{m^2 v^2}{h^2} = \frac{2m(\frac{1}{2} m v^2)}{h^2}$$

Pro částice, které se nepohybují příliš rychle ($v \ll c$), můžeme položit $m = m_0$ (klidová hmotnost).

Potom $\frac{1}{2} m v^2 = W - U(x)$ (U je funkcí pouze x)

Po sloučení všech dílčích výsledků dostaneme

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi m}{h} [W - U(x)] \psi = 0 \quad (\text{III. 63})$$

To je jedna z forem Schrödingerovy rovnice, která vyhovuje pro řešení jedno-rozměrných stacionárních problémů. Tato forma Schrödingerovy rovnice se používá k řešení nerelativistických problémů v případě, že se rozdělení pravděpodobnosti výskytu částice nemění s časem. Vlnové funkce mají v tomto případě charakter stojatých vln.

Často však musíme řešit problémy nestacionární, např. přechody elektronů ^{mezi} v atomu dvěma stacionárními stavy, což znamená, že se vlnový balík bude s časem měnit.

Derivujeme vlnovou funkci podle času

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\omega \psi = -i2\pi\nu \psi$$

Poněvadž energiové stavy jsou kvantovány $W = h\nu$, dostaneme po dosazení za ν

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i \frac{2\pi W}{h} \psi \rightarrow W\psi = \frac{ih}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (\text{III. 64})$$

Po dosazení do Schrödingerovy rovnice pro stacionární stavy získáme obecný tvar Schrödingerovy rovnice pro jednorozměrný případ

$$ih \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{h^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - U(x, y, z) \psi = 0 \quad (\text{III. 65})$$

Poněvadž potenciální energie v mnoha případech bývá funkcí více proměnných - $U(x, y, z)$, bude zcela obecný tvar Schrödingerovy rovnice vypadat následovně

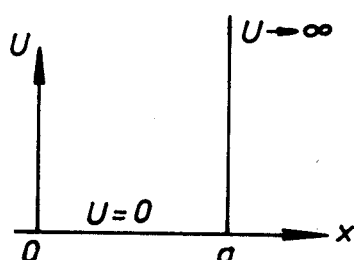
$$ih \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{h^2}{2m} \Delta \psi - U(x, y, z) \psi = 0 \quad (\text{III. 66})$$

Ukážeme si, jakým způsobem lze získat stacionární stavy pro několik jednoduchých případů.

Ke každému stavu mikročástice přísluší vlastní vlnová funkce. Hodnoty energií mikročástice, které při zadané vlnové funkci vyhovují Schrödingerově rovnici, se nazývají vlastní hodnoty energie. Ke každé vlastní hodnotě energie přísluší jedna nebo více vlastních vlnových funkcí. Přísluší-li např. k vlastní hodnotě energie m vlnových funkcí, říkáme, že tato hodnota energie je m -násobně degenerována, tj. přísluší jí m kvantových stavů mikročástice.

III.3.6. Částice v jednorozměrné potenciálové jámě

Představme si částici, která se nalézá v jednorozměrné potenciálové jámě s nekonečně vysokými a absolutně odražejícími stěnami (obr. III.16)



Hmotnost částice - m ; rozměry jámy
 $0 < x < a$.

Poněvadž stěny jámy částice dokonale odražejí, měla by vlnová funkce nabývat v okrajích jámy hodnot

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(a) = 0$$

Obr. III.16 Jednorozměrná potenciálová jáma

Poněvadž částice se musí nalézat uvnitř jámy, bude $U(x) = 0$ pro $0 < x < a$.

Potom Schrödingerova rovnice pro stacionární případ bude mít tvar

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi m W}{h^2} \psi = 0 \quad (\text{III.67})$$

zaveďme znovu

$$k^2 = \frac{8\pi m W}{h^2}$$

potom

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0$$

(III.68)

Řešení této typické vlnové rovnice dostaneme ve tvaru

$$\psi(x) = C_1 \sin kx + C_2 \cos kx$$

Z okrajových podmínek plyne :

$$\begin{array}{l} \text{pro } x=0 \text{ je } \psi = 0 \text{ a tedy } C_2 = 0 \\ \text{pro } x=a \text{ je } \psi = 0 \text{ a tedy } \psi(x) = 0 = A \sin k a \end{array}$$

Nemůžeme vzít $A=0$, poněvadž částice se v jámě nachází. Musí být proto $\sin k a = 0$ a tedy $k = \frac{n\pi}{a}$, kde $n=1, 2, 3, \dots$

Vlnová funkce, která je řešením shora uvedené rovnice, nabývá hodnot

$$\psi_n(x) = A \sin \frac{n\pi x}{a} \quad (\text{III.69})$$

Z podmínky kvantování hodnot vlnového vektoru lze snadno ukázat, že energie částice v potenciálové jámě je kvantována, tj. nabývá pouze nespojitých hodnot

$$k^2 = \frac{n^2 \pi^2}{a^2} = \frac{2mW}{\hbar^2} \rightarrow W_n = n^2 \frac{\hbar^2}{8ma^2}, \quad (\text{III.70})$$

kde n je kvantové číslo.

Pozoruhodné je, že částice v potenciálové jámě nemůže mít energii menší než

$$W_1 = \frac{\hbar^2}{8ma^2}$$

což přímo odporuje klasické fyzice, která připouští i energii nulovou.

Elektron uzavřený v pravoúhlé potenciálové jámě je jen hrubou aproximací elektronu v atomu vodíku, kde se elektron pohybuje v potenciálové jámě tvořené coulombovským polem. Analogie s řešením Bohrova modelu je však zcela zřejmá. Poněvadž stav elektronu je popisován stojatou vlnou (viz obr. III.17), existuje pouze určitá množina vlnových funkcí ψ_n a jim odpovídajících vlastních hodnot energie W_n .

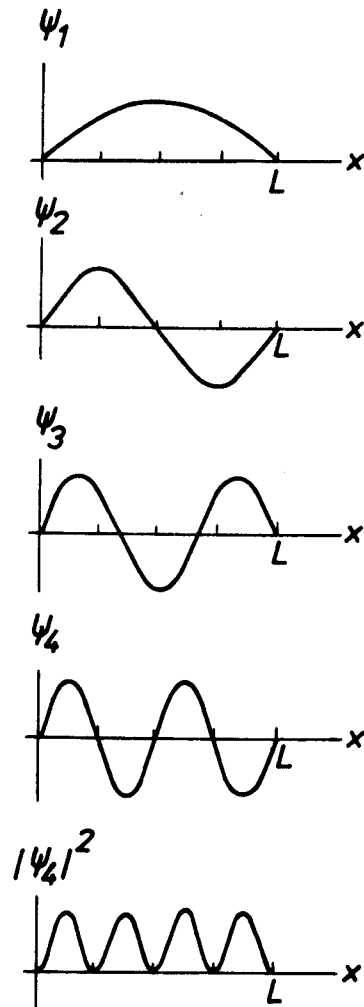
III.3.7. Harmonický oscilátor

Při popisu kvantových stavů dvouatomových molekul budeme používat výsledky kvantové mechaniky zcela samozřejmě. Aplikujeme tedy Schrödingerovu rovnici na řešení úlohy o pohybu částice s hmotností m , na kterou působí harmonická síla $F = -Kx$ (K - tuhost, k - vlnový vektor). Z klasické fyziky je známo, že částice podrobená této síle vykonává harmonický kmitavý pohyb s úhlovou frekvencí

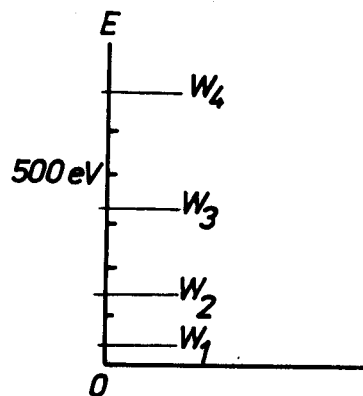
$$\omega_{kl} = \sqrt{\frac{K}{m}}. \quad \text{Potenciální energie částice je v tomto případě rovna}$$

$$U(x) = \frac{Kx^2}{2} = \frac{1}{2} m \omega_{kl}^2 x^2. \quad (\text{III.71})$$

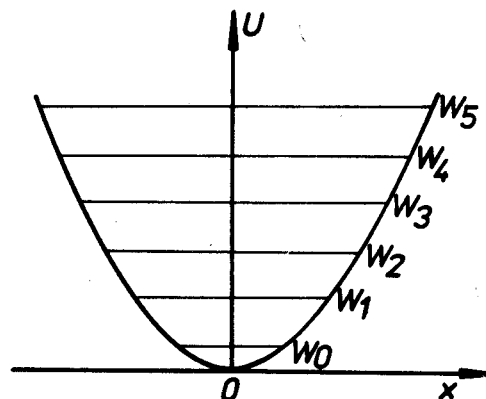
Obr. III.17 a) První čtyři vlnové funkce (stojaté vlny), příslušející částici v potenciálové jámě s nekonečně vysokými stěnami. Na nejnižším obrázku je znázorněna pravděpodobnost výskytu částice ve stavu ψ_4 ($n = 4$)



b) Čtyři nejnižší energiové stavy elektronu nacházejícího se v potenciálové jámě o šířce 10^{-10} m s nekonečně vysokými stěnami.



c) Energiové hladiny harmonického oscilátoru



Dosadíme-li tento tvar potenciální energie do Schrödingerovy rovnice, dostaneme

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(W - \frac{1}{2} m \omega_{kl}^2 x^2 \right) \psi = 0. \quad (\text{III.72})$$

Poněvadž v tomto případě hledáme řešení ψ s měnící se délkou vlny, zkusme hledat řešení ve tvaru Gaussovy funkce

$$\psi(x) = e^{-ax^2}. \quad (\text{III.73})$$

Prověřme, zda tato funkce Schrödingerově rovnici pro harmonický oscilátor vyhovuje

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -2a e^{-ax^2} + 4a^2 x^2 e^{-ax^2} \quad (\text{III.74})$$

po dosazení do rovnice (III.72) dostaneme

$$\begin{aligned} (-2a + 4a^2 x^2) e^{-ax^2} &= -\frac{2m}{\hbar^2} \left(W - \frac{1}{2} m \omega_{kl}^2 x^2 \right) e^{-ax^2}, \\ -2a + 4a^2 x^2 &= -\frac{2mW}{\hbar^2} + \left(\frac{m^2 \omega_{kl}^2}{\hbar^2} \right) x^2. \end{aligned} \quad (\text{III.75})$$

Porovnáním koeficientů u členů s x^2 máme

$$4a^2 = \frac{m^2 \omega_{kl}^2}{\hbar^2} \rightarrow a = \frac{m \omega_{kl}}{2\hbar}$$

Z porovnání absolutních členů dále vyplývá

$$-2a = -\frac{2mW}{\hbar^2}$$

Tedy

$$W = \frac{\hbar^2 a}{m} = \frac{\hbar^2 m \omega_{kl}}{2m\hbar} = \frac{\hbar \omega_{kl}}{2} \quad (\text{III.76})$$

Vidíme tedy, že Gaussova funkce $\psi(x) = e^{-ax^2}$ je řešením pouze pro vlastní hodnotu energie

$$W_1 = \frac{1}{2} \hbar \omega_{kl}$$

Dosazením se můžeme přesvědčit, že stojaté vlně druhého řádu odpovídá vlnová funkce ve tvaru

$$\psi_2(x) = x \exp\left(-\frac{m \omega_{kl} x^2}{2\hbar}\right). \quad (\text{III.77})$$

Tato funkce bude řešením pouze v případě, když vlastní hodnota energie

$$W_2 = \frac{3}{2} \hbar \omega_{kl} \quad (\text{III.78})$$

Rozdíl energií mezi $W_2 - W_1 = \hbar \omega_{kl}$, což platí i pro všechny vyšší stavy. Harmonický oscilátor tedy může kmitat v kvantových stavech, jejichž energie je popsána jednoduchým vztahem

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_{kl} \quad (\text{III.79})$$

kde $v = 0, 1, 2, 3$ je vibrační kvantové číslo.

III.3.8. Atom vodíku

V případě atomu vodíku je potenciální energie vzájemného působení elektronu a protonu rovna

$$U(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{III.80})$$

kde r je vzdálenost elektronu od jádra (protonu).

Coulombovský potenciál je sféricky symetrický, a tak je výhodné operátor $\Delta \psi^2$ v Schrödingerově rovnici přepsat do sférických souřadnic r, φ, θ .

$$x = r \sin\theta \cos\varphi, \quad y = r \sin\theta \sin\varphi, \quad z = r \cos\theta$$

Schrödingerova rovnice ve sférických souřadnicích potom bude mít tvar

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} = \quad (\text{III.81})$$

$$= -\frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi$$

Exaktní řešení této rovnice je uvedeno ve všech učebnicích kvantové mechaniky a bude provedeno v přednášce z kvantové mechaniky.

Zkusme však, zda rovnici (III.81) vyhovuje jednoduchá exponenciální funkce

$\psi = \exp(-r/a)$, kde a je zatím neurčená konstanta. Poněvadž parciální derivace $\frac{\partial \psi}{\partial \varphi}$ a $\frac{\partial \psi}{\partial \theta}$ budou rovny nule, rovnice (III.81) se značně zjednoduší

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \frac{\partial (e^{-r/a})}{\partial r} \right] = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{r^2}{a} e^{-r/a} \right) = \quad (\text{III.82})$$

$$= -\frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) e^{-r/a}$$

Odtud plyne

$$\frac{1}{r^2} \left(\frac{r^2}{a^2} - \frac{2r}{a} \right) = - \frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right)$$

$$\frac{1}{a^2} - \frac{2}{a} \frac{1}{r} = - \frac{2mW}{\hbar^2} - \frac{2me^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar^2} \cdot \frac{1}{r} \quad (\text{III.83})$$

Porovnáním absolutních členů a členů s $\frac{1}{r}$ dostaneme

$$\frac{2}{a} = \frac{2me^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar^2} \rightarrow a = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2}$$

$$\frac{1}{a^2} = - \frac{2mW}{\hbar^2} \rightarrow W = - \frac{\hbar^2}{2ma^2} = - \frac{me^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \quad (\text{III.84})$$

To je vztah odvozený v Bohrově teorii pro první kvantovou dráhu elektronu v atomu vodíku ($n=1$).

Exaktní řešení Schrödingerovy rovnice (III.81) dává pro vlastní hodnoty energie elektronu v atomu vodíku dříve odvozený vztah

$$W_n = - \frac{1}{n^2} \frac{me^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \quad (\text{III.85})$$

kde $n = 1, 2, 3, \dots$

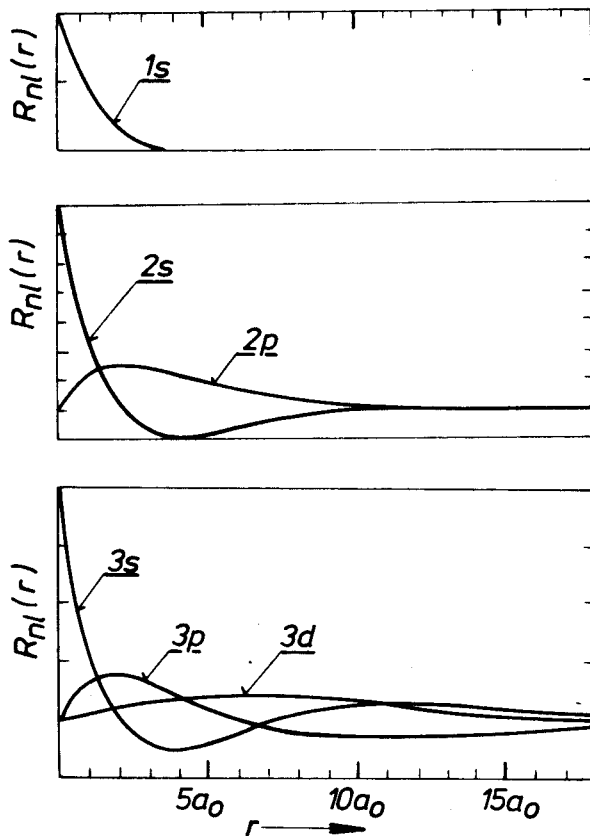
Vlastní přínos tohoto kvantově-mechanického řešení však spočívá v nalezených vlastních vlnových funkcích $\psi(r, \theta, \varphi)$. Z tvarů funkcí ψ lze vypočítat pravděpodobnost výskytu elektronů v jednotlivých energetických stavech. Ukazuje se, že vzhledem k závislosti vlnové funkce ψ na souřadnicích θ, φ se elektrony nalézají s největší pravděpodobností v útvarech uvedených na obr. III.18.

Jsou-li známy tvary vlnových funkcí, lze vypočítat pravděpodobnosti přechodů elektronů mezi jednotlivými kvantovými stavy, lze usuzovat na typy vazeb v molekulách, směrové působení atd.

Exaktní řešení Schrödingerovy rovnice pro elektron v Coulombovském poli jádra dává pro orbitální moment hybnosti p_L

$$p_L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$$

kde l je orbitální kvantové číslo nabývající hodnot $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$, kde n je příslušné hlavní kvantové číslo.



Obr. III.18 Radiální části vlnových funkcí atomu vodíku pro $n = 1, 2, 3$

Magnetické kvantové číslo m_l udává směr vektoru \vec{p}_l tím, že určuje jeho složku ve směru magnetického pole (pro $B \parallel z$, $p_{lz} = m_l \hbar$). Možné hodnoty m_l pro dané l jsou $-l, -l+1, \dots, -l, 0, 1, \dots, +l$, takže počet možných orientací vektoru orbitálního momentu hybnosti v magnetickém poli je $2l + 1$.

V kvantové mechanice tedy nemá pojem "trajektorie" elektronu v atomu smysl. Kvantová mechanika vysvětlila v krátké době velké množství jevů, sjednotila kvantové vlastnosti atomů a záření, objasnila strukturu a vzájemné působení atomů.

III.4. Atomy s více elektrony

III.4.1. Pauliho vylučovací princip

Počet elektronů v atomu prvku je roven protonovému číslu Z . Řada experimentálních důkazů (různost chemických a fyzikálních vlastností iontů, odlišná optická spektra jednotlivých prvků) svědčí o tom, že elektrony nejsou v jednom kvantovém stavu, ale obsazují jednotlivé kvantové stavy podle jistých pravidel, která nebyla na počátku dvacátých let zcela jasná.

Situaci vyřešil v r. 1925 W. Pauli, který objevil základní princip, kterému se podřizují všechny elektrony ve víceelektronových atomech. Podle Pauliho vylučovacího principu nemohou žádné dva elektrony v atomu existovat ve stejném kvantovém stavu. Stav každého elektronu je určen různým souborem kvantových čísel n, l, m_l, m_s . Pauliho principem se řídí všechny mikročástice s poločíselným spinem.

III.4.2. Elektronové konfigurace a periodická soustava prvků

Energiový stav elektronu v atomu je charakterizován čtyřmi kvantovými čísly - n, l, m_l, m_s . Podle Pauliho principu může v každém jednotlivém kvantovém stavu v atomu existovat pouze jeden elektron.

① Elektrony, které mají stejné hodnoty kvantových čísel (n, l, m_l) se nalézají na jedné hladině a mohou být pouze dva - liší se orientací spinu ($m_s = \pm \frac{1}{2}$)

② Elektrony, které mají stejné hodnoty kvantových čísel (n, l) , se nalézají v jedné podslupce. Počet elektronů v podslupce potom bude $2(2l+1)$.

Podslupka	$l=0$	$l=1$	$l=2$	$l=3$
Označení	s	p	d	f
Max. počet el.	$2(s^2)$	$6(p^6)$	$10(d^{10})$	$14(f^{14})$

Index za písmenem označuje počet elektronů v dané podslupce.

③ Všechny elektrony se stejným hlavním kvantovým číslem (n) obsazují jednu atomovou slupku. Atomové slupky se označují $n = 1, 2, 3, 4, 5,$

K L M N O

Maximální počet elektronů ve slupce bude roven

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$$

Jak jsme viděli již v odstavci III.2.5, závisí energie elektronu nejen na hlavním kvantovém čísle n , ale do jisté míry i na orbitálním kvantovém čísle l . V atomech s více elektrony mohou elektrony zaplněné vnitřní slupky do jisté míry odstínit náboj jádra pro elektrony na vnějších slupkách. Elektrony z jedné slupky, ale s malým l se mohou pohybovat i poblíž jádra, kde jsou jen slabě stíněny ostatními elektrony, což má za následek jejich nižší celkovou energii (a tedy větší vazebnou energii) oproti elektronům s vyššími hodnotami l .

Již u atomů alkalických kovů jsme se setkali s narušeným orbitálním pohybem, pro jehož energii resp. term jsme zavedli

$$T = \frac{RZ^2}{(n^*)^2}$$

(n^* - efektivní kvantové číslo).

Můžeme však postupovat i tak, že opravu zahrneme do náboje jádra, což mnohem lépe postihuje fyzikální podstatu této opravy. Potom lze psát

$$T = \frac{R}{n^2} (Z-a)$$

kde a je konstanta charakterizující zastínění jádra.

($Z-a$) - efektivní náboj

Potom Moseleyovy grafy, tj. $\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{1}{n} (Z-a)$ umožňují pro různé izoelektronové řady zjistit vazebné energie elektronů i hodnoty zastínovacích konstant a .

Pojem elektronových slupek a podslupek velmi dobře zapadá do struktury periodické soustavy prvků, která je přímým odrazem atomové struktury prvků. Již D.I. Mendělejev (1869) si povšiml, že prvky s podobnými chemickými a fyzikálními vlastnostmi se opakují v závislosti na atomových hmotnostech v pravidelných intervalech. V současné době používáme periodickou tabulku, která důsledně odráží elektronové konfigurace jednotlivých atomů.

Prvky s podobnými vlastnostmi tvoří grupy a nalézají se v periodickém systému ve sviských sloupcích. Řádky se nazývají periody, přičemž každá perioda začíná v první hlavní grupě (Ia) alkalickým kovem. Každá perioda končí v sedmé hlavní grupě halogenem a v osmé grupě inertním plynem. V současné době bývá u každého prvku v periodickém systému vyznačena i elektronová konfigurace.

Atomové slupky a podslupky, které jsou zcela zaplněny elektrony, se nazývají uzavřené. Celkový orbitální a spinový moment hybnosti elektronů v uzavřené podslupce je roven nule. Atomy obsahující pouze uzavřené slupky jsou chemicky pasivní. Inertní plyny mají uzavřené slupky nebo podslupky.

V tabulce III.1 jsou uvedeny elektronové konfigurace některých prvků. V původním periodickém systému se vyskytovala celá řada nevysvětlitelných odchylek, které dnes můžeme objasnit na základě vazebných energií elektronů v jednotlivých podslupkách. První odchylku nalézáme u draslíku, jehož atom má menší hmotnost než atom argonu. U draslíku je však poslední vnější elektron ve stavu $4s$ místo očekávaného $3d$. Rozdíl ve vazebné energii tohoto elektronu ve stavech $3d$ a $4s$ je patrný z Moseleyova diagramu pro izoelektronovou řadu draslíku - viz obr. III. 19. Jak z obrázku vyplývá, přímka odpovídající poloze 19 elektronu ve stavu $3d$ (term 2D) protíná přímkou $4s$ (2S) a $4p$ (2P) mezi $Z=20$ a $Z=21$. Poněvadž hodnota termu je v podstatě záporně vzatá energie elektronu, musí mít elektron při minimální energii maximální hodnotu termu. U K bude 19 elektron ve stavu $4s$, ale již u S III bude tento elektron ve stavu $3d$. Podobně bychom mohli objasnit další odchylky v obsazování jednotlivých kvantových stavů elektrony.

Pořadí, v němž se elektronové podslupky v atomech zaplňují, je následující $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 4f, 5d, 6p, 7s, 6d$.

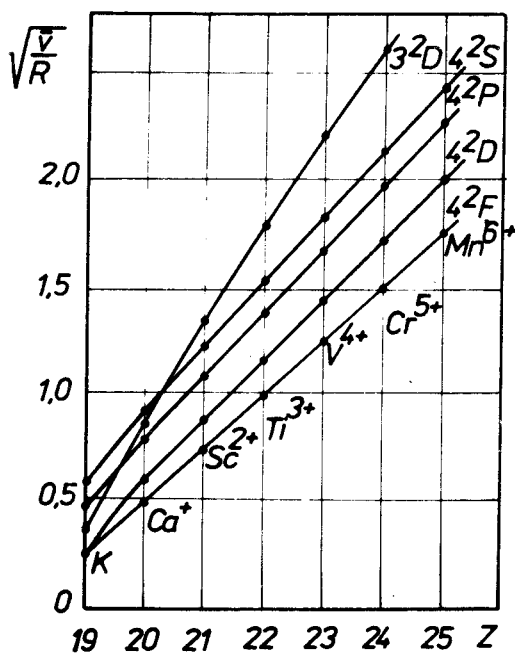
Tab III.1 Stavba period Mendělejevovy soustavy

Z	Prvek	K			L			M			N				O				P [*]		
		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d			
1	H	1																			
2	He	2																			
3	Li	2	1																		
4	Be	2	2																		
5	B	2	2	1																	
6	C	2	2	2																	
7	N	2	2	3																	
8	O	2	2	4																	
9	F	2	2	5																	
10	Ne	2	2	6																	
11	Na	2	2	6	1																
12	Mg	2	2	6	2																
13	Al	2	2	6	2	1															
14	Si	2	2	6	2	2															
15	P	2	2	6	2	3															
16	S	2	2	6	2	4															
17	Cl	2	2	6	2	5															
18	Ar	2	2	6	2	6															
19	K	2	2	6	2	6		1													
20	Ca	2	2	6	2	6		2													
21	Sc	2	2	6	2	6		2													
.																					
.																					
.																					
35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5												
36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6												
37	Rb	2	2	6	2	6	10	2	6												
.																					
.																					
.																					
57	La	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6	1			2				
58	Ce	2	2	6	2	6	10	2	6	10	1	2	6	1			2				
59	Pr	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2	6	1			2				
.																					
.																					
.																					
71	Lu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1			2				
72	Hf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3			2				
.																					
.																					
.																					

III

vše
pr
nav
ment
se r
-Sau

(P2



Obr. III.19 Moseleyovy diagramy

Na základě této posloupnosti lze snadno pochopit podobné chemické a fyzikální vlastnosti lanthanidů. Všechny lanthanidy mají stejnou konfiguraci elektronů ve vnějších slupkách $5s^2 5p^6 6s^2$, ale neúplnou podslupku $4f$. O vlastnostech prvku rozhodují hlavně elektrony ve vnějších slupkách, poněvadž prostřednictvím těchto elektronů interagují s okolními jinými atomy. Proto byly lanthanidy postupně objevovány poměrně pozdě. Již N. Bohr na základě své teorie předpověděl, že lanthanidů bude 14. Podobná situace nastává u aktinidů, které se liší počtem elektronů ve vnitřních podslupkách $5f$ a $6d$.

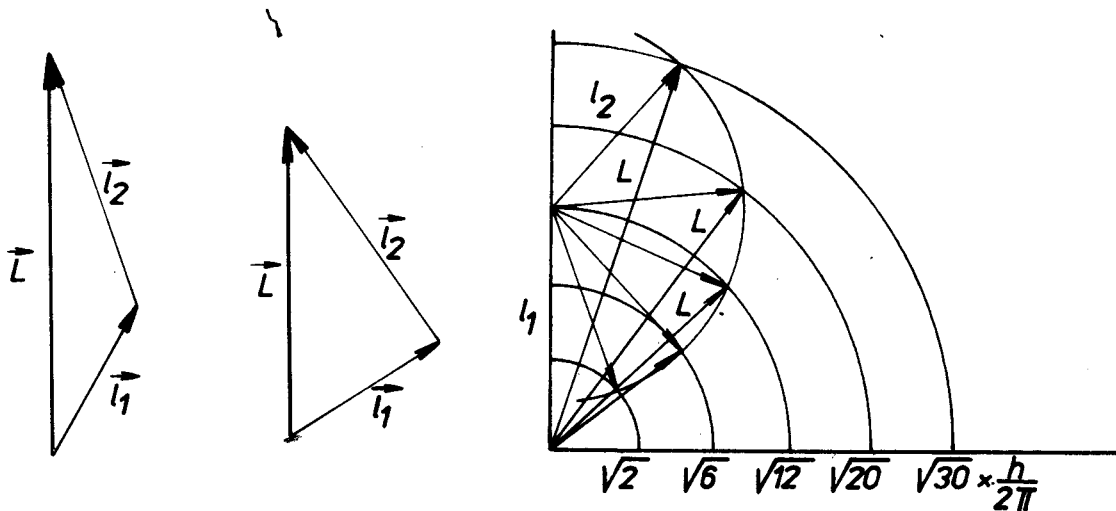
Detailním rozбором vazebných energií jednotlivých elektronů v atomech lze kvantitativně zdůvodnit vyskytující se elektronové konfigurace a vysvětlit tak i chemické a fyzikální vlastnosti jednotlivých prvků. Směrovost a sílu jednotlivých chemických vazeb však vysvětluje na základě kvantové mechanických výpočtů až teorie orientované valence.

III.4.3. Atomy s více elektrony - typy vazby

U více elektronových atomů přispívají k celkovému momentu hybnosti P_J všechny elektrony, které se nalézají na neuzavřených podslupkách (viz Hundovo pravidlo) svými orbitálními a spinovými momenty (p_l , p_s). Jednotlivé momenty navzájem interagují a vektorově se skládají. Způsob složení jednotlivých momentů závisí na druhu atomu a typu elektronové konfigurace. U lehkých prvků se nejčastěji realizuje tzv. vazba normální, jinak zvaná též LS-vazba (Russell-Saunders).

U LS vazby se nejdříve skládají orbitální momenty jednotlivých elektronů (P_L) a vytvářejí výsledný orbitální moment atomu P_L . Skládání orbitálních

momentů se děje přes prostorové kvantování ve vlastních orbitálních magnetických polích. Princip vektorového složení orbitálních momentů dvou elektronů je na obr. III. 20



Obr. III. 20 Skládání orbitálních momentů elektronů

L je výsledné orbitální kvantové číslo, které charakterizuje celý atom. L může nabývat hodnot:

L:	0	1	2	3	4	5	6
Označení termu:	S	P	D	F	G	H	I

Takto označeným termům se říká LS termy.

Skládá-li se elektronů více, potom složíme nejdříve první dva elektrony a obdržíme momenty P_L' , ke kterým přidáváme postupně další elektrony.

III.4.4-5. Hundovo a Laportovo pravidlo

- Elektrony v neuzavřených podslupkách zůstávají pokud možno nespárované, tj. mají paralelně orientované spiny.
- Grupa elektronů sestávající z maximálního možného množství ekvivalentních elektronů (uzavřené podslupky - s^2, p^6, d^{10}, \dots) je charakterizována tím, že výsledné momenty P_L, P_S, P_J jsou rovny nule. Taková grupa elektronů se nazývá uzavřená a odpovídá jí jediný možný term 1S_0 .
- Stav grupy elektronů v jedné podslupce s počtem $z > \frac{1}{2}z_{\max}$ může být popsán užitím stavů elektronů, které do maximálního počtu scházejí. Tedy stavy grupy elektronů p^4 jsou stejné jako u grupy $s p^2$ elektrony.

Obr

Pro

S =

Výsl

výsl

1. Nejmenší energii při dané elektronové konfiguraci vykazuje term s největší hodnotou S a největším možným L (při daném S). (Hundovo pravidlo)
2. Při přechodech elektronů v atomech z jedné elektronové konfigurace do druhé musí platit, že součet změn orbitálních kvantových čísel elektronů je liché číslo

$$\sum_i \Delta l_i = \text{liché číslo}$$

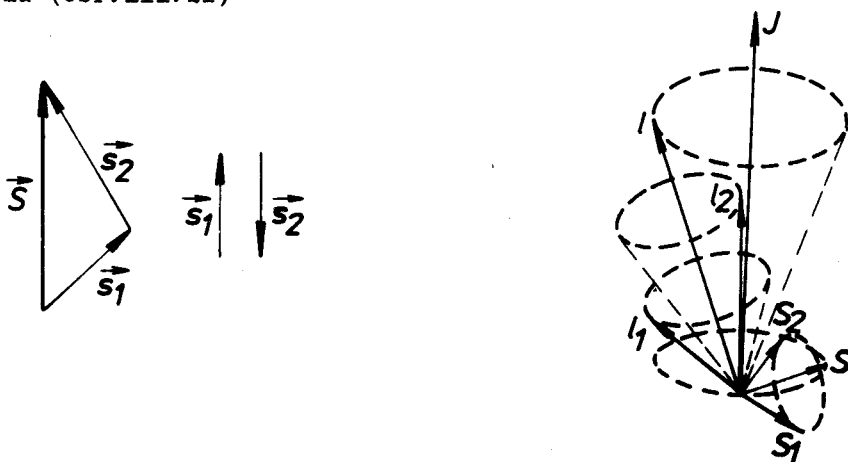
Term se nazývá sudým, když součet orbitálních kvantových čísel všech elektronů je číslo sudé. V opačném případě je term lichý a označuje se u termového písmene vpravo nahoře malým o (z angl. odd=lichý)

$$\sum_i l_i \begin{cases} \text{sudé číslo} \\ \text{liché číslo} \end{cases} \quad (P^o, F^o, [1,2] \frac{o}{2})$$

(Laportovo pravidlo)

Z uvedeného schematu by vyplývalo, že hierarchie termů bude velmi bohatá. Aplikací Pauliho principu však dojde k podstatné redukci počtu termů. Pro všechny prakticky se vyskytující elektronové konfigurace u reálných atomů jsou výsledné termy již uvedeny v tabulkách.

Podobně se skládají spinové momenty elektronů ve výsledný spinový moment atomu (Obr. III. 21)



Obr. III. 21 Skládání spinových a orbitálních momentů

Pro dva elektrony dostaneme

$$\vec{p}_{L_1} = \hbar \sqrt{l_1(l_1+1)}, \quad \vec{p}_{L_2} = \hbar \sqrt{l_2(l_2+1)}, \quad \vec{p}_S = \hbar \sqrt{S(S+1)},$$

$$S = |s_1 + s_2, s_1 + s_2 - 1, \dots, s_1 - s_2|$$

Výsledný orbitální moment P_L a spinový moment P_S se vektorově skládají v úplný výsledný moment hybnosti P_J podle následujícího schematu:

$$\vec{P}_J = \vec{P}_L + \vec{P}_S, \quad |P_J| = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad J = |L+S, L+S-1, \dots, L-S|$$

U termů mnohalektronových konfigurací již hlavní kvantová čísla před termová písmena nepíšeme.

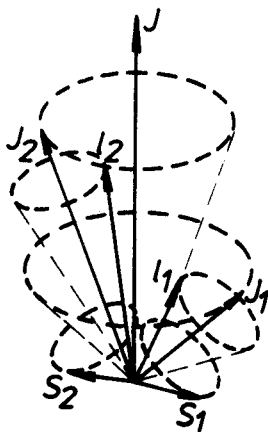
Označení $\begin{matrix} 2S+1 \\ \swarrow \\ J \end{matrix}$ (př. ${}^2P_{1/2}, {}^2P_{3/2}$)

$2S+1$ - multiplicita termu

Elektronové přechody nastávají pouze mezi termy, které splňují tato výběrová pravidla $\Delta L = \pm 1, \Delta S = 0$.

Navzájem tedy kombinují pouze termy stejné multiplicity.

U některých (zpravidla těžkých) atomů jsou síly, které spojují všechny \vec{p}_j do jediného vektoru \vec{P}_L a všechny \vec{p}_s do jediného vektoru \vec{P}_S menší než síly spin-orbitální a vazba LS se tudíž nevytvoří. Celkové momenty hybnosti jednotlivých elektronů p_j se skládají přímo do momentu hybnosti P_J celého atomu. Tento typ vazby se nazývá jj. Pro dvouelektronovou konfiguraci je tento typ vazby znázorněn na obr. III.22



Obr. III.22

Princip vazby jj

$$\vec{p}_{l_1} + \vec{p}_{s_1} = \vec{p}_{j_1} = \hbar \sqrt{j_1(j_1+1)}, \quad \vec{p}_{l_2} + \vec{p}_{s_2} = \vec{p}_{j_2} = \hbar \sqrt{j_2(j_2+1)}$$

$$\vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2} = \vec{P}_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}$$

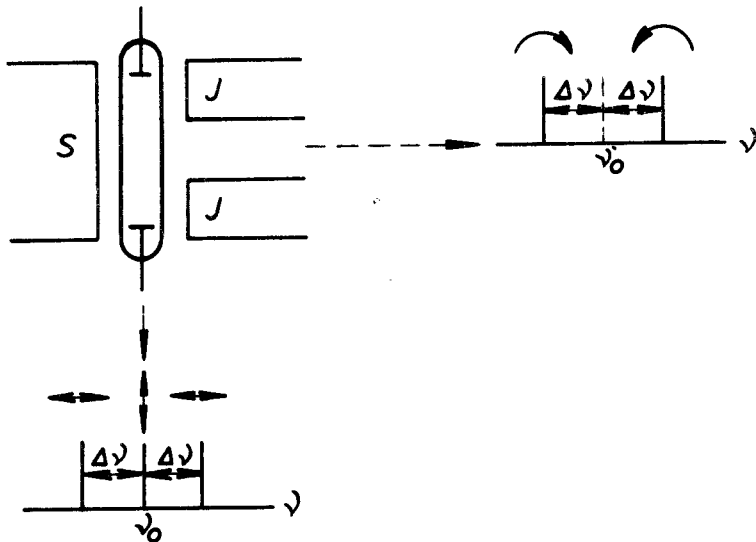
V případě jj vazby se jednotlivé stavy již neoznačují termovými písmeny, ale symbolickými závorkami $[j_1, j_2]_J$

Kromě vazby LS a jj existují ještě i jiné typy vazeb (některé jsou jen přechodné), které se vyskytují v atomech, kde na sebe vzájemně působí podgrupy elektronů.

III.4.6. Zeemanův jev normální

V roce 1896 pozoroval holandský fyzik Zeeman štěpení spektrálních čar v magnetickém poli. Štěpení čar bylo vždy symetrické vzhledem k původní spektrální čáře. Ukázalo se, že tzv. normální Zeemanův jev vzniká u čar singule-
tových, tj. čar, které vznikají mezi singuletovými termy. Víme již, že u singule-
tových termů je multiplicita termu rovna $l = 2S + 1$ a tedy $S = 0$. Výsledný
magnetický moment singuletových stavů je dán pouze orbitálním momentem.

Schema Zeemanova experimentu je na obr. III.23



Obr. III.23

Zeemanův jev normální

Při pozorování singuletové čáry ve směru $mg.$ siločar původní spektrální čára zmizela, ale objevily se dvě symetricky posunuté čáry, z nichž jedna byla kruhově polarizována levotočivě a druhá pravotočivě. Při pozorování kolmo na směr $mg.$ pole se původní čára jeví lineárně polarizovaná ve směru siločar a obě čáry posunuté jsou lineárně polarizovány kolmo na směr $mg.$ pole.

V magnetickém poli se energie elektronu s magnetickým momentem M_L změní
 $\Delta W = (\vec{M}_L \cdot \vec{B}) = -M_L B \cos \alpha$, kde α svírají vektory \vec{M}_L a \vec{B}
 $\cos \alpha = \frac{m_{Lz}}{\sqrt{l(l+1)}}$

Frekvence původní čáry při $B = 0$: $h\nu = W_2 - W_1$

Při $B \neq 0$:

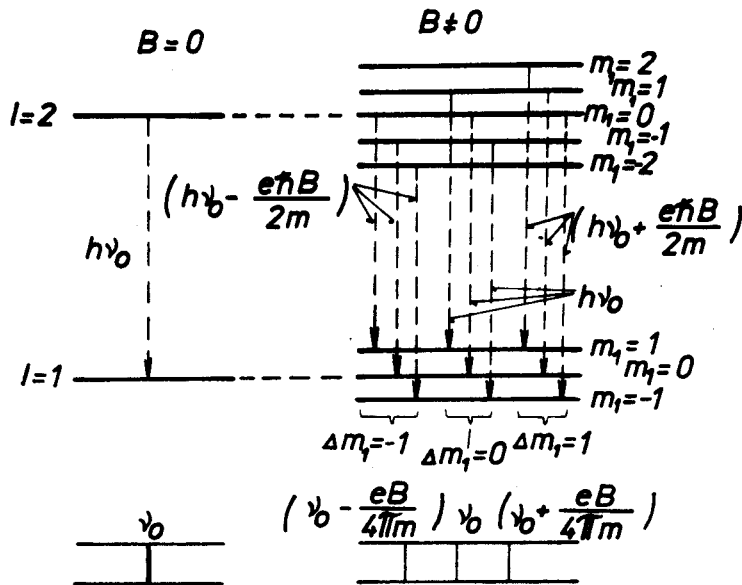
$$h(\nu + \Delta\nu) = W_2 + \Delta W_2 - W_1 - \Delta W_1 \quad (III.86)$$

$$h \Delta\nu = \Delta W_2 - \Delta W_1 = \frac{e\hbar}{2m} B \left(\sqrt{l_2(l_2+1)} \frac{m_{Lz_2}}{\sqrt{l_2(l_2+1)}} - \sqrt{l_1(l_1+1)} \frac{m_{Lz_1}}{\sqrt{l_1(l_1+1)}} \right) = \frac{h e B}{4\pi m} (m_{Lz_2} - m_{Lz_1}) \quad (III.87)$$

Poněvadž pro $\Delta m_1 = 0, \pm 1$ dostaneme pro $\Delta\nu$

$$\Delta\nu = 0, \pm \frac{eB}{4\pi m} \quad (III.88)$$

Při $B = 2T$ činí $\Delta\lambda$ jen $0,03 \text{ nm}$. Experimentálně zjištěné hodnoty $\Delta\lambda$ přesně souhlasí s vypočtenou hodnotou.



Obr. III. 24. Vznik Zeemanova rozštěpení singuletových spektrálních čar

Poněkud obtížnější je vysvětlení podivných polarizací jednotlivých komponent rozštěpené spektrální čáry. Objasnění tohoto jevu podal prostředky klasické fyziky již Lorentz, který rovnici kmitů klasického oscilátoru doplnil o sílu působící na nabitou částici v mg. poli.

$$\ddot{\vec{r}} + \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{e}{m} |\vec{v} \cdot \vec{B}| \quad (\text{III. 89})$$

$$\text{když } B \in (0, 0, B) \rightarrow \frac{eB}{m} = 2\omega_L$$

Rozepsáním vektorového součinu dostaneme

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \omega_0^2 x + 2\omega_L \dot{y} &= 0 \\ \ddot{y} + \omega_0^2 y - 2\omega_L \dot{x} &= 0 \\ \ddot{z} + \omega_0^2 z &= 0 \end{aligned}$$

ω_L je vlastně frekvence Larmorovy precese pro $g = 1$.

→ Kmity ve směru magnetického pole nejsou ovlivněny.

Poněvadž se opět jedná o kmitavý pohyb, budeme řešení prvních dvou rovnic hledat ve tvaru

$$\begin{aligned} x &= a e^{i\omega t} \\ \dot{x} &= i\omega a e^{i\omega t} \\ \ddot{x} &= -a\omega^2 e^{i\omega t} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y &= b e^{i\omega t} \\ \dot{y} &= i\omega b e^{i\omega t} \\ \ddot{y} &= -b\omega^2 e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (\text{III. 90})$$

Po dosazení do soustavy rovnic a úpravách dostaneme

$$\begin{aligned} a(\omega_0^2 - \omega^2) + 2i\omega_L \omega b &= 0 \\ b(\omega_0^2 - \omega^2) - 2i\omega_L \omega a &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.91})$$

a, b jsou amplitudy kmitů ve směru os x a y.

Determinant soustavy rovnic $|D| = 0$

$$\begin{vmatrix} \omega_0^2 - \omega^2 & 2i\omega_L \omega \\ -2i\omega_L \omega & \omega_0^2 - \omega^2 \end{vmatrix} = 0 \rightarrow (\omega_0^2 - \omega^2)^2 = 4\omega_L^2 \omega^2 \quad (\text{III.92})$$

Řešením jsou dvě kvadratické rovnice

$$\begin{aligned} \omega_0^2 - \omega'^2 &= 2\omega_L \omega' \rightarrow \omega' = -\omega_L + \sqrt{\omega_0^2 + \omega_L^2} \\ \omega_0^2 - \omega''^2 &= 2\omega_L \omega'' \rightarrow \omega'' = \omega_L + \sqrt{\omega_0^2 + \omega_L^2} \end{aligned} \quad (\text{III.93})$$

Poněvadž $\omega_L \ll \omega_0$, lze hledaná řešení napsat ve tvaru

$$\omega' = \omega_0 - \omega_L, \quad \omega'' = \omega_0 + \omega_L \quad (\text{III.94})$$

Změna frekvence spektrální čáry v mg. poli bude

$$\Delta\nu = \pm \frac{\omega_L}{2\pi} = \pm \frac{eB}{4\pi m} \quad (\text{III.95})$$

což je výsledek stejný jako dává kvantová teorie.

Pro polarizaci obou rozštěpených spektrálních čar dostaneme

$$\frac{a}{b} = -i \frac{2\omega_L \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \text{pro } \omega = \omega' \text{ bude } a = b e^{-i\frac{\pi}{2}}$$

Tedy kmitání ve směru osy x se zpožďuje ve fázi o $\frac{\pi}{2}$ oproti kmitání ve směru osy y. Při pozorování ve směru osy z se tyto kmity skládají v kruhově polarizovaný kmit.

Analogicky pro $\omega = \omega''$ dostaneme $a = b e^{i\frac{\pi}{2}}$, což dává při pozorování ve směru osy z kruhově polarizovaný kmit na opačnou stranu oproti $\omega = \omega'$.

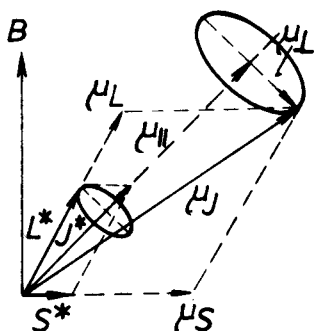
Kmity ve směru osy z nejsou mg. polem ovlivněny. Vzhledem k vyzařovací charakteristice dipólu bude mít záření na frekvenci ω_0 minimální intenzitu ve směru osy z.

Pozorujeme-li neposunutou spektrální čáru ω_0 ve směru \perp na z, pozorujeme jen průmět těchto kmitů na přímku, tj. lineárně polarizovaný kmit.

III.4.7. Anomální Zeemanův jev

Jak jsme již poznamenali, vzniká normální Zeemanův jev pouze u jednoduchých spektrálních čar - singuletů. U všech ostatních spektrálních čar je pozorován tzv. anomální Zeemanův jev. U anomálního jevu se spektrální čára rozštěpí na větší počet složek. Změna kmitočtu těchto složek je rovna racionálnímu zlomku změny kmitočtu u normálního jevu (př. $\pm \frac{2}{3} \Delta\nu_L$, $\pm \frac{4}{3} \Delta\nu_L$).

Anomální Zeemanův jev bude zřejmě souviset s výsledným spinem elektronů, který je u singuletů nulový. Z obr. III.25 je patrné, jak postupujeme při výpočtu výsledného magnetického momentu M_J .



Obr. III.25

Poněvadž $M_L = m_0 \sqrt{L(L+1)} = m_0 L^*$,

ale $M_S = 2m_0 \sqrt{S(S+1)} = 2m_0 S^*$,

nebude již vektor $\vec{P}_J \parallel \vec{M}_J$.

Vektor \vec{M}_J lze rozložit na $\vec{M}_H \parallel \vec{P}_J$, $\vec{M}_L \perp \vec{P}_J$

Střední hodnota $\langle M_L \rangle = 0$, poněvadž

M_J koná precesi okolo směru \vec{P}_J .

Pro změnu energie \vec{M}_J v mg. poli bude rozhodující velikost M_H .

$$\begin{aligned} \Delta W &= (\vec{M}_J \cdot \vec{B}) = (\vec{M}_H \cdot \vec{B}) = \\ &= M_H \cdot B \frac{m_J}{J(J+1)} \end{aligned} \quad (\text{III.96})$$

kde $m_J = | -J, -J+1, \dots, J |$
 $2J+1$ hodnot

Z nákresu na obr. III.25 je patrné, že M_H dostaneme složením průmětů M_L a M_S do směru P_J .

$$M_H = M_L \cos(\hat{LJ}) + M_S \cos(\hat{SJ}). \quad (\text{III.97})$$

Z vektorového trojúhelníka dostaneme pro $\cos(\hat{LJ})$ a $\cos(\hat{SJ})$

$$\cos(\hat{LJ}) = \frac{L^{*2} + J^{*2} - S^{*2}}{2L^*J^*}, \quad \cos(\hat{SJ}) = \frac{J^{*2} + S^{*2} - L^{*2}}{2S^*J^*}$$

Potom pro M_H můžeme psát

$$M_H = m_0 \left[L^* \frac{L^{*2} + J^{*2} - S^{*2}}{2L^*J^*} + 2S^* \frac{J^{*2} + S^{*2} - L^{*2}}{2J^*S^*} \right] = m_0 J^* \frac{3J^{*2} + S^{*2} - L^{*2}}{2J^{*2}} \quad (\text{III.98})$$

Výraz
$$g_L = \frac{3J^{*2} + S^{*2} - L^{*2}}{2J^{*2}} = 1 + \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (\text{III. 99})$$

se nazývá Landéův faktor (násobitel, nebo též faktor spektrálního rozštěpení). Potom celková změna energie elektronových stavů v magnetickém poli je rovna

$$\Delta W = \mu_0 g_L B m_J \quad (\text{III. 100})$$

Pro změnu frekvence jednotlivých komponent rozštěpené spektrální čáry potom dostaneme

$$h(\nu + \Delta\nu) = W_1 + \Delta W_1 - W_2 - \Delta W_2$$

$$\Delta\nu = \frac{\mu_0 B}{h} (g_{L_1} m_{J_1} - g_{L_2} m_{J_2}) \quad (\text{III. 101})$$

Pro Δm_J platí výběrová pravidla $\Delta m_J = 0, \pm 1$. Experimentálně získané hodnoty $\Delta\nu$ souhlasí s hodnotami vypočtenými podle relace (III. 101)

III.4.8. Jev Paschen-Backův

Ve velmi silných magnetických polích přechází anomální Zeemanův jev při určité kritické hodnotě magnetické indukce v nový jev, který je kvalitativně shodný s normálním Zeemanovým jevem (Paschen-Backův).

Ve velmi silném magnetickém poli je roztržena vazba mezi vektory \vec{P}_L (\vec{M}_L) a \vec{P}_S (\vec{M}_S), poněvadž síly působící mezi \vec{M}_L a \vec{M}_S jsou již slabší než síly působící mezi $\vec{M}_L \leftrightarrow B$ a $\vec{M}_S \leftrightarrow B$. Orbitální magnetický moment \vec{M}_L i spinový magnetický moment \vec{M}_S budou vykonávat samostatnou precesi kolem směru B a budou i nezávisle prostorově kvantovány.

Energie poruchy v magnetickém poli bude dána součtem poruch

$$\Delta W = \mu_L B \cos(\hat{L}B) + \mu_S B \cos(\hat{S}B) \quad (\text{III. 102})$$

$$\Delta W = \mu_0 B (m_L + 2m_S) \quad (\text{III. 103})$$

$$\Delta\nu = \frac{\mu_0 B}{2} (\Delta m_L + 2\Delta m_S) \quad (\text{III. 104})$$

Poněvadž platí $\Delta m_L = 0$, a $m_S = 0$ (zákaz interkombinací, resp. pravidlo zachování spinu)

Potom
$$\Delta\nu = 0, \pm \frac{e h}{4\pi m} B \quad (\text{III. 105})$$

což je výsledek, který jsme obdrželi při řešení změny frekvence rozštěpených spektrálních čar u normálního Zeemanova jevu.

III.4.9. Magnetické vlastnosti atomů

Existence magnetického momentu orbitálního a spinového se neprojevuje pouze štěpením spektrálních čar v magnetickém poli, ale i magnetickými vlastnostmi.

Atomy dělíme podle chování v magnetickém poli na paramagnetické a diamagnetické. Magnetická susceptibilita χ_m je u látek paramagnetických > 0 a u diamagnetických < 0 . V paramagnetických látkách se intenzita mg. pole zesiluje, v diamagnetických zeslabuje. Žádný atom (ani atom Fe) není feromagnetický. Feromagnetismus je projevem zvláštního seřazení magnetických momentů v tzv. doménách u pevných látek. Rozměry domén jsou v porovnání s rozměry atomu mnohem větší ($\sim 10^{-5}$ m). Je rovněž známo, že dlouhá tyčinka z paramagnetického materiálu se orientuje v mg. poli delší osou ve směru mg. siločar, tyčinka s diamagnetického materiálu se ustálí kolmo na směr mg. siločar. Všechny makroskopické projevy chování různých materiálů v magnetickém poli závisí na magnetických momentech atomů, které tento materiál tvoří.

Bude-li $J = 0$, tj. i $M_J = 0$, chová se atom jako diamagnetický

Bude-li $J \neq 0$, tj. i $M_J \neq 0$, chová se atom jako paramagnetický

Základy teorie magnetismu jsou spojeny se jmény dvou francouzských fyziků P. Curie a P. Langevina.

P. Curie zjistil, že pro magnetickou susceptibilitu platí $\chi_m = \frac{C}{T}$ kde C je tzv. Curieho konstanta a T absolutní teplota.

P. Langevin odvodil pro Curieho konstantu jednoho molu vztah

$$\chi_m = \frac{1}{3} \frac{M^2 N^2}{R} = \frac{1}{3} \frac{M^2 N}{k} \quad (\text{III.106})$$

kde M je magnetický moment jednoho atomu, N je Avogadrovo číslo, R je univerzální plynová konstanta, k je Boltzmannova plynová konstanta.

V původním odvození vztahu pro χ_m P. Langevinem bylo použito pouze klasické statistiky. Na základě znalosti prostorového kvantování již můžeme vztah pro χ_m odvodit přesněji.

Výsledný magnetický moment atomu $M_J = M_0 g_L \sqrt{J(J+1)}$

Víme již, že mg. moment M_J získává v mg. poli o indukci B energii

$$\Delta W = -M_J B \cos(\hat{M}_J \hat{B}) = M_0 g_L B m_J$$

Orientace magnetického momentu proti směru vektoru magnetické indukce bude mít energii větší.

V jednom molu je N (Avogadrovo číslo atomů), z nichž dle Boltzmannovy statistiky (atomy jsou klasické částice) bude mít N_w atomů energii ΔW .

$$N_w = N \frac{e^{-\frac{\Delta W}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{\Delta W_i}{kT}}} \quad (\text{III.107})$$

Orientace průmětu magnetického momentu M_j ve směru mg.pole je pravděpodobnější, poněvadž pro tuto orientaci je energie ΔW menší. V souboru N atomů tedy bude více atomových magnetických momentů M_j orientována tak, aby průmět magnetického momentu do směru magnetického pole byl souhlasně orientován s vektorem B . To dává vznik nějakému střednímu magnetickému momentu $\langle M \rangle$ orientovanému ve směru mg.pole, který způsobuje zesílení magnetického pole v paramagnetických látkách.

$\langle M \rangle$ tedy dostaneme, sečteme-li všechny průměty mg.momentů M_j od N atomů.

Počet atomů s danou orientací bude

$$N_w = N \frac{\exp\left[\frac{M_j B}{kT} \cos(\hat{M}_j, \hat{B})\right]}{\sum_i \exp\left[\frac{M_j B}{kT} \cos_i(\hat{M}_j, \hat{B})\right]} \quad (\text{III.108})$$

Poněvadž $\cos(\hat{M}_j, \hat{B}) = \frac{m_j}{\sqrt{J(J+1)}}$ bude i

$$N_w = N_{m_j} = N \frac{\exp\left(\frac{g_L m_0 B m_j}{kT}\right)}{\sum_{m_j=-J}^J \exp\left(\frac{g_L m_0 B m_j}{kT}\right)} \quad (\text{III.109})$$

Průmět magnetického momentu do směru magnetického pole bude roven

$$M_j \cos(\hat{M}_j, \hat{B}) = m_0 g_L \sqrt{J(J+1)} \frac{m_j}{\sqrt{J(J+1)}} = m_0 g_L m_j$$

Potom střední hodnota magnetického momentu jednoho molu bude

$$\langle M \rangle = N m_0 g_L \frac{\sum_{m_j=-J}^J m_j \exp\left(\frac{m_0 g_L B m_j}{kT}\right)}{\sum_{m_j=-J}^J \exp\left(\frac{m_0 g_L B m_j}{kT}\right)} \quad (\text{III.110})$$

Pro nepříliš silná magnetická pole a ne příliš nízké teploty lze exponenciální řadu rozvinout v řady a omezit se jen na první dva členy rozvoje.

$$\langle M \rangle = N M_0 g_L \frac{\sum_{-J}^J m_j \left(1 + \frac{M_0 g_L B m_j}{kT} \right)}{\sum_{-J}^J \left(1 + \frac{M_0 g_L B m_j}{kT} \right)} \quad (\text{III.111})$$

$$\langle M \rangle = \frac{N M_0^2 g_L B}{kT} \frac{2 \sum_0^J m_j^2}{2J+1} ; \quad \sum_0^n x^2 = \frac{n(n+1)(n+2)}{6} \quad (\text{III.112})$$

$$\langle M \rangle = \frac{N M_0^2 g_L B}{kT} \frac{1}{3} \frac{J(J+1)(2J+1)}{2J+1} = \frac{N M_0^2 B}{3 kT}$$

Magnetický moment jednoho molu je v podstatě magnetická susceptibilita, tedy

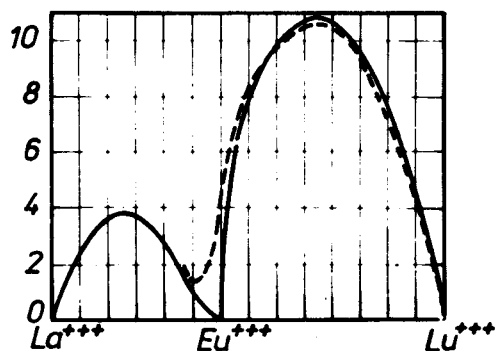
$$\chi_m = \frac{N M_0^2 B}{3 kT} \quad (\text{III.113})$$

a Curieho konst.

$$C = \frac{1}{3} \frac{N M_0^2}{kT} \quad (\text{III.114})$$

To jsou vztahy, ke kterým dospěl i metodami klasické fyziky P. Langevin. Přesnější a univerzálnější platné vztahy odvodili Hund a později Brillouin

Platnost vzorce pro magnetickou susceptibilitu se nejnáze ověřuje pro třikrát a dvakrát ionizované atomy vzácných zemin (lanthanoidů). U těchto iontů jsou vnější podslupky uzavřeny a celý magnetický moment je způsoben pouze elektrony na vnitřní, ne zcela zaplněné, podslupce 4f. Srovnání teorie a experimentu je uvedeno na obr. III.26



Magnetická susceptibilita lanthanoidů

Obr. III.26

U diamagnetických atomů je $M_J = 0$, přesto se však magnetické pole v diamagnetiku zeslabuje. U diamagnetických atomů je sice výsledné $p_J = 0$ a tedy i $M_J = 0$, ale magnetické momenty M_J jednotlivých elektronů konají Larmorovu precesi okolo směru vektoru magnetické indukce. Poněvadž elektron je elektricky nabitá částice, vznikají v důsledku precesního pohybu elektronů dodatečné magnetické momenty orientované proti směru vektoru B . Tím je způsobováno zeslabení intenzity mg.pole v diamagnetiku a magnetická susceptibilita je tudíž < 0 .

III.4.10. Některé základní experimenty atomové fyziky

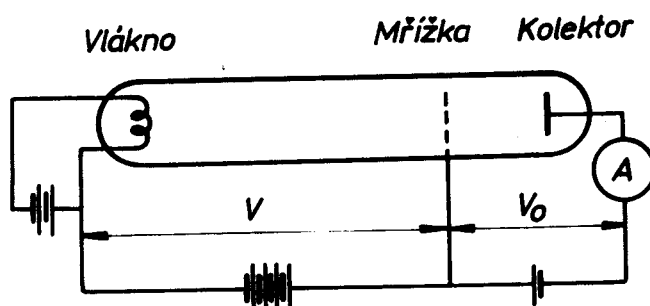
Franck-Hertzův experiment

Kvantová teorie elektronových stavů v atomech byla počátkem 20. století ověřována pomocí atomových spekter. V r. 1914 Franck a Hertz experimentálně prokázali, bez použití optické spektroskopie, že kvantované energetické hladiny elektronů v atomech skutečně existují a shodují se s hladinami určenými z atomových spekter.

Abychom dobře pochopili podstatu Franck-Hertzova experimentu, musíme si objasnit mechanismy excitace elektronů v atomech. Při srážce atomu s jinou částicí (atom, elektron, iont, atd.) může být část jejich společné kinetické energie pohlcena atomem tak, že elektron je excitován ze základního stavu do stavu energeticky vyššího. Tento excitovaný elektron se vrací po určité době ($10^{-8} - 10^{-7}$ s) do základního stavu emisí jednoho nebo více fotonů. Energie vyzářených fotonů je rovna původní excitační energii. Srážky atomů s jinými částicemi lze rozdělit na pružné a nepružné.

1. Je-li vzájemná kinetická energie srážejících se částic menší než excitační energie nejnižšího elektronového stavu nad stavem základním, bude srážka plně pružná. Při pružné srážce si částice vymění pouze $2 \frac{m}{M}$ - tou část z jejich vzájemné kinetické energie (m, M jsou hmotnosti srážejících se částic). Elektron předává atomu při pružné srážce jen nepatrnou část své kinetické energie.
2. Je-li vzájemná energie srážejících se částic větší než nejnižší excitační potenciál elektronu v atomu, nastávají i srážky nepružné (podstatná část vzájemné kinetické energie se mění v energii excitovaného elektronu).

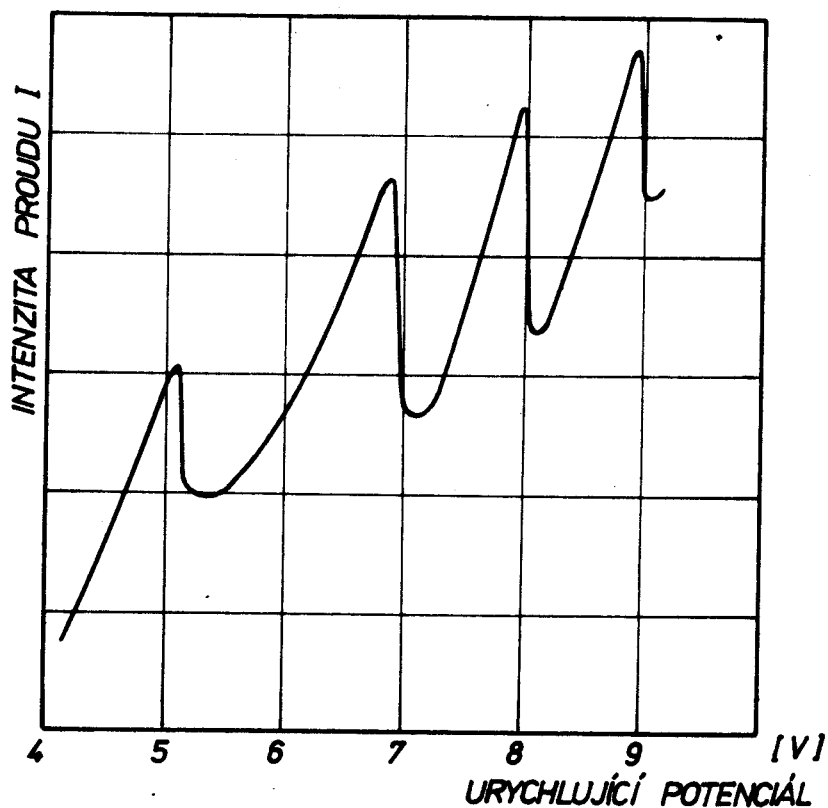
Franck a Hertz bombardovali pomocí aparatury znázorněné na obr. III. 27 páry rozličných prvků elektrony, jejichž energii bylo možno plynule měnit.



Schema Franck-Hertzova experimentu

Obr. III. 27

Úspěch při tomto měření závisí zejména na tlaku par sledovaného prvku, což vyžaduje, aby celá výbojová trubice byla zahřívána na optimální teplotu v peci (pro rtuť činí tato teplota 160 - 220 °C). Elektrony vystupující ze žhavené katody jsou urychlovány směrem k mřížce. Mezi mřížkou a sběrnou elektrodou (kolektorem) je nutno udržovat malý potenciálový rozdíl V_0 (0,5 - 1 V), který urychlené elektrony po průletu mřížkou před dopadem na kolektor poněkud přibrzdí. Při zvyšování urychlujícího napětí V dopadá na kolektor stále větší počet elektronů a proud měřený ampérmetrem stoupá, poněvadž elektrony se s atomy srážejí pouze pružně. Získají-li elektrony v blízkosti urychlující mřížky energii rovnou excitační energii elektronových stavů atomů, zůstávají po nepružné srážce vedoucí k excitaci atomu téměř bez pohybu. Po nepružné srážce je kinetická energie elektronů tak malá, že nestačí k překonání potenciálového rozdílu 0,5 - 1 V a nedopadnou na kolektor. To se projeví prudkým poklesem proudu kolektorovým obvodem. Naměřené urychlující potenciály V , pro které nastává pokles el. proudu přesně souhlasí s energiemi vyzařovaných fotonů - obr. III 28



Obr. III.28

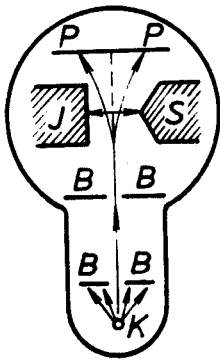
Tím byla nezávisle na spektroskopických pozorováních potvrzena teorie o kvantování energie elektronů v atomu.

N
P
k
P
le
rc
po
me
st
Pr
št
we
két
že

Pokus Stern-Gerlachuv

Přímý experimentální důkaz existence spinového magnetického momentu a jeho prostorového kvantování v magnetickém poli podali Stern a Gerlach v r. 1921. U volných elektronů nelze z principiálních důvodů magnetické momenty měřit. De Broglieho vlnová délka elektronů $\lambda = h/\sqrt{2mV}$ je příliš velká a vzhledem k platnosti principu neurčitosti by parazitní efekty zcela překryly očekávané jevy. Elektron je tedy nutno spojit s nějakou dostatečně hmotnou "přítěží". Tomuto požadavku vyhoví elektron pevně vázaný na atom. Pro měření spinového magnetického momentu jsou nejvhodnější atomy z I. skupy periodického systému, tj. vodík, lithium, sodík, stříbro atd. U těchto atomů je na neuzavřené podslupce pouze jeden s elektron. Pro s elektrony je $l=0$ a tedy i orbitální magnetický moment $M_l = 0$. Potom celkový magnetický moment atomu je reprezentován pouze spinovým magnetickým momentem jednoho elektronu.

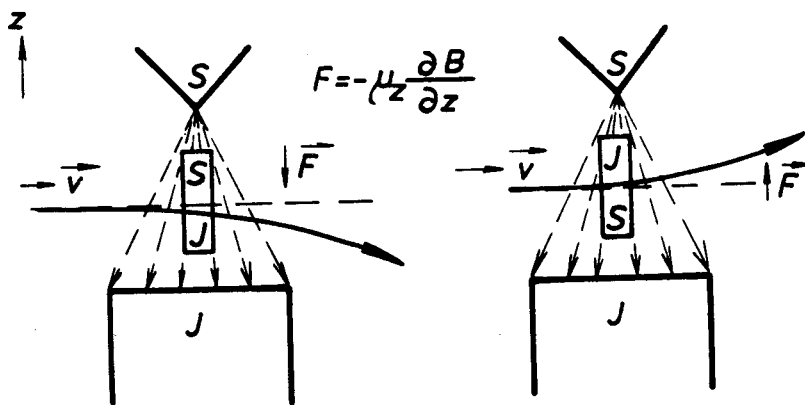
Stern a Gerlach uspořádali svůj pokus následovně - obr. III. 29



Ve vyčerpané vakuové nádobě vylétaly z píčky atomy stříbra, které byly štěrbinami vymezeny do úzkého svazku, Svazek atomů Ag procházel silně nehomogenním magnetickým polem a dopadal na fotografickou desku. Pole bylo nehomogenní ve směru jedné osy, kolmé na osu svazku, přičemž nehomogenita pole by se měla projevit již na interatomární vzdálenosti (10^{-10} m).

Obr. III. 29

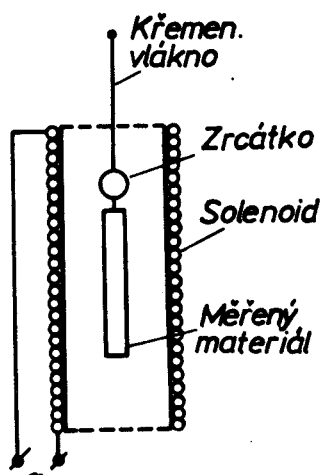
Nechť gradient magnetického pole má složku $\partial B_z / \partial z$. Potom na magnetický moment M bude působit síla $F_z = -M_z \frac{\partial B}{\partial z}$, kde M_z je velikost průmětu magnetického momentu M do směru osy z. Poněvadž v magnetickém poli nastává prostorové kvantování, budou pro různé dovolené orientace magnetického momentu jeho průměty do směru magnetického pole rovněž různé. Magnetické momenty konají kolem směru magnetického pole precesní pohyb a celý atom se chová jako setrvačnick. Na různě orientované magnetické momenty působí různé síly - viz obr. III. 30. Výsledky pokusů ukázaly, že u vodíku, stříbra a alkalických kovů vznikají po průchodu nehomogenním polem dvě stopy. Průmět spinového magnetického momentu má pouze dvě hodnoty. Z velikosti rozštěpení svazku, gradientu magnetické indukce, rychlosti atomů ve svazku a geometrických rozměrů zařízení lze vypočítat velikost průmětu spinového magnetického momentu, který je roven jednomu Bohrovu magnetonu. Tím bylo rovněž dokázáno, že spinový gyromagnetický faktor se rovná 2.



Obr. III. 30 Síly působící na magnet v nehomogenním magnetickém poli

Pokus Einstein-De Haasův

Existenci spinu elektronu a Larmarovu precesi magnetických momentů okolo směru magnetického pole prokázali experimentálně Einstein a De Haas. Schema experimentu je na obr. III. 31.



Obr. III. 31

V ose cívky je na tenkém křemenném vlákně zavěšen vzorek ve tvaru válcové tyčinky. Prochází-li cívkou dostatečně velký el. proud, nastává prostorové kvantování magnetických momentů, ale všechny magnetické momenty konají Larmorovu precesi stejným směrem. Změní-li se náhle směr proudu v cívce, začnou se magnetické momenty otáčet (precedovat) na opačnou stranu. Aby byl při této náhlé změně směru precese elektronů zachován celkový moment impulsu soustavy, musí být změna směru precese doprovázena otočením tyčinky na opačnou stranu a vlákno se zkroutí. Tento efekt je velmi jemný, ale při propuštění střídavého

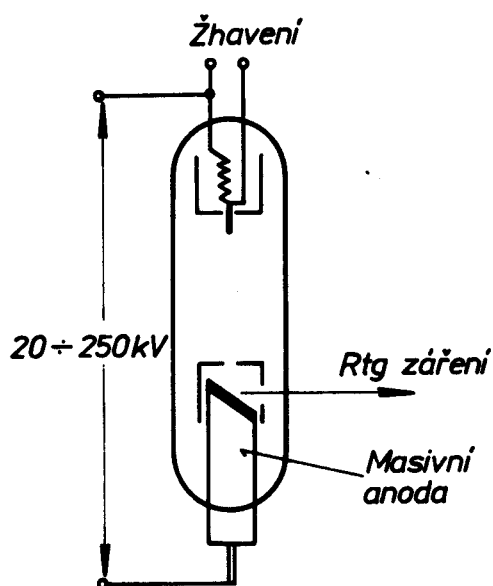
proudu cívkou s frekvencí rovnou vlastní frekvenci torzních kmitů se stal jev dobře měřitelným. Ukázalo se opět, že gyromagnetický poměr je roven $2 \cdot \frac{h}{2m\lambda}$ což ukazuje, že magnetické momenty látek jsou spojeny se spinovým magnetickým momentem. Jak bylo později ukázáno, dochází v krystalovém poli paramagnetických látek k "zamrznutí" orbitálního momentu a výsledný magnetický moment je reprezentován pouze spinem. Jiná situace však nastane, jsou-li paramagnetické atomy volné.

III.5. Rentgenovo záření

III.5.1. Buzení rtg. záření

V roce 1895 zjistil W. Roentgen, že při nárazu rychlých elektronů na pevný terč vzniká pronikavé záření, jehož fyzikální podstata byla nejasná. Při studiu vlastností rtg. záření se ukázalo, že tyto paprsky X jsou elektromagnetické vlny s velmi krátkou vlnovou délkou, které procházejí snadno neprůhlednými materiály, působí na emulsi fotografických desek a vyvolávají záření luminescenčních látek. V r. 1906 Ch.G. Barkla dokázal polarizaci rtg. záření, ale metoda měření vlnových délek paprsků X pomocí jejich difrakce na krystalech byla objevena až v r. 1912.

Rentgenovo záření je buzeno v rentgenových lampách, jejichž obecné schéma je na obr. III.32



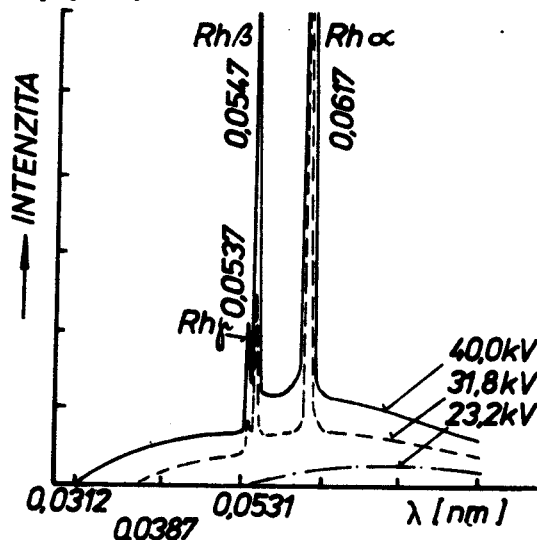
Obr. III. 32

Elektrony emitované žhavenou katodou jsou urychlovány vysokým potenciálovým rozdílem udržovaným mezi katodou a masivní kovovou anodou. Anoda bývá zpravidla měděná (někdy i s vodním chlazením), v čelní ploše anody je vložen pod jistým úhlem vůči elektronovému svazku materiál, na který elektrony dopadají a ze kterého vylétají paprsky X. Vlastní výbojová trubice je vyčerpána, paprsky X procházejí stěnou rentgenky. Již klasická elektrodynamika vysvětluje vznik spojitěho brzdného elug. záření při zastavení rychlých elektronů v materiálu anody rentgenové lampy. Ve spektrech X paprsků se však vyskytují význačné odchylky od spojitěho rozložení vyzařovaných vlnových délek, které nelze vysvětlit klasickými teoriemi. Spektra X paprsků vykazují zejména následující vlastnosti:

1. Paprsky X vyzařované při určité hodnotě urychlovacího potenciálu V mají různé vlnové délky, ale žádná vlnová délka není kratší než jistá minimální vlnová délka λ_{\min} , přičemž λ_{\min} klesá s růstem V. Při určité hodnotě V

nezávisí λ_{\min} na materiálu terče na anodě.

2. Ve spektrech X paprsků se při určitých vlnových délkách vyskytují ostrá maxima intenzity (spektrální čáry). Tato maxima se vyskytují při různých vlnových délkách, poloha maxim je charakteristická pro každý materiál umístěný na anodě a vyzařující paprsky X (charakteristické rtg. záření) - obr. III. 33.



Obr. III. 33

Vysvětlení vzniku λ_{\min} nepřímo úměrného V je snadné, uvážíme-li, že vznik X paprsků představuje, kromě charakteristického záření, obrácený fotoelektrický jev. Krátkovlnná hrana λ_{\min} spojitěho spektra odpovídá úplné přeměně kinetické energie elektronu v energii fotonu paprsků X.

Maximální energie elektronů je dána urychlujícím potenciálem V , který činí $10^4 - 10^5$ voltů. Výstupní práce čítající jen několik elektronvoltů je v tomto případě ve fotoelektrické rovnici (III.115) zanedbatelná. Spotřebuje-li se tedy celá kinetická energie elektronu na vznik jednoho X fotonu, bude

$$W = eV = h\nu_{\max} = h \frac{c}{\lambda_{\min}}, \quad \lambda_{\min} = \frac{hc}{eV} \quad (\text{III. 115})$$

Změřením λ_{\min} a V lze určit poměrně velmi přesně hodnotu Planckovy konstanty.

Spojitě záření je dvojího druhu, tzv. brzděné a rekombinační. Elektron přelétající z katody na anodu se nejdříve setkává s elektronovými obaly atomů, které se nalézají na povrchu materiálu anody. Přilétající elektrony jsou záporně nabitými elektronovými obaly atomů odpuzovány a tedy i brzděny. Podle klasické elektrodynamiky musí tyto brzděné elektrony vyzařovat spojitě elektromagnetické záření.

Některé elektrony přilétající na anodu však mají dostatečnou energii k tomu, aby prolétly až do elektronového obalu atomu v materiálu anody a vyrazily odtud z některého kvantového stavu elektron. Toto prázdné místo může zaujmout jiný elektron, který právě přilétl z katody. (nastane rekombinace). Poněvadž tento elektron má energii danou rozdělovací funkcí energií těchto elektronů, bude jeho energie vyzářena ve formě fotonu spojitěho rekombinačního záření.

Z uvedeného popisu vyplývá, že dlouhovlnná oblast spojitého záření bude tvořena hlavně zářením brzdným, kdežto v krátkovlnné části převažuje záření rekombinační.

III.5.2. Charakteristické rentgenovo záření

Spojitě rentgenovo záření je překryto charakteristickým čarovým spektrem. Spektrální čáry charakteristického záření tvoří serie rozložené v různých částech spektra. Nejkratší vlnovou délku má série K, směrem k delším vlnovým délkám se nalozá série L, potom následují série M a N, které lze však pozorovat jen u těžkých prvků. Rentgenová spektra mají jednotnou strukturu u všech prvků a jediná změna pozorovatelná při přechodu od lehkých prvků k těžkým je v monotónním posunu čar směrem ke krátkým vlnovým délkám. Rentgenová spektra jsou atomovou vlastností a v prvním přiblížení se nemění, když se atom stane součástí libovolné sloučeniny.

Nejjednodušší strukturu má série K. Skládá se ze tří čar, které označujeme K_{α} , K_{β} , K_{γ} . Čára K_{α} je nejintenzivnější, má nejdélší vlnovou délku a je tvořena dubletem K_{α_1} , K_{α_2} . Čára K_{β} má kratší vlnovou délku i menší intenzitu a je rovněž těsným dubletem. Podobně čára K_{γ} . Struktura série L a dalších sérií je již složitější. Moseley stanovil při výzkumu rentgenových spekter jednoduchý zákon, spojující vlnčet spektrálních čar s atomovým číslem prvku, který záření vysílá.

Moseleyův zákon jsme již aplikovali i na optická spektra. Moseley zjistil, že pro vlnčet $\tilde{\nu}_{K_{\alpha}}$ a atomové číslo prvku, který tuto čáru vyzařuje, platí

$$Z-1 = \left(\frac{\tilde{\nu}_{K_{\alpha}}}{\frac{3}{4} R} \right)^{1/2}$$

, kde R je Rydbergova konstanta.

Když tento vztah prepíšeme jinak, poznáme hned, jak čára charakteristického záření K_{α} vzniká.

$$\tilde{\nu}_{K_{\alpha}} = R (Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad (\text{III 116})$$

Čára K_{α} tedy vzniká přechodem elektronu mezi vnitřními slupkami atomu-L(n=2) a K(n=1). Aby k tomuto přechodu mohlo dojít, musí být nejdříve nárazem energetického elektronu jeden elektron ze slupky K odstraněn. Na toto uvolněné místo přechází elektron ze slupky L a přechod je provázen vyzářením fotonu o vlnčtu $\tilde{\nu}_{K_{\alpha}}$. Jeden elektron, který zůstal ve slupce K, stíní kladný náboj jádra, proto je ve vztahu (III.116) pouze (Z-1).

Pro čáry série L platí obdobný vztah

$$\tilde{\nu}_L = R (Z-6)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \quad (\text{III.117})$$

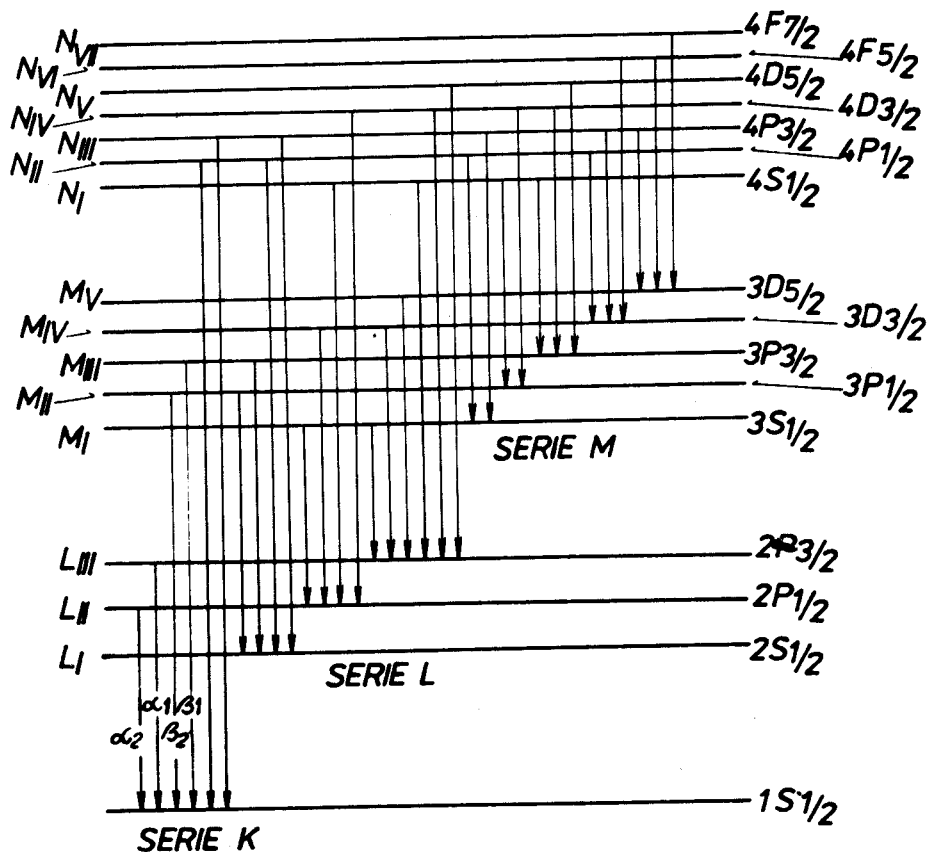
kde σ je konstanta na zastínění jádra, různá pro jednotlivé prvky.

Čáry charakteristického rtg. záření vznikají při přechodech elektronů mezi vnitřními slupkami těžších a těžkých atomů.

Celou strukturu čar charakteristického rtg. spektra lze popsat jednoduchým schématem při použití jednoho z Hundových pravidel. Každý rentgenovský term náleží slupce, ze které je odstraněn jeden elektron. Výsledné momenty neuzavřených podslupek lze podle Hundova pravidla charakterizovat kvantovými čísly elektronů, které do maximálního počtu scházejí, a to je v našem případě pouze jeden odstraněný elektron - viz následující tabulka

n	l	s	j	LS term
1	0	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$2S_{1/2}$
2	0	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$2S_{1/2}$
	1	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$2P_{1/2}, 2P_{3/2}$
3	0	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$2S_{1/2}$
	1	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$2P_{1/2}, 2P_{3/2}$
	2	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	$2D_{3/2}, 2D_{5/2}$

Z obr. III. 34 je názorně patrné, jak charakteristické rtg. spektrum vzniká při zachování výběrových pravidel $\Delta l = \pm 1$ a $\Delta j = 0, \pm 1$.



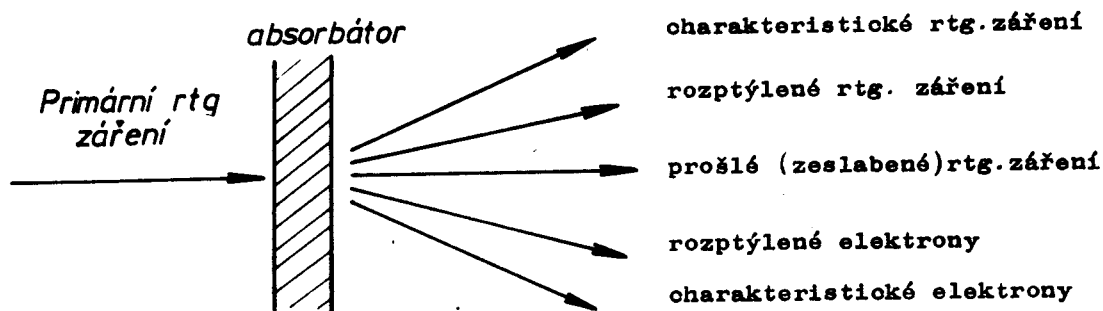
Obr. III. 34

III.5.3. Absorpce rtg. záření (viz též kapitola Absorpce γ záření)

Jednou z nejzajímavějších vlastností rtg. záření je schopnost pronikat různými materiály.

Intenzitu rtg. záření lze ovládat velikostí žhavicího proudu katody. Pronikavost rtg. záření lze řídit napětím mezi katodou a anodou v rtg. trubici.

Při průchodu rtg. záření hmotným prostředím vzniká celá řada jevů, které jsou názorně ilustrovány na obr. III.35



Obr. III.35 Jevy vznikající při průchodu rtg. záření hmotou

Nechť vrstvou materiálu o tloušťce dx prochází rtg. záření, přičemž intenzita tohoto záření bude zeslabena o dI . Potom bude

$$-dI = \mu I dx \quad (\text{III.118})$$

kde μ je lineární koeficient absorpce (má rozměr m^{-1}), I je intenzita záření dopadajícího na vrstvu.

Po integraci a výpočtu konstanty z počáteční podmínky ($x=0 \rightarrow I=I_0$) dostaneme známý tvar absorpčního zákona

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (\text{III.119})$$

Jestliže $I = \frac{I_0}{2}$ dostaneme vztah pro tzv. polotloušťku T , tj, tloušťku absorbujícího prostředí, která zeslabí intenzitu primárního záření na jednu polovinu

$$T = \frac{0.693}{\mu} \quad (\text{III.120})$$

Tato jednoduchá relace platí jen pro úzké svazky. U širokých svazků rtg. záření se uplatňuje i část rozptýleného záření a proto je nutno při energii rtg. fotonů do 200 keV zvětšit polotloušťku o 60% a pro energii rtg. fotonů nad 1MeV je polotloušťka 4krát větší než udává formule (III.120).

Lineární koeficient absorpce závisí na vlnové délce dopadajícího rtg záření a na druhu absorbujícího materiálu. Proto se často používá hmotnostní koeficient absorpce definovaný jako μ/ρ (kde ρ je hustota absorbujícího materiálu).

Tvar absorpčního zákona potom přepíšeme následovně

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho x} \quad (\text{III.121})$$

kde ρx je hmotnost materiálu ve sloupci o průřezu 1 m^2 a tloušťce x .

Lineární koeficient absorpce μ je tedy součtem koeficientu "pravé" absorpce τ a rozptylu σ .

Pro některé výpočty je výhodnější používat tzv. atomové součinitele μ_a , τ_a , σ_a , které získáme násobením μ/ρ , τ/ρ , σ/ρ absolutní hmotností atomu $\frac{A}{N}$ (A - hodnota kilogramatomu, N - Avogadrovo číslo).

$$\tau_a = \frac{\tau}{\rho} \cdot \frac{A}{N}, \quad \mu_a = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N} \quad (\text{III.122})$$

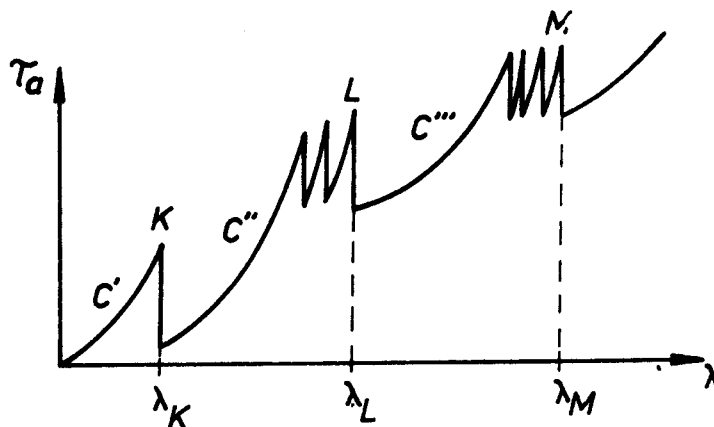
Rozměrem atomových součinitelů je m^2 , což lze vyložit tak, že atomové koeficienty charakterizují účinné průřezy absorpce.

Empiricky byla zjištěna následující závislost atomového koeficientu absorpce τ_a na vlnové délce absorbovaného rtg. záření λ a protonovém čísle Z absorbujícího materiálu.

$$\tau_a = \text{Konst.} \cdot Z^4 \lambda^3 \quad (\text{III.123})$$

Absorpce rtg. záření vzrůstá velmi rychle s rostoucím Z (základ mnoha rentgenologických metod ve zdravotnictví i průmyslu). U kostí v lidském těle je τ_a 68krát větší než u ostatní tkáně. Krátkovlnné záření je vždy pronikavější.

Vyjádříme-li závislost τ_a na λ graficky, zjistíme, že závislost udaná relací (III.123) se několikrát opakuje s různou hodnotou konstanty. Absorpční spektrum má pásový charakter s výraznými hranami. Hrana K je jednoduchá, hrana L trojitá, atd. Konstanta ve vztahu (III.123) je různá pro jednotlivé úseky absorpčního spektra - viz obr. III. 36

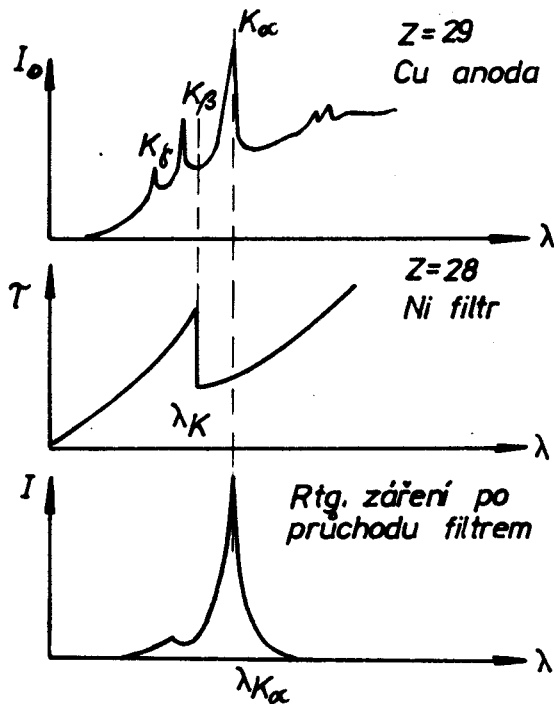


Absorpční
rtg spektrum

Obr. III.36

Absorpční hrana K odpovídá energii ionizace slupky K, absorpční hrany L korespondují s ionizačními energiemi podslupek slupky L

Absorpce se využívá při získávání monochromatického rtg. záření. V emisním spektru rtg. záření je nejintenzivnější čára K_{α} . Chceme-li získat jednoduchým způsobem monochromatické záření o vlnové délce $\lambda_{K_{\alpha}}$, musí charakteristické záření vycházející z anody tvořené materiálem o protonovém čísle Z projít a být selektivně absorbováno materiálem o protonovém čísle Z-1. Princip monochromatizace je názorně ukázán na obr. III.37



Obr. III.37 Princip monochromatizace rtg. záření

Augerovy elektrony

Při ozařování materiálů rtg. paprsky s energií fotonů $h\nu$ přesahující energii ionizace slupky K ozařovaných atomů lze pozorovat autoemisi elektronů s charakteristickými hodnotami energií. Primární rtg. fotony vyřázejí elektrony ze slupky K v ozařovaných atomech. Atom s chybějícím elektronem ve slupce K může ztratit energii i tak, že z atomu je zároveň vymrštěn elektron z některé vnější slupky (Augerův elektron), přičemž jiný vnější elektron zaplňuje neúplnou vnitřní slupku. Kinetická energie, kterou Augerův elektron získá, je rovna budící energii atomu bez ionizační energie slupky, ze které Augerův elektron pochází.

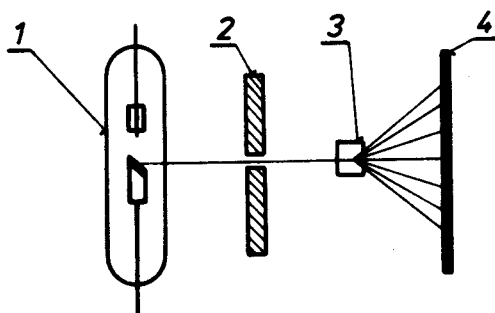
V případě, že Augerův elektron pochází ze slupky L, bude jeho kinetická energie mimo mateřský atom rovna

$$T = h\nu_{K_{\alpha}} - U_{ionis.L}$$

Augerovy elektrony vznikají i při ozařování povrchů materiálů rychlými elektrony. Důležité je, že kinetická energie Augerových elektronů je charakteristická pro dané prvky. Proto je spektroskopie Augerových elektronů v současné době účinnou metodou studia povrchů pevných látek (metoda AES).

III.5.4. Difrakce rentgenových paprsků

Krátce po objevení rtg. paprsků byl vysloven předpoklad, že rtg. záření jsou vlny elektromagnetické povahy s velmi krátkou vlnovou délkou. Velmi krátká vlnová délka rtg. záření a index lomu rovný 1 pro všechny materiály činily značné potíže při přesném měření vlnových délek a experimentálním ověření shora uvedené hypotézy. V r. 1912 navrhl Max von Laue, aby bylo pro studium ohybu rtg. paprsků použito jemné difrakční mřížky, kterou poskytuje prostorová krystalová mříž. Při použití neupraveného (nemonochromatizovaného) rtg. záření v experimentu uvedeném na obr. III.38 byly na filmu po průchodu rtg. záření krystalem zaznamenány pravidelně uspořádané skvrny. Abychom mohli difrakční obraz vysvětlit, vyšetříme případ difrakce rtg. záření na řadě atomů rozložených rovnoměrně na jedné přímce - obr. III.39.



Obr. III.38 Experimentální uspořádání při Laueho metodě

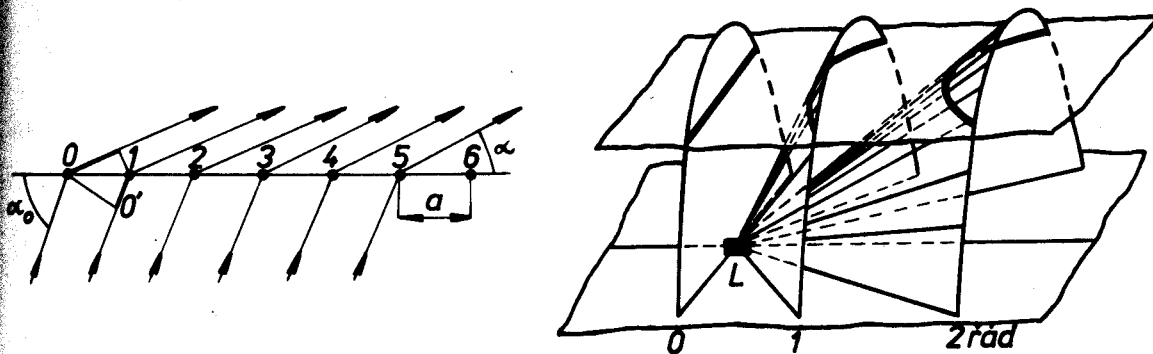
Každý z rozptýlených atomů je zdrojem kulové vlny šířící se všemi směry. Dopadá-li rtg. záření pod úhlem α_0 , můžeme snadno vypočítat dráhový rozdíl dvou paprsků rozptýlených sousedními atomy pod úhlem α .

Aby vzniklo ve směru α difrakční maximum, musí být splněna podmínka

$$a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = k_1 \lambda, \text{ kde } k_1 = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (\text{III.124})$$

Lineární mřížka působí jako spektrální přístroj, poněvadž pro vlnovou délku dostaneme maximum pro určitou hodnotu úhlu α .

Poněvadž každý atom je zdrojem kulové vlny, leží směry maxim pro danou vlnovou délku a interferenci určitého řádu v prostoru na kuželových plochách s vrcholovým úhlem α určeným vztahem (III.124). Na fotografické desce by vznikly stopy interferenčních kuželů ve tvaru hyperbol - viz obr. III.39.



Obr. III.39 Difrakce rtg. paprsků na lineární mřížce

Při vyšetřování trojrozměrné kubické mřížky se vlastně jedná o tři soustavy lineárních krystalových mřížek, které jsou navzájem kolmé. Interferenční maxima musí splňovat současně tři podmínky:

$$a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = k_1 \lambda, \quad a(\cos \beta - \cos \beta_0) = k_2 \lambda, \quad \text{(III.125)}$$

$$a(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = k_3 \lambda$$

$\cos \alpha_0, \cos \beta_0, \cos \gamma_0$ jsou směrové kosiny dopadajícího záření a $\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$ jsou směrové kosiny pozorovaného paprsku.

$$\cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 = 1 \quad \text{a} \quad \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1 \quad \text{(III.126)}$$

Umocníme-li rovnice (III.125) na druhou, sečteme-li je a využijeme reťací (III.126), dostaneme

$$1 = 1 + \frac{\lambda^2}{a^2} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) + 2 \frac{\lambda}{a} (k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0) \quad \text{(III.127)}$$

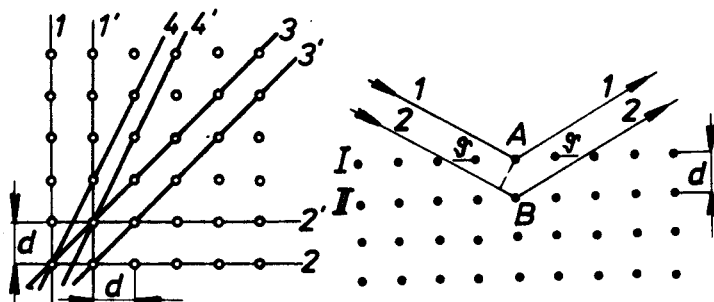
odtud

$$\lambda = -2a \frac{k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2} \quad \text{(III.128)}$$

Na fotografickém filmu se nejdříve naexponují místa, kde jsou splněny všechny tři podmínky (III.125) - vzniknou skvrny v průsečících hyperbol a kružnic. Současné splnění podmínek (III.125) je možné jen u nemonochromatického záření přičemž vlnová délka λ musí být menší než a , ale pro $\lambda \ll a$ jsou již úhly

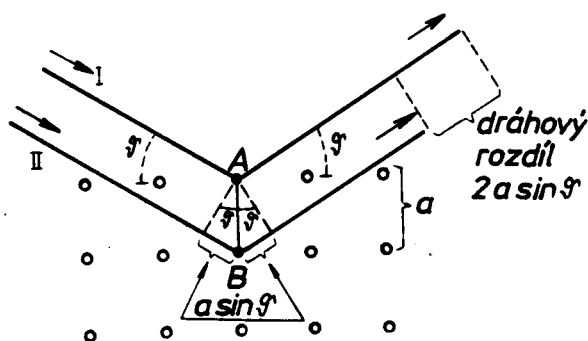
α, β, γ velmi malé. Pro difrakci rtg. záření na krystalech jsou příznivé podmínky proto, že vlnová délka rtg. paprsků je téhož řádu jako meziatomové vzdálenosti v krystalu (10^{-10} m). Pro praktické užití při vyšetřování struktur je Laueho metoda příliš pracná a těžkopádná.

W.H. Bragg a W.L. Bragg (otec a syn) ukázali v r. 1913, že je možno použít k vyšetřování difrakce rtg. paprsků monochromatického záření. Monochromatický svazek rtg. paprsků dopadající na krystal se rozptyluje do všech směrů uvnitř krystalu, ale v důsledku pravidelného uspořádání atomů se rozptýlené vlny v některých směrech interferencí zesilují a v jiných naopak zeslabují. Atomy v krystalu vytvářejí systémy rovnoběžných rovin (Braggovy roviny), z nichž každý se vyznačuje charakteristickou vzdáleností mezi jeho sousedními rovinami (obr. III.40)



Obr. III.40 Vznik difrakcí na systémech rovin v krystalu

Svazek monochromatických rtg. paprsků s vlnovou délkou λ dopadá na krystal pod úhlem φ , vůči systému Braggových rovin, jejichž vzájemná vzdálenost je d . Svazek prochází kolem atomu A v první rovině a kolem atomu B v rovině sousední a oba atomy rozptylují část svazku v náhodných směrech. Zesílení interferencí nastane jen mezi takovými dvěma paprsky, které jsou rovnoběžné a jejichž dráhové rozdíly se liší přesně o $n\lambda$, kde n je celé číslo. Kdyby dráhový rozdíl paprsků rozptýlených na atomech A a B (obr. III.41) činil $\lambda/2$, zruší se interferencí. Kdyby byl tento rozdíl $\lambda/3$, zruší se paprsky rozptýlené 1 a 3 rovinou



K odvození
Braggovy pod-
mínky

Obr. III.41

Lze říci, že ať je dráhový rozdíl jakýkoliv, vždycky se paprsky rozptýlené na systému rovnoběžných rovin interferencí zruší, vyjímku tvoří dráhový rozdíl $n\lambda$, kdy dojde k zesílení.

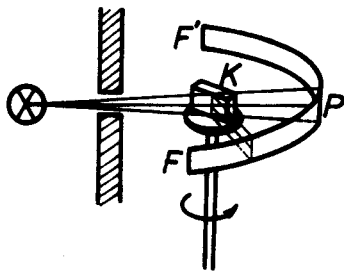
U paprsků rozptylovaných na atomech A a B nastane zesílení jen v případě, že společný úhel rozptylu je roven úhlu odlesku φ původního svazku. (Tato podmínka, která nezávisí na λ , je stejná jako u zrcadlového obrazu, proto se

často rozptyl rtg. paprsků na atomových rovinách nesprávně nazývá Braggovým odrazem).

Z podmínky pro dráhový rozdíl a obr. III.41 plyne, že

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{III.129})$$

Konstrukce a funkce Braggova rentgenového spektrometru je znázorněna na obr. III.42. Úzký svazek rtg. paprsků dopadá na krystal pod úhlem θ , fotografický film nebo jiný detektor je



umístěn tak, aby mohl registrovat paprsky s úhlem rozptylu θ . Mění-li se θ , zaznamenává detektor ostrá maxima intenzity odpovídající jednotlivým řádům z rovnice (III.129), ale i rozptylům na různých systémech Braggových rovin. Známe-li vlnovou délku a řád maxima, lze určit vzdálenosti mezi rovinami a posléze i strukturu daného krystalu.

Obr. III.42

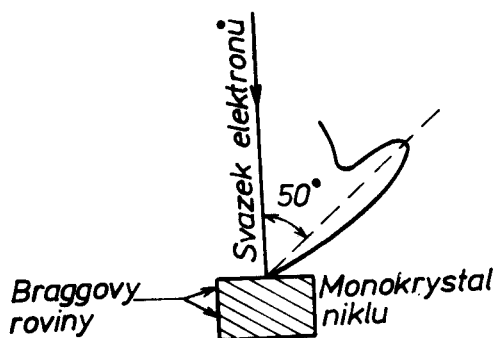
Často je nutno analyzovat materiály, u kterých není k dispozici dostatečně velký krystal, ale pouze krystalický prášek. V metodě, kterou rozpracovali Debye a Scherrer, je krystalický prášek stlačen do tvaru válečku. Při průchodu rtg. záření tímto sloupečkem se ve sloupečku vždy najdou mikrokrystalky orientované tak, aby splňovaly Braggovu podmínku. Difraktované paprsky vyplňují povrch kužele s vrcholovým úhlem 2θ a na fotografickém filmu umístěném uvnitř válečkové Braggovy komůrky dostaneme spektrální čáry ve tvaru křivek, z nichž každá odpovídá určitému řádu odrazu na některém ze systému Braggových rovin. Systém Braggových rovin je určen tzv. Millerovými indexy. Intenzity jednotlivých difrakcí závisí na tzv. strukturním faktoru.

Metody rtg. analýzy jsou podrobně rozpracovány i pro velmi speciální měření a jsou hojně používány v krystalografii, metalurgii, chemii apod.

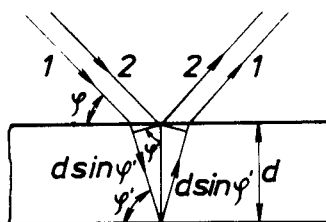
III.5.6. Difrakce elektronů - Davissonův a Germerův pokus

V r.1927 provedli Davisson a Germer pokus s elektrony, který byl analogický pokusu Laueho. Davisson a Germer studovali rozptyl elektronů na povrchu kovů s použitím aparatury schematicky znázorněné na obr. III.43.

Svazek urychlených monochromatických elektronů dopadal na monokrystal niklu. Energií elektronu v primárním svazku, úhel dopadu elektronů na terč i polohu detektoru rozptýlených elektronů bylo možno měnit. V četnosti rozptýlených elektronů byla pozorována maxima a minima v závislosti na rozptylovém úhlu. Výsledek experimentu nejlépe dokumentuje polární diagram (obr. III.44), kde je znázornění provedeno tak, že intenzita toku elektronů je při každém úhlu rozptylu úměrná, vzdálenosti křivky při tomto úhlu od bodu rozptylu.



Obr. III.43 Polární diagram intenzity rozptýlených elektronů



Obr. III.44 Princip interference de Broglieho vln v krystalu

Pokusy s odrazem elektronů na povrchu monokrystalu jsou analogií interferenčního odrazu rtg. paprsků podle Braggovy metody.

Ačkoliv se Davisson a Germer původně nezajímali o potvrzení de Broglieho hypotézy, byl výsledek jejich experimentu dokonalým experimentálním potvrzením vlnového charakteru částic (elektronů) a interference de Broglieho vln. Svazek elektronů urychlovaný napětím V bude mít rychlost

$$\frac{1}{2} m v^2 = eV \rightarrow v = \left(\frac{2eV}{m} \right)^{1/2} \quad (\text{III.130})$$

Délka vlny de Broglieho bude pro tyto elektrony rovna

$$\lambda = \frac{h}{m v} = \frac{h}{(2meV)^{1/2}} = \text{Konst. } v^{-1/2} \quad (\text{III.131})$$

Pro urychlující potenciál 150 V činí vlnová délka de Broglieho asi 0,1 nm, což je vlnová délka srovnatelná s měkkým rtg. zářením. Mohli bychom tedy očekávat, že difrakční jevy urychlených elektronů budou analogické s jevy difrakce rtg paprsků.

Poněvadž lze pohodlně měnit de Broglieho vlnovou délku změnou urychlujícího napětí elektronů, provádí se experimentální ověření Braggovy rovnice při konstantním rozptylovém úhlu φ .

Po dosazení do Braggovy rovnice (III.129) za λ podle (III.131), dostaneme

$$v^{1/2} = n \frac{h}{(2me)^{1/2}} \cdot \frac{1}{2d \sin \varphi}, \quad n=1,2,3,\dots \quad (\text{III.132})$$

Pro dané experimentální uspořádání tedy bude

$$v^{1/2} = \text{Konst.} \cdot n \quad (\text{III.133})$$

Tato podmínka by měla být periodicky splňována pro určité hodnoty V při spojitě rostoucím urychlujícím napětí elektronů. Platnost rovnice (III.133) je experimentem potvrzena pouze pro větší hodnoty n , pro malé hodnoty n (malé rychlosti elektronů) vznikají systematické odchylky a maxima jsou posunuta.

Posun maxim lze vysvětlit změnou fázové rychlosti de Broglieho vlny uvnitř kovu. Pro fázovou rychlost c' de Broglieho vlny snadno odvodíme

$$\lambda = \frac{h}{m v} = \frac{c'}{v}, \quad c' = \frac{h v}{m v} = \frac{E}{p} \quad (\text{III.134})$$

Fázová rychlost elektronů mimo kov bude

$$c'_m = \frac{E}{p_m} = \frac{E}{m v_m} = \frac{E}{(2 m E_{kin})^{1/2}} = \frac{E}{(2 m e V)^{1/2}} \quad (\text{III.135})$$

kde V je urychlující napětí elektronů, E je celková energie elektronů (mimo kov je $E = E_{kin}$).

Když elektrony vnikají pod povrch kovu, mění se jejich impuls a tím i fázová rychlost de Broglieho vlny elektronů. Změna impulsu elektronů uvnitř kovu je způsobena interakcí s kladnými ionty, které jak uvidíme později, tvoří krystalovou mřížku kovu. Je-li potenciální energie elektronu uvnitř kovu U , bude impuls elektronu uvnitř kovu roven

$$p_u = \sqrt{2 m E_{kin}} = \sqrt{2 m (E - U)} \quad (\text{III.136})$$

Potenciál uvnitř kovu V_0 je kladný, ale náboj elektronu je záporný. Potom

$$U = -e V_0 \quad \text{a po dosazení do (III.136)}$$

$$p_u = \sqrt{2 m e (V + V_0)} \quad (\text{III.137})$$

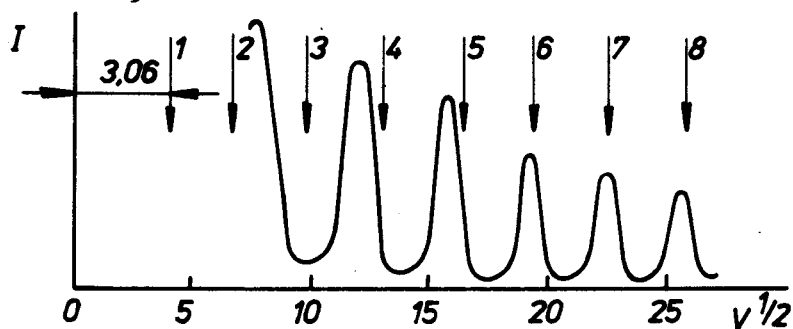
Fázová rychlost elektronů uvnitř kovu potom bude

$$c'_u = \frac{E}{[2 m e (V + V_0)]^{1/2}} \quad (\text{III.138})$$

Pro index lomu n de Broglieho vln dostaneme

$$n = \frac{c'_m}{c'_u} = \left(\frac{V + V_0}{V} \right)^{1/2} = \left(1 + \frac{V_0}{V} \right)^{1/2} \quad (\text{III.139})$$

Index lomu bude různý od 1 hlavně pro pomalé elektrony (malé V). S přihlédnutím k indexu lomu de Broglieho vln urychlených elektronů musíme Braggovu rovnici upravit - viz obr. III.45.



Obr. III.45

Výsledek Davissonova experimentu

$$2d \sin \varphi' = 2d \sqrt{1 - \cos^2 \varphi} \quad (\text{III.140})$$

Jelikož $\eta = \frac{\cos \varphi}{\cos \varphi'}$, máme

$$2d \sin \varphi' = 2d \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \varphi}{\eta^2}} \quad (\text{III.141})$$

Podmínka pro maximum při interferenci de Broglieho vln vyžaduje

$$2d \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \varphi}{\eta^2}} = n \lambda_m = n \frac{\lambda_m}{\eta} \quad (\text{III.142})$$

$$2d \sqrt{\eta^2 - \cos^2 \varphi} = n \lambda_m \quad (\text{III.143})$$

Známe-li urychlovací potenciál, známe i λ_m a při známém d můžeme pomocí indexu lomu η vypočítat i vnitřní potenciál kovu. Rovněž shoda s experimentem je při použití rovnice (III.143) dokonalá.

Vnitřní potenciál kovu je důležitou charakteristikou pro různé druhy kovů a slitin, Metoda difrakce pomalých elektronů LEED (low electron energy diffraction) je opět jednou z moderních metod studia povrchových vrstev materiálů.

Později byla difrakce prokázána i pro svazky atomů, molekul a neutronů. Zejména neutronová difrakce doznává v poslední době stále větší uplatnění při studiu krystalových struktur.

III.6. Molekulová spektra

Molekuly mohou mít několik druhů energie. Kromě energie translačního pohybu mohou mít molekuly ještě energii rotační, vibrační a elektronovou. Rotační (w_{rot}), vibrační (w_{vibr}) i elektronové (w_{el}) energie molekul jsou kvantovány, čímž platí

$$w_{rot} < w_{vibr} < w_{el} .$$

Kvanta rotační energie jsou nejmenší (řádově 10^{-3} , 10^{-2} eV) a lze tedy pozorovat rotační spektrum. Toto rotační spektrum se nalézá v daleké infračervené oblasti nebo v oboru mikrovln.

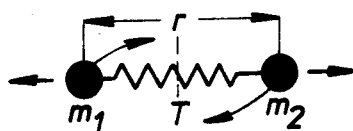
Vibrační kvanta jsou větší než rotační ($\sim 10^{-1}$ eV) a dojde-li k nabuzení vibračních stavů, budou u volně se pohybující molekuly nabuzeny i stavy rotační. Proto prakticky v blízké infračervené oblasti pozorujeme vibračně-rotační spektrum. V kapalně fázi interakce sousedních molekul značně potlačuje jejich rotace, a proto lze u kapalin pozorovat čistá absorpční vibrační spektra

Elektronová kvanta molekul dosahují zpravidla několika elektronvoltů, a proto ve viditelném nebo ultrafialovém oboru pozorujeme elektron-vibračně-rotační spektrum.

Situace je jednoduchá u dvouatomových molekul, proto si v dalším výkladu probereme pouze základní charakteristiky spekter dvouatomových molekul

III.6.1. Rotační energie dvouatomové molekuly

Dvouatomovou molekulu budeme nejdříve považovat za tzv. pevný rotátor. V tomto případě se dvouatomová molekula skládá ze dvou atomů s hmotami m_1 a m_2 ve vzdálenosti r - viz obr. III.46



Obr. III.46 Rotace dvouatomové molekuly

Atomy mohou rotovat kolem těžiště a moment setrvačnosti vzhledem k ose procházející těžištěm a kolmé na spojnici obou atomů je

$$J = \mu r^2 \quad \text{kde} \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

je redukovaná hmotnost molekuly.

Rotační energie molekuly

$$W_{rot} = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{1}{2} m r^2 \omega^2 \quad (\text{III. 144})$$

Moment hybnosti této molekuly

$$\vec{L} = |\vec{r} \cdot \vec{p}|; \quad |\vec{L}| = m r v$$

Po dosazení do vztahu pro rotační energii dostaneme

$$W_{rot} = \frac{1}{2} \frac{L^2}{m r^2} = \frac{L^2}{2I} \quad (\text{III. 145})$$

Jak víme z předcházejícího výkladu, je moment hybnosti kvantován podle pravidla

$$L^2 = \hbar^2 J(J+1), \quad J = 0, 1, 2, 3, \dots$$

J v tomto případě nazýváme rotačním kvantovým číslem

Rotační energie dvouatomové molekuly je rovněž kvantována a energetické hladiny jednotlivých rotačních stavů jsou určeny vztahem

$$W_J = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) \quad (\text{III. 146})$$

Rotační spektrum

Při přechodech molekul z jednoho kvantového rotačního stavu do druhého vzniká rotační spektrum. Rotační spektrum lze pozorovat jen u molekul, které vykazují nenulový elektrický dipólový moment. Podobně jako u atomových spekter, jsou možné zářivé přechody určeny výběrovým pravidlem pro změnu rotačního kvantovaného čísla $\Delta J = \pm 1$.

V tomto případě $J = +1$ znamená emisi fotonu
 $J = -1$ absorpci fotonu

Rotační term dvouatomové molekuly $F(J)$ bude

$$F(J) = \frac{W_J}{hc} = \frac{h}{8\pi^2 I} J(J+1) = B J(J+1) \quad (\text{III. 147})$$

kde $B = \frac{h}{8\pi^2 I}$ je tzv. rotační konstanta

Pro vlnčet příslušné rotační spektrální čáry můžeme psát

$$\tilde{\nu} = F(J') - F(J'') \quad (\text{III. 148})$$

Pro $\Delta J = +1$, $J' = J'' + 1$, emisní spektrum

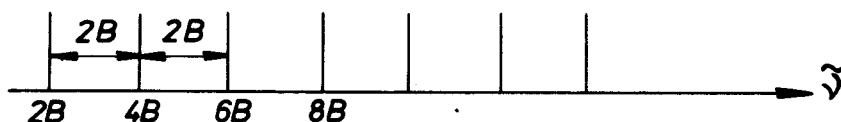
$$\tilde{\nu} = B [(J''+1)(J''+2) - J''(J''+1)] = 2B(J''+1) = 2BJ'' \quad (\text{III.149})$$

$J' = 1, 2, 3, 4, \dots$

Pro $\Delta J = -1$, $J' = J'' - 1$, absorpční spektrum

$$\tilde{\nu} = -B [(J''-1)J'' - J''(J''+1)] = 2BJ'' \quad (\text{III.150})$$

V praktických aplikacích se rotační spektra měří vždy při absorpci. Absorpční infračervené nebo mikrovlnné spektrum dvouatomové molekuly dává systém čar navzájem vzdálených v jednotkách vlnočtu o $2B$ - viz obr. III.47



Obr. III.47 Rotační spektrum dvouatomové molekuly

Ze změřených vlnočtů rotačních čar lze určit rotační konstantu a usuzovat na mezijaderné vzdálenosti a typy vazby v molekule.

III.6.2. Vibrační energie dvouatomové molekuly

Kromě rotačního pohybu může dvouatomová molekula i kmitat. Při kmitavém pohybu se mění mezijaderná vzdálenost atomů tvořících molekulu. Síla, která působí mezi atomy resp. tvar interakčního potenciálu určují frekvenci kmitavého pohybu.

Dvouatomová molekula jako harmonický oscilátor

Jestliže bude mít síla působící mezi atomy tvořícími molekulu kvasielastický charakter, tj. $F = -k(r - r_0)$ (k - tuhost vazby), bude interakční potenciál harmonický (r_0 - rovnovážná mezijaderná vzdálenost) - obr. III.48

V odstavci III.3.7 jsme viděli, že i vibrační energie harmonického oscilátoru je kvantována. Pohybová rovnice klasického harmonického oscilátoru je

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -kr \quad (\text{III.151})$$

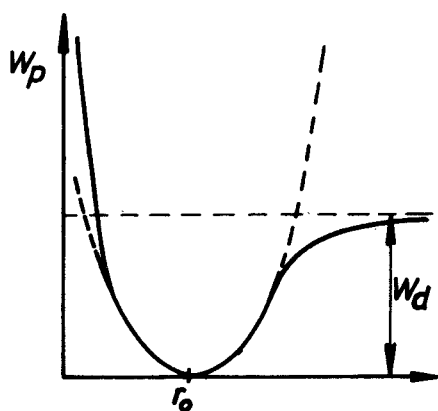
Řešení této jednoduché diferenciální rovnice dává frekvenci kmitů harmonického oscilátoru

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (\text{III.152})$$

Řešením Schrödingerovy rovnice jsme získali energii harmonického oscilátoru ve tvaru

$$W_r = \left(v + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0 \quad (\text{III.153})$$

kde vibrační kvantové číslo v může nabývat hodnot $v = 0, 1, 2, 3, \dots$



Obr. III.48 Harmonický a anharmonický potenciál

Pozoruhodné je, že nejnižší vibrační stav ($v=0$) má energii $\frac{1}{2} \hbar \omega_0$ na rozdíl od klasické hodnoty 0. Tedy i při teplotě absolutní nuly konají molekuly ve stavu $v=0$ kmitavý pohyb.

Reálná molekula se však nechová jako harmonický oscilátor, protože víme, že molekuly disociují, tj. rozpadají se na atomy, které tvořily původní molekulu. U harmonického potenciálu by nikdy disociace nenastala (potenciálová jáma s nekonečně vysokými stěnami). Interakční potenciál v reálné molekule je mnohem lépe aproximován potenciálem anharmonickým.

$$U = U_0 + \frac{1}{2} k (r - r_0)^2 - \frac{1}{3} b (r - r_0)^3 + \dots \quad (\text{III.154})$$

kde $b \ll k$.

V rozvoji (III.154) se lze prakticky omezit vždy jen na první tři členy. Po dosazení do Schrödingerovy rovnice dostaneme vlastní hodnoty vibrační energie anharmonického oscilátoru v následujícím tvaru

$$W_r = \hbar \omega_0 \left(v + \frac{1}{2}\right) - \hbar \omega_0 x \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \dots \quad (\text{III.155})$$

kde ω zahrnuje opravu na anharmoničnost

Vibrační termy $G(v)$ anharmonického oscilátoru obdržíme ve tvaru

$$G(v) = \frac{W_v}{hc} = \frac{v_0}{c} \left(v + \frac{1}{2}\right) - \frac{v_0 x}{c} \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \dots \quad (\text{III.156})$$

Pozn Přesnější potenciální energii anharmonického oscilátoru charakterizuje potenciál Morseho

$$U(r-r_0) = D_e \left[1 - e^{-\beta(r-r_0)}\right]^2 \quad (\text{III.157})$$

D_e je energie disociace, β je konstanta charakterizující vazebné síly atomů v molekule.

Potenciálová křivka pro anharmonický oscilátor již názorně ukazuje velikost disociační energie molekuly - obr. III.48.

Poněvadž kvanta vibrační energie jsou větší než kvanta energie rotační, dojde při nabuzení vibračních stavů i k současnému nabuzení stavů rotačních

Molekula jako vibrující rotátor

Hodnota rotační konstanty závisí na vibračním kvantovém čísle

$$B(v) = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2}\right) + \dots \quad (\text{III.158})$$

Každému vibračnímu přechodu (Δv je u anharmonického oscilátoru libovolné) odpovídá tzv. vibrační pás vyplněný jemnou rotační strukturou pásu. Rotační čáry každého vibračního pásu sestávají ze dvou větví nazývaných R a P. Pro vlnčet rotační čáry v určitém vibračním pásu potom dostaneme

$$\tilde{\nu} = G(v') + F(J') - G(v'') - F(J'') \quad (\text{III.159})$$

Pro každý vibrační pás je $v' - v'' = \Delta v = \text{Konst}$ a tedy i

$$G(v') - G(v'') = \tilde{\nu}_0$$

Potom

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + B_v' J'(J'+1) - B_v'' (J''+1)J'' \quad (\text{III.160})$$

Pro přechody mezi rotačními kvantovými stavy platí výběrové pravidlo $\Delta J = \pm 1$

Při $\Delta J = +1$ - větev R bude vlnčet rotačních čar roven

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + 2B'_v + (3B'_v - B''_v)J + (B'_v - B''_v)J^2 \quad (\text{III.161})$$

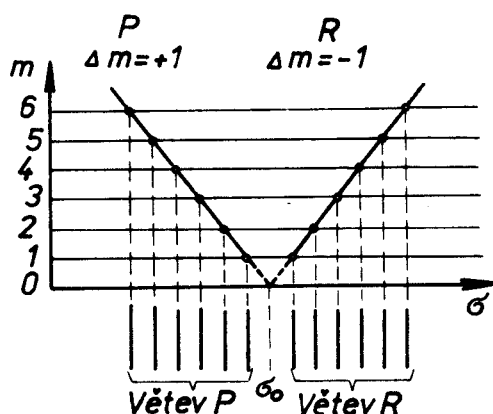
kde $J'' = J = 0, 1, 2, 3, \dots$

Při $\Delta J = -1$ - větve P, platí pro vlnočty rotačních čar

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 - (B'_v + B''_v)J + (B'_v - B''_v)J^2 \quad (\text{III.162})$$

kde $J'' = J = 1, 2, 3, \dots$

Vzhledem k relaci (III.158) je $B'_v < B''_v$. Potom z rovnic pro vlnočty rotačních čar větví R a P vyplývá, že rotační čáry větve R se s rostoucím J sblíží, ale čáry větve P se s rostoucím J vzájemně vzdalují (viz obr. III.49)



Rotační struktura
vibračního pásu

Obr. III 49

U spekter, která byla pořízena spektrometrem s malou rozlišovací schopností se nerozlišené rotační čáry větví P a R jeví jako široký pruh, nazývaný vibračně rotační pás.

III.6.3.

Elektronová spektra dvouatomových molekul

Pohyb elektronů v atomu se děje v poli sférické symetrie Pohyb elektronů (zejména valenčních) v dvouatomové molekule se děje v poli osové symetrie (osou je přímka spojující jádra). Poněvadž v prostoru mezi jádry působí silné elektrické pole, máme zde případ analogický atomu, který se nalézá v silném osově symetrickém elektrickém poli (Starkův jev).

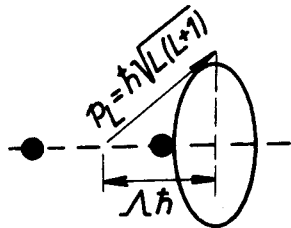
Ve dvouatomové molekule tedy existuje význačný směr, ke kterému se orbitální momenty valenčních elektronů prostorově kvantují Označíme-li velikost průmětu orbitálního momentu elektronu do směru mezijaderné osy p_z , bude velikost tohoto průmětu rovna $\lambda \hbar$ ($\lambda = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Kvantové číslo je analogické s kvantovým číslem m_l u atomů. Elektronové stavy odpovídající různým hodnotám λ se podobně jako u atomů označují písmeny (v tomto případě řeckými)

$$|l| \dots 0, 1, 2, 3$$

Označení el. stavu ... $\sigma, \pi, \delta, \varphi$

Vzhledem ke dvěma možným orientacím spinu vyplývá, že v jednom σ stavu mohou být nanejvýš 2 elektrony a ve stavech π, δ, φ atd. pouze 4 elektrony.

Výsledný orbitální moment elektronů \vec{p}_L rovněž preceduje okolo mezijaderné osy. Průměty tohoto momentu do směru této osy nabývají kvantovaných hodnot M_L , kde $M_L = L, L-1, L-2, \dots, 0, -1, \dots, -L$, $|M_L| = \mathcal{L}$



Stavy lišící se znaménkem u M_L mají stejné energie (na rozdíl od magn. momentu v mg. poli). Rozdíly energií mezi jednotlivými \mathcal{L} jsou v molekule tak velké, že je můžeme pokládat za různé elektronové stavy. Pro danou hodnotu výsledného orbitálního momentu $p_L = h\sqrt{L(L+1)}$ molekuly, nabývá kvantové číslo hodnot $0, 1, 2, \dots, L$ (tedy celkem $L+1$ stavů). Všechny stavy s $\mathcal{L} \neq 0$ jsou dvojnásobně degenerované (dvě orientace vzhledem k mezijaderné ose). Hodnoty \mathcal{L} určují i označení elektronových termů molekuly.

$$\mathcal{L} = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$$

Označení termu

$$\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$$

což je označení analogické jako u atomárních LS termů.

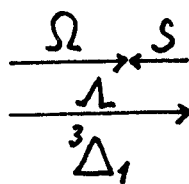
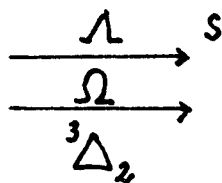
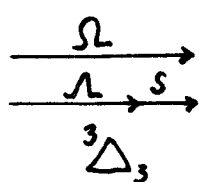
Výsledný spinový moment elektronů v molekule bude $p_s = h\sqrt{S(S+1)}$.

Elektrické pole však na spin nepůsobí (se spinem není spojen elektrický dipólový moment). Spin však nemění svoji orientaci v prostoru pouze ve stavu Σ ($\mathcal{L} = 0$), když molekula nerotuje a neexistuje vnější magnetické pole.

Když je $\mathcal{L} \neq 0$ (stavy Π, Δ, Φ, \dots) potom jako důsledek precesního pohybu orbitálního momentu vznikne magnetické pole ve směru mezijaderné osy. Spinový moment potom vykonává precesní pohyb okolo mezijaderné osy. Průměty \vec{p}_s do směru mezijaderné osy nabývají hodnot $\mathcal{S} = S, S-1, S-2, \dots, 1, 0, -1, \dots, -S$. Tedy \mathcal{S} může být na rozdíl od kv. čísla \mathcal{L} , kladné i záporné a není určeno pro stav $\Sigma, (\mathcal{L} = 0)$.

Úplný moment hybnosti elektronů v molekule je určen kvantovým číslem Ω které vznikne vektorovým skládáním $\mathcal{L} + \mathcal{S}$.

Př. $L = 2, S = 1$, potom $J = 1, 0, -1$



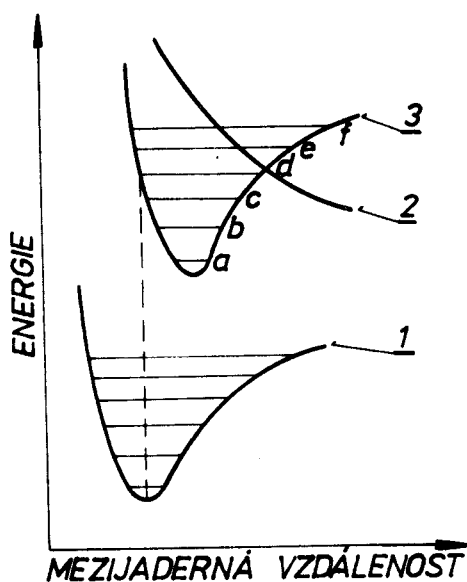
Multiplicita termu $2J + 1$ se opět píše vlevo nahoře u termového písmene a hodnota Ω vpravo dole.

Různé typy symetrie elektronových vlnových funkcí a vazby rotačního momentu molekuly se spinem a orbitálním momentem elektronů (Hundovy typy vazby) vedou k celé řadě odchylek při detailním popisu spekter jednotlivých molekul

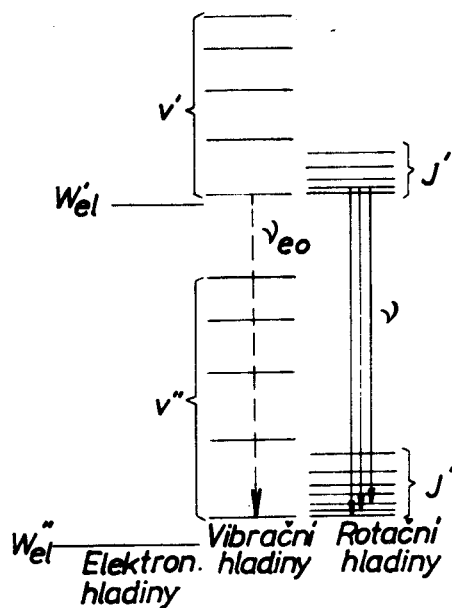
Celková energie dvouatomové molekuly se skládá z energie nabuzených elektronů, energie vibrační a rotační

$$W_{\text{celk.}} = W_{\text{el.}} + W_{\text{vibr.}} + W_{\text{rot.}}$$

Každému elektronovému stavu molekuly (základnímu i excitovanému) potom odpovídá potenciálová křivka - viz obr. III.50



Obr. III.50



při přechodu molekuly z jednoho elektronového stavu do druhého může molekula měnit i svůj vibrační a rotační stav. Vyzařovaný vlnčet proto bude vyjádřen jako součet rozdílů elektronového, vibračního a rotačního termu

$$\tilde{\nu} = T' - T'' + G(v') - G(v'') + F(J') - F(J'') \quad (\text{III.163})$$

Změna vibračního kvantového čísla může být libovolná. Pro změnu rotačního kvantového čísla platí výběrové pravidlo

$$\Delta J = 1 - \text{větev R}, \quad \Delta J = -1 - \text{větev P}, \quad \Delta J = 0 - \text{větev Q}.$$

Rotační konstanty B závisí nejen na hodnotě vibračního kvantového čísla, ale zejména na typu elektronového stavu.

Poněvadž pro daný typ elektronového přechodu je $T_{el} - T_{el} = \tilde{\nu}_{0e}$ a pro určitý vibrační přechod $v' \rightarrow v''$, bude $G'(v) - G''(v) = \tilde{\nu}_r$

Potom

$$\tilde{\nu} = \underbrace{\tilde{\nu}_{0e} + \tilde{\nu}_r}_{\tilde{\nu}_0} + F(J') - F(J'') = \tilde{\nu}_0 + B'J'(J'+1) - B''J''(J''+1) \quad (\text{III.164})$$

Pro jednotlivé větve potom dostaneme následující relace

větev R $\Delta J = 1 \quad J'' = J, \quad J' = J+1$

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + 2B' + (3B' - B'') + (B' - B'')J^2 \quad (\text{III.165})$$

větev Q $\Delta J = 0 \quad J'' = J' = J$

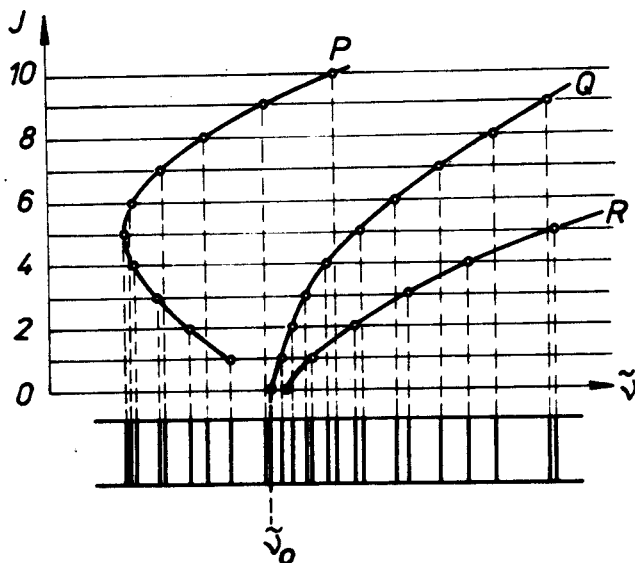
$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (B' - B'')J + (B' - B'')J^2 \quad (\text{III.166})$$

větev P $\Delta J = -1 \quad J'' = J, \quad J' = J-1$

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 - (B' + B'')J + (B' - B'')J^2 \quad (\text{III.167})$$

Celkový vzhled vibračních pásů nyní záleží na tom, zda je $B' < B''$ nebo $B' > B''$.

Pro případ $B' > B''$ je situace znázorněna na tzv. Fortratově diagramu - obr. III.51.



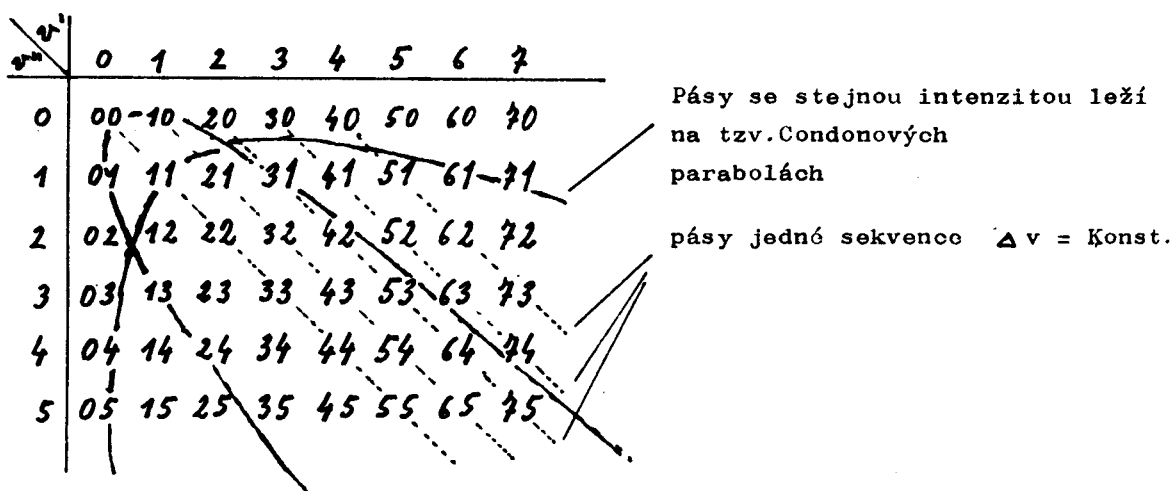
Obr. III.51

V tomto případě tvoří větev P tzv. hlavu vibračního pásu (velká intenzita způsobená nahuštěním a překrytím rotačních čar P větve), větev R vytváří hlavou vržený stín - vzniká tzv. fialové odstínění vibračního pásu.

V případě, kdy $B' < B''$ budou kvadratické členy v rovnicích (III.130-132) záporné, hlavu vibračního pásu tvoří větev R a vzniklé odstínění pásu se nazývá červené.

Typ odstínění je jedním ze základních znaků při identifikaci elektronových spekter molekul.

K jednomu elektronovému přechodu přísluší systém (grupa) vibračních pásů. Vibrační pásy mají různou intenzitu, přičemž pásy patřící do jedné sekvence ($\Delta v = \text{Konst}$) leží blízko u sebe.



Obr. III.52

Frank-Condonův princip predisociace

Experimentálně zjištěný fakt, že pásy o stejné intenzitě leží na Condonových parabolách v obr. III.52 je praktickým důsledkem tzv. Frank-Condonova principu. Tento princip lze vyložit buď na základě klasických nebo kvantově-mechanických úvah. Klasický přístup bude v našem případě snadněji pochopitelný. Molekula přechází z jednoho el. stavu do druhého tak, rychle, že se za tuto dobu vzájemná poloha jader prakticky nezmění. Nejpravděpodobnější je tedy přechod po příince kolmé na osu r v obr. III.50. Kdybychom na molekulu nazírali jako na klasický oscilátor, setrvala by jádra nejdéle v krajních polohách určených tvarem potenciálových křivek.

Nejpravděpodobnější jsou potom přechody spojující úsečkami body krajní polohy mezijaderné vzdálenosti vibračních stavů u výchozího elektronového stavu s krajními polohami vibračních stavů konečného el. stavu

Ot
Ko
ka
ro
Kdy
dip

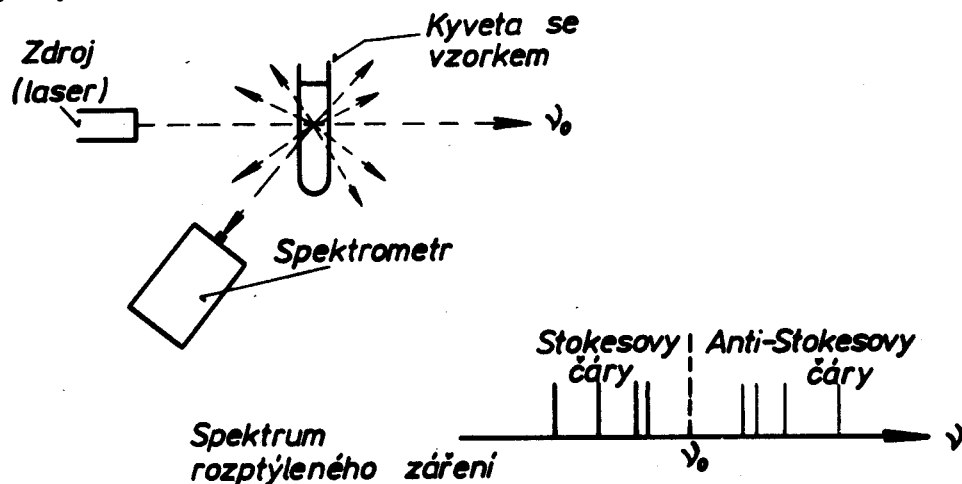
Molekula bude v excitovaném stavu stabilní pouze tehdy, když potenciálová křivka vykazuje minimum. Některým elektronovým stavům přísluší potenciálové křivky bez tohoto minima, tj. tomuto elektronovému stavu přísluší pouze repulzivní potenciál. Bude-li molekula excitována do tohoto stavu, budou se jádra pouze vzdalovat a molekula se rozpadne na atomy (disociuje). Když se protíná potenciálová křivka s minimem s křivkou bez minima, může dojít k přechodu na křivku nevázaného stavu u těch vibračních hladin, kde se křivky protínají. Rozpad molekuly tímto mechanismem se nazývá predisociace. Experimentálně se predisociace projeví tak, že vibrační pásy vznikající na vibračních hladinách ležících v okolí průsečíku potenciálových křivek jsou podstatně zeslabeny.

III.6.4. Kombinační (Ramanův) rozptyl světla

Při průchodu rovnoběžného světelného svazku přes průhledná prostředí se část světla rozptyluje. V klasické (Rayleighově) teorii rozptylu se vlnová délka rozptýleného záření nemění.

V r.1928 však bylo indickými fyziky Ramanem a Krišnanem zjištěno, že v rozptýleném záření kapalinou lze zjistit i slabé spektrální čáry, které nebyly ve spektru původního zdroje. Nové čáry ve spektru rozptýleného záření jsou rozloženy symetricky na obě strany od čar původního zdroje, přičemž poloha a intenzita čar závisí na druhu rozptylujícího prostředí.

Podobný jev pozoroval v r. 1948 i Mandelštam v Moskvě při studiu rozptylu světla na pevných látkách.



Obr.III.53 Schéma experimentálního uspořádání Ramanova rozptylu

Kombinační rozptyl odporuje klasickému Stokesovu zákonu, který vyžaduje, aby každé sekundární záření mělo vlnovou délku větší. Proto se čáry kombinačního rozptylu s $\tilde{\nu} < \tilde{\nu}_0$ nazývají S sovy a čáry s $\tilde{\nu} > \tilde{\nu}_0$ anti-S sovy.

Když se molekula nalézá v el. poli o intenzitě E , indukuje se v této molekule dipólový moment

$$\vec{P} = 4\pi\epsilon_0 \alpha \vec{E} \quad (\text{III.168})$$

kde α je polarizovatelnost.

Dopadá-li na molekulu světelná vlna s vektorem intenzity el. pole $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin 2\pi \nu_0 t$, vznikne indukovaný dipólový moment, který umožňuje šíření světelného signálu o frekvenci ν_0 prostředím.

Mění-li se však zároveň i mezijaderná vzdálenost v molekule, mění se v malé míře i polarizovatelnost. Rotace a vibrace molekul způsobují změnu amplitudy polarizovatelnosti.

Pro případ jedné vibrační frekvence dostaneme

$$\alpha = \alpha_{0v} + \alpha_{1v} \sin 2\pi \nu_{\text{vibr.}} t, \quad \nu_{\text{vibr.}} \ll \nu_0 \quad (\text{III.169})$$

kde α_{0v} je střední hodnota polarizovatelnosti, α_{1v} je amplituda změny polarizovatelnosti ($\alpha_{1v} \ll \alpha_{0v}$).

Pro rotaci molekuly dostaneme analogicky

$$\alpha = \alpha_{0r} + \alpha_{1r} \sin 4\pi \nu_{\text{rot}} t, \quad \nu_{\text{rot}} \ll \nu_0$$

Frekvence změny polarizovatelnosti je zde $2\nu_{\text{rot}}$, polarizovatelnost je stejná již pro otočení o 180° .

Po dosazení do (III.168) dostaneme

$$\vec{P}_v = \alpha_{0v} \vec{E}_0 \sin 2\pi \nu_0 t + \alpha_{1v} \vec{E}_0 \sin 2\pi \nu_0 t \cdot \sin 2\pi \nu_{\text{vibr.}} t, \quad (\text{III.170})$$

$$\vec{P}_r = \alpha_{0r} \vec{E}_0 \sin 2\pi \nu_0 t + \alpha_{1r} \vec{E}_0 \sin 2\pi \nu_0 t \cdot \sin 4\pi \nu_{\text{rot}} t. \quad (\text{III.171})$$

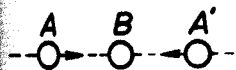
Odtud

$$\vec{P}_v = \alpha_{0v} \vec{E}_0 \sin 2\pi \nu_0 t + \frac{1}{2} \alpha_{1v} \vec{E}_0 [\cos 2\pi (\nu_0 - \nu_{\text{vibr.}}) t - \cos 2\pi (\nu_0 + \nu_{\text{vibr.}}) t] \quad (\text{III.172})$$

$$\vec{P}_r = \alpha_{0r} \vec{E}_0 \sin 2\pi \nu_0 t + \frac{1}{2} \alpha_{1r} \vec{E}_0 [\cos 2\pi (\nu_0 - 2\nu_{\text{rot}}) t - \cos 2\pi (\nu_0 + 2\nu_{\text{rot}}) t] \quad (\text{III.173})$$

Ve spektru rozptýleného záření budou i čáry posunuté o $\pm \nu_{\text{vibr}}$ a o $\pm 2\nu_{\text{rot}}$.

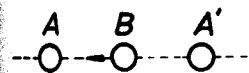
Kmitočty, které pozorujeme ve spektrech kombinačního rozptylu, se zpravidla shodují s infračervenými vibračními spektry, ale některé čáry kombinačního rozptylu nelze v infračerveném vibračním spektru molekul nalézt. Záleží totiž na stupni polarizace molekul a na změnách elektrického dipólového momentu.



Obr. III.54

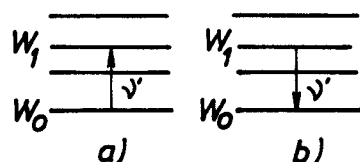
Mění-li se mezijaderné vzdálenosti při vibraci molekul symetricky (obr. III.54), mění se i polarizace molekuly a v závislosti s tím i schopnost molekuly rozptylovat světlo. El. dipólový moment se přitom nemění.

V případě nesymetrické vibrace (obr. III.55) se mění i dipólový moment a tato molekula může kvanta záření pohlcovat i vyzařovat. Takovým vibračním kvantovým přechodům odpovídají frekvence čar pozorovaných v absorpční infračervené spektroskopii.



Obr. III.55

Prozatím jsme klasicky objasnili vznik Stokesových a anti-Stokesových čar kombinálního rozptylu. Musíme však ještě vysvětlit, proč jsou anti-Stokesovy čáry méně intenzivní než čáry Stokesovy. Víme již, že kombinální rozptyl je spojen s excitací a deexcitací vibračních (resp. rotačních) stavů molekul. Situace je objasněna na obr. III.56.



Obr. III.56 Vznik Stokesovy a anti-Stokesovy čáry

V prvním případě (Stokesova čára) se energie průvodního dopadajícího fotonu zmenší o $\Delta W = W_1 - W_0$, což je energie nutná k excitaci prvního vibračního excitovaného stavu

$$\nu' = \nu_0 - \frac{\Delta W}{h} \quad (\text{III.174})$$

V druhém případě (anti-Stokesova čára) se energie excitovaného vibračního stavu dodává k energii dopadajícího rozptylovaného kvantu: $h\nu_0$. Potom

$$\nu'' = \nu_0 + \frac{\Delta W}{h} \quad (\text{III.175})$$

Poněvadž počet molekul, které se nalézají v základním vibračním stavu $N_0 (v=0)$ je vždy větší než počet molekul v prvním excitovaném vibračním stavu $N_1 (v=1)$, bude vznik Stokesovy čáry mnohem pravděpodobnější. Populace molekul v jednotlivých vibračních stavech jsou dány Boltzmannovým rozdělením

$$\frac{N_i}{N_0} \approx \exp\left(-\frac{W_i - W_0}{kT}\right) \approx \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) < 1 \quad (\text{III.176})$$

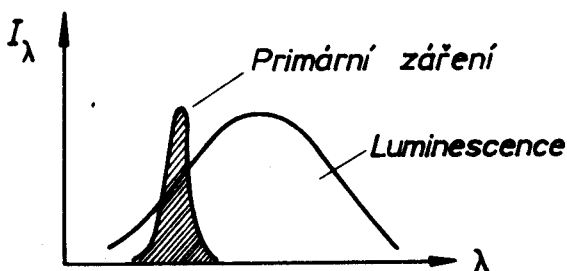
S rostoucí teplotou vzrůstá počet molekul excitovaných ve vyšších vibračních stavech a tedy i intenzita anti-Stokesových čar s rostoucí teplotou prudce vzrůstá.

Studium spekter kombinačního rozptylu poskytuje mnoho cenných informací o složení různých směsí a využívá se zejména v chemických analýzách. S objevením laseru se rozvinula i tzv. nelineární optika, kde záření kombinačního rozptylu vede ke zcela novým jevům. Pro sledování a měření spekter kombinačního rozptylu existuje celá řada komerčních zařízení. Jako primární zdroj rozptylujícího se svazku je v současné době používáno vysoce monochromatického záření laserů.

III.6.5. Luminiscence

Luminiscencí rozumíme vlastní záření látek ve viditelné oblasti spektra nebo blízko ní, které zpravidla vzniká po nebo při ozáření této látky různými druhy elmg. či korpuskulárního záření.

Spektrum luminiscenčního záření splňuje Stokesovo pravidlo o vlnové délce sekundárního záření, ale v menší míře se objevuje i anti-Stokesova část luminiscenčního záření - obr. III.57



Obr. III.57 Vzájemná poloha primárního a luminiscenčního záření

Charakteristiky luminiscenčního záření

1. Luminiscenční záření má jinou vlnovou délku než záření primární.
2. Luminiscenční záření trvá i po přerušení primárního záření. Je-li doba dohasínání luminiscenčního záření dlouhá, nazýváme toto záření fosforescencí. Při krátké době dohasínání mluvíme o fluorescenci.
3. Luminiscenčnímu záření by odpovídala daleko vyšší teplota, podle zákonů záření černého tělesa, než jako ve skutečnosti tyto látky mají. Luminiscenční záření není tepelným zářením!
4. Podle některých speciálních druhů excitace luminiscenčního záření rozlišujeme toto záření následovně:

Primární záření (zdroj excitace)	Název luminiscence
rtg. záření	rentgenoluminiscence
elektrony	katodoluminiscence
	elektroluminiscence
γ - záření	γ - luminiscence
chemická reakce	chemiluminiscence
žihání látek	kandoluminiscence
tření a drcení krystalů	triboluminiscence
dopadem zvukové vlny	sonoluminiscence
biologické enzymatické pochody	bioluminiscence
při vedení el. proudu v kapalinách apod.	galvanoluminiscence

Luminiscenční záření dohasíná buď podle zákona exponenciálního

$$I = I_0 e^{-\alpha t}$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha} - \text{střední doba trvání nabuz. stavu}$$

(III.177)

nebo podle mocninného zákona dosvitu

$$I = \frac{I_0}{(b+t)^2}$$

b = Konst.

(III.178)

U luminiscenčního záření se uplatňuje záření

- Spontánní (elektrony uskutečňují dovolené přechody na nižší hladiny během $\sim 10^{-8}$ s).
- Vynucené záření (elektron se nalézá v tzv. metastabilním stavu, ze kterého neexistují dovolené přechody na nižší hladiny. Tento elektron může být znovu excitován, nebo přechází na nižší hladiny cestou stimulované emise).
- Záření při rekombinaci (např. rekombinace elektronů a děr v oblasti p-n přechodu, luminiscenční dioda - LED).

Pro spontánní a vynucené záření platí exponenciální zákon dohasínání. Pro záření rekombinační platí zákon mocninný.

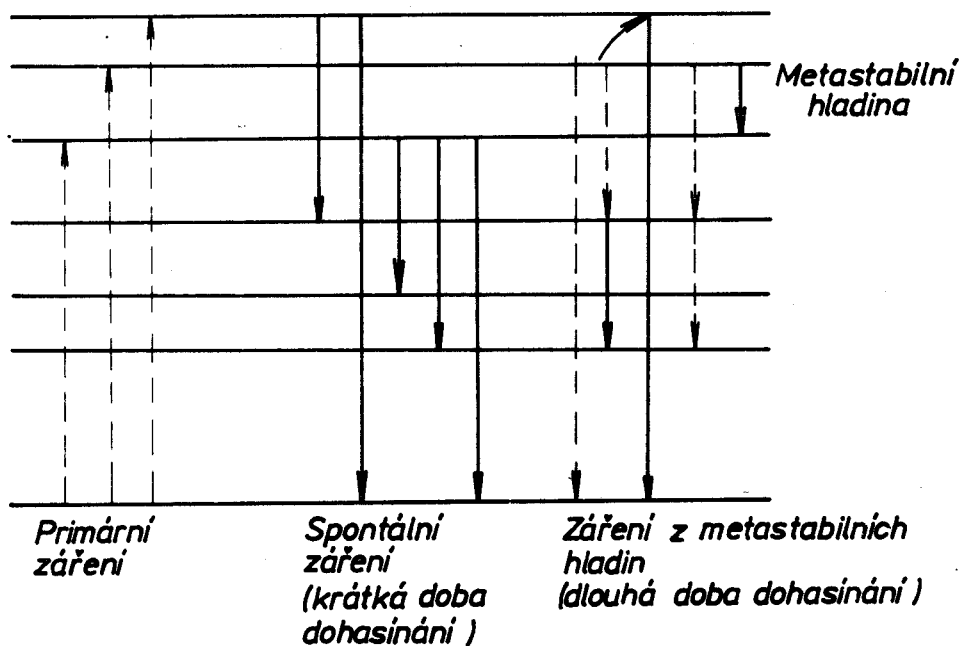
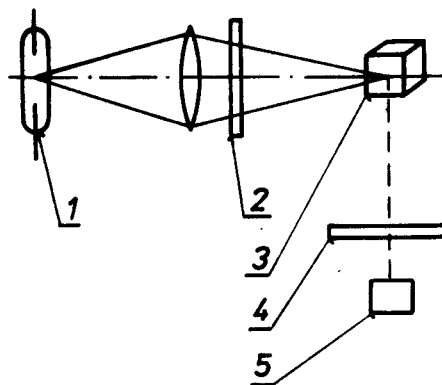
Moderní teorie luminiscence spočívá na definici tzv. luminiscenčního centra. Luminiscenční centrum je útvar (atom, molekula, nebo příměs či porucha v krystalu), který je schopen absorbovat excitační energii a vyzářit ji ve formě elmg. záření.

Energetické stavy, mezi nimiž nastávají přechody za absorpce primárního záření, jsou nejdůležitější charakteristikou.

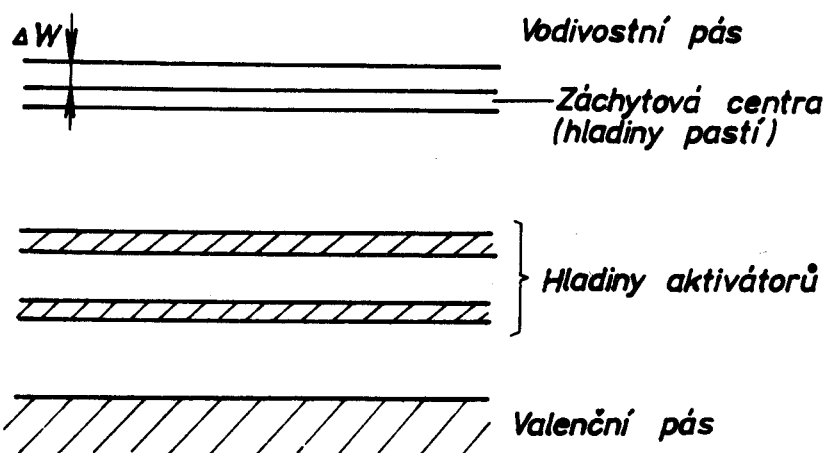
Luminiscenční látky rozdělujeme na

- Látky s diskrétními centry (jsou org. i anorg. povahy). Tyto látky jeví luminiscenci i v roztocích.
- Krystalofosfory (zpravidla anorganické povahy). V roztoku tyto látky luminiscenci nejeví. Luminiscence je tedy spojena s vytvořením krystalové mříže, resp. pásové struktury pevné látky.

Obr. III.58 Schema experimentálního uspořádání při studiu luminiscenčního záření
 1 - zdroj UV záření,
 2 - filtr UV záření,
 3 - studovaný materiál,
 4 - filtr (monochromátor),
 5 - detektor.



Obr. III.59 Luminiscence látek s diskretními centry

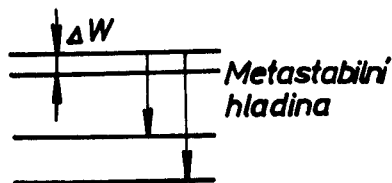


Obr. III.60 Luminiscence krystalofosforů

Aktivátory (příměsové hladiny) - jsou obvykle dobře obsazeny elektrony, může na nich nastat absorpce excitační energie a elektrony jsou převáděny do vodivostního pásu, odkud rekombinují do ionizovaného aktivátoru (původního nebo jiného). Elektrony mohou být rovněž zachyceny na záchyťových centrech.

Záchyťová centra (hladiny pastí) - jsou prázdné hladiny v blízkosti dna vodivostního pásu. Tato centra mohou zachytit elektrony a zpozdit tak na neomezenou dobu jejich rekombinaci (neexistují dovolené přechody na nižší hladiny) Doznívání luminiscence bude tím delší, čím hlouběji bude záchyťové centrum v pásu zakázaných energií.

Zákony dohasínání luminiscence



Na metastabilní hladině je n -elektronů
 ΔW - je nejmenší energie nutná k excitaci el. z metastabilní hladiny na hladinu, ze které existují dovolené přechody.

Obr. III.61 Přechody z metastabilní hladiny

Intenzita luminiscenčního záření je úměrná rychlosti, s jakou ubývají elektrony z metastabilních hladin, tj. $-\frac{dn}{dt}$

Pravděpodobnost uvolnění el. z metastabilní hladiny bude dle Boltzmannovy statistiky

$$p = \text{Konst.} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right), \quad [s^{-1}] \quad (\text{III.179})$$

$$\gamma = -\frac{dn}{dt} = n \cdot \text{Konst.} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) \quad (\text{III.180})$$

$$\frac{dn}{n} = \text{Konst.} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) \cdot dt$$

$$n = n_0 \cdot e^{-\text{Konst.} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) \cdot t}$$

$$\alpha = \text{Konst.} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right)$$

$$\gamma = \underbrace{n_0 \cdot \text{Konst.} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right)}_{\gamma_0} \cdot \exp(-\alpha t) = \gamma_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (\text{III.181})$$

což je tvar exponenciálního zákona dohasínání.

U krystalofosforů je situace poněkud složitější. Nechtě na záchyťových centrech je M prázdných míst, ale z toho je n zaplněno elektrony. Potom na aktivátorech zůstalo těchto n míst prázdných. Pravděpodobnost zářivé rekombinace na aktivátoru (nikoliv znovu na záchyťovém centru) bude

$$P = \frac{n}{n + (M - n)} = \frac{n}{M} \quad (\text{III. 182})$$

Pravděpodobnost uvolnění elektronu ze záchyťového centra do vodivostního pásu bude

$$p = \text{Konst.} \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right)$$

$$j = -\frac{dn}{dt} = Ppn = \frac{n^2}{M} \text{Konst.} \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) \quad (\text{III. 183})$$

Po integraci, úpravě a dosazení počátečních podmínek dostaneme

$$j = \frac{\alpha n_0^2}{(n_0 \alpha t + 1)^2}, \quad \text{kde} \quad \alpha = \frac{\text{Konst.}}{M} \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) \quad (\text{III. 184})$$

což je jeden z možných tvarů mocinného zákona.

Tepelné zhášení luminiscence - pozorujeme při pozvolném zvyšování teploty excitované luminiscenční látky. Při dosažení určité kritické teploty látka vydá intenzivní záblesk luminiscenčního záření krátkého trvání, ale další luminiscence již nenastane. Jev souvisí s pravděpodobností $p = \text{Konst} \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right)$, která při určité hodnotě umožní rychlé vyčerpání metastabilních hladin (resp. záchyťových center).

Elektroluminiscence

Působením elektrického pole lze za určitých podmínek vyvolat luminiscenci a tím dosáhnout přímé přeměny el. energie v energii světelnou. Existuje jev stejnosměrný Guddenův-Pohlův a jev střídavý Destriaův. Zejména jev Destriaův (zářící kondensátor) již dosáhl praktického uplatnění v zářících elektroluminiscenčních panelech.

Jevy luminiscence hrají důležitou roli v osvětlovací technice a při konstrukci obrazových displejů (např. televizní obrazovky) a jsou proto předmětem soustavného intenzivního studia.

III.7. Zářivé přechody valenčních elektronů

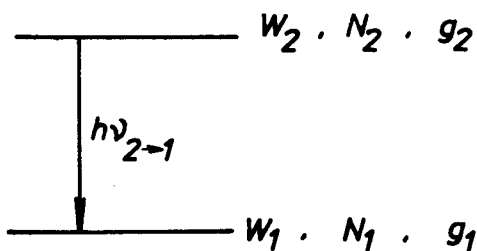
III.7.1. Intenzita spektrálních čar

K vyzařování fotonů v optickém oboru dochází při přechodu valenčních elektronů z jednoho kvantového stavu do druhého. Energie fotonu je rovna rozdílu energií mezi počátečním a konečným stavem "zářícího" elektronu. Viděli jsme již, že jsou dovoleny jen takové přechody valenčních elektronů, které splňují výběrová pravidla pro změnu kvantových čísel L, J a S. Jak bude později objasněno v kvantové mechanice, mají výběrová pravidla pravděpodobnostní charakter, tj. některé typy přechodů valenčních elektronů nejsou zcela zakázány, ale mají jen malou pravděpodobnost tohoto přechodu. Při pohledu na atomová spektra je nápadné, že některé spektrální čáry jsou velmi intenzivní, jiné jsou naopak velmi slabé. Intenzita spektrální čáry je definována jako energie vyzařovaná na frekvenci ν ($h\nu = W_2 - W_1$) jednotkou plochy (u plazmatu též jednotkou objemu do jednotkového prostorového úhlu, u zářícího plynu též do celého prostoru).

Intenzita spektrální čáry je proto úměrná populaci horní energetické hladiny (N_2), statistické váze stavu (g_2), energii kvanta $h\nu$ a pravděpodobnosti přechodu (A_{21})

$$I_{2 \rightarrow 1} \approx h\nu_{2-1} N_2 g_2 A_{2-1}$$

(III.185)



Obr. III.62 Zářivý přechod elektronů mezi dvěma energetickými stavy atomu

Populace horního stavu N_2 je počet atomů v jednotce objemu excitovaných do stavu W_2 , statistická váha stavu $g_2 = 2J_2 + 1$ (resp. $(2L+1)(2S+1)$ - závisí na typu vazby) - označuje počet nerozlišených elektronových stavů s energií W_2 . Statistická váha stavu určuje např. počet hladin, na které se energetická hladina W_2 rozpadne ve vnějším magnetickém poli.

Dle klasické statistiky bude

$$N_2 = N \exp\left(-\frac{W_2}{kT}\right) \cdot \frac{1}{\sigma} \quad (III.186)$$

(ve stavu termodynamické rovnováhy), kde N je počet atomů daného druhu v jednotce objemu, σ - stavový součet $\sigma = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right)$,

kde k je Boltzmannova plynová konstanta a T absolutní teplota.

Po dosazení z III.186 do III.185 dostaneme pro intenzitu atomové spektrální čáry

$$I_{2 \rightarrow 1} \cong h\nu_{2 \rightarrow 1} N g_2 A_{2 \rightarrow 1} \cdot \frac{1}{\delta} \exp\left(-\frac{W_2}{kT}\right). \quad (\text{III.187})$$

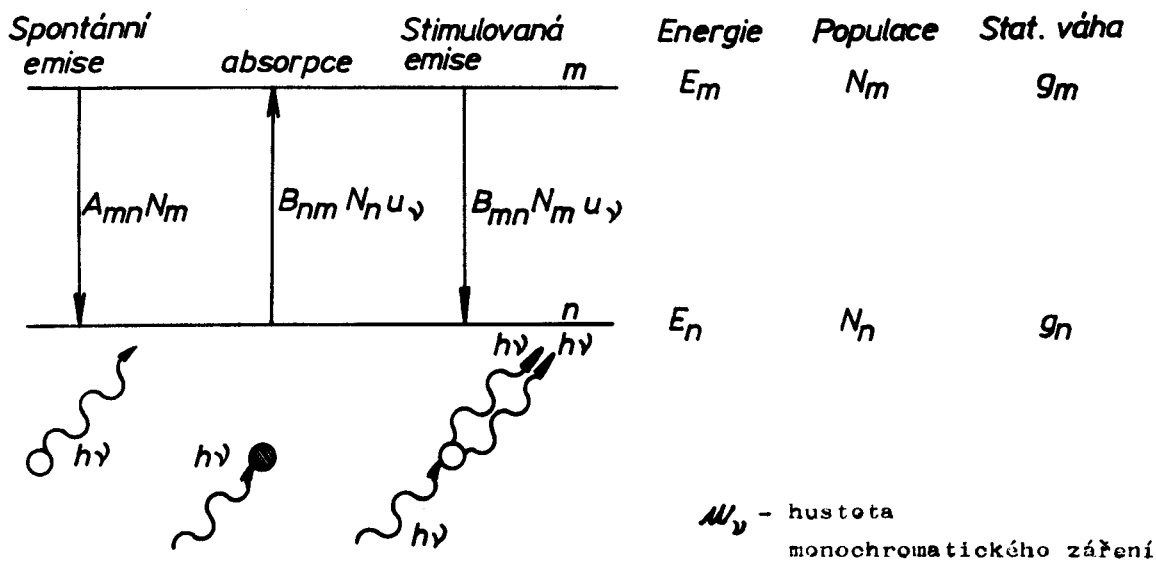
Intenzivní čáry musí mít velké pravděpodobnosti přechodu $A_{2 \rightarrow 1}$ a nízké excitační energie. Intenzita spektrální čáry vzrůstá s rostoucí teplotou T a koncentrací atomů N .

Tento vztah však platí jen pro tzv. dipólové záření atomů za termodynamické rovnováhy. Při jiných často i velmi složitých podmínkách vyzařování atomů platí pro intenzitu spektrální čáry zcela odlišné vztahy. Kromě dipólového záření existuje i mnohem slabší záření elektrického kvadrupólu a magnetického dipólu.

Pro intenzitu vibračních pásů a rotačních čar platí vztahy velmi podobné relaci III.187, pouze pravděpodobnost elektronového přechodu musí být rozšířena o tzv. Frank-Condonovy faktory.

III.7.2. Typy zářivých přechodů, jejich pravděpodobnosti a relace mezi nimi

Podle způsobu, jakým přechází elektron z jedné energetické hladiny na druhou, rozeznáváme tři pochody. Spontánní (samovolnou) emisi, absorpci a stimulovanou (indukovanou nebo též vynucenou) emisi.



Obr. III.63. Typy zářivých přechodů

A_{mn} , B_{nm} , B_{mn} jsou Einsteinovy koeficienty pravděpodobnosti spontánní emise absorpce a vynucené emise.

Až doposud jsme se zabývali pouze spontánní (samovolnou) emisí spektrálních čar. Počet spontánních přechodů za jednu sekundu z hladiny m na hladinu n v systému N atomů (molekul) bude roven $A_{mn} N_m$, kde A_{mn} je Einsteinův koeficient pravděpodobnosti spontánních přechodů.

Analogicky počet absorpčních přechodů za jednu sekundu bude $B_{nm} N_n u_\nu$, a počet vynucených přechodů - $B_{mn} N_m u_\nu$.

Všimněme si nyní zejména procesu stimulované emise. Při tomto procesu foton elug. záření s energií $h\nu_{mn}$ rovnou přesně $h\nu_{mn} = W_m - W_n$ "donutí" excitovaný elektron ve stavu W_m k zářivému přechodu do stavu W_n . Nový "stimulovaný" foton má s původním fotonem stejnou frekvenci, směr, fázi a rovinu polarizace.

V běžných světelných zdrojích (plamen, žárovka, zářivka, výbojka) se uplatňuje zejména spontánní záření.

III.7.3. Kvantové generátory elektromagnetického záření (lasery, masery)

Zařízení pracující na principu stimulované emise jako generátory nebo zesilovače elektromagnetického záření vyzařovaného pouze na jednom kvantovém energetickém přechodu, vznikla v padesátých a šedesátých letech našeho století. Předními průkopníky tohoto nového oboru - kvantové elektroniky resp. optiky - byli sovětský vědec N.G. Basov, A.M. Prochorov a skupina amerických vědců pod vedením Ch. Townese (Nobelova cena za fyziku společně v r. 1964).

Kvantové generátory mikrovlnného záření dostaly název MASER, tj. anglicky zkratka z Microwave amplification by stimulated emission of radiation, generátory a zesilovače v optickém oboru se nazývají LASERY (slovo microwave je zde nahrazeno slovem light - světlo).

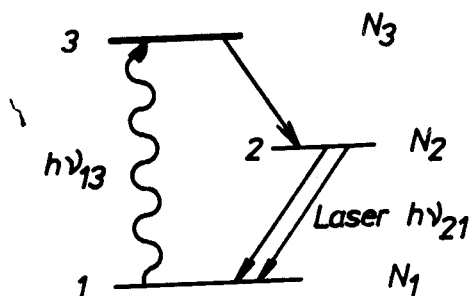
Obečně se uplatňují v nejrůznějších oborech lidské činnosti zejména lasery, kterých v dnešní době existují již stovky různých typů.

Aby se uplatnilo zejména stimulované záření, tj. získalo převahu nad zřídáním spontánním, je nutno získat v kvantovém systému inverzi v populaci hladin. Z klasického vztahu III.186 vyplývá, že energetické hladiny s vyšší excitací energií jsou méně populovány. Jestliže se podaří získat v kvantovém systému inverzi alespoň mezi dvěma hladinami, lze přechody mezi těmito hladinami využít k zesilování elug. záření o frekvenci odpovídající energetickému rozdílu těchto hladin. Záření laseru je monochromatické s velmi úzkou šířkou spektrální čáry. Záření je dále koherentní, zpravidla lineárně polarizované, intenzita záření je nepoměrně vyšší ve srovnání s klasickými zdroji.

Existují lasery na bázi pevných látek, lasery plynové, kapalinové (barvivové), lasery polovodičové i lasery na volných elektronech.

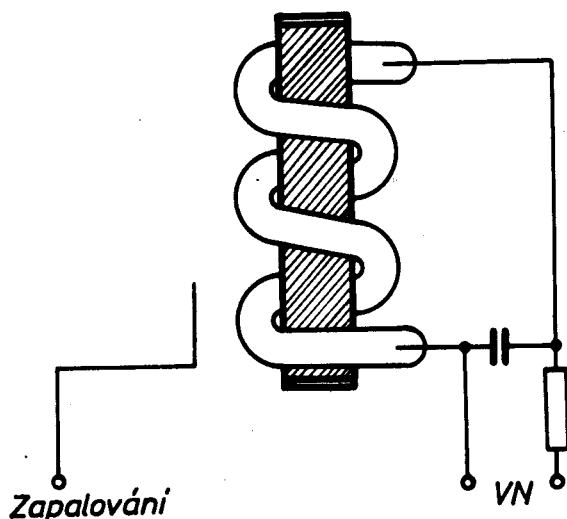
Princip činnosti si vysvětlíme na rubínovém laseru (typ tříhladinového laseru na bázi pevných látek). V rubínu (Al_2O_3 Cr^{+++}) tvoří ionty chromu příměsové

hladiny (resp. pásy). Čerpacím signálem (osvitem rubínu pulzní výbojkou) se převádějí elektrony ze základní hladiny - 1 na hladinu - 3. Elektrony na hladině 3 mají velmi krátkou dobu života a nezářivě přecházejí na hladinu 2.



Obr. III.64 Schema pracovních přechodů rubínového laseru

Na konci pulzu osvětlovací výbojky vznikne inverze mezi hladinami 1 a 2 ($N_2 > N_1$). Hladina 2 musí mít dlouhou dobu života, tj. malou pravděpodobnost spontánních přechodů z hladiny 2. Poněvadž tyčinka rubínu tvoří optický rezonátor, bude náhodný foton o frekvenci ν_{21} stimulovat k přechodu všechny elektrony shromážděné na hladině 2 - obr. III.65



Obr. III. 65 Schema rubínového laseru

Z rubínové tyčinky je vyzářen krátký intenzivní puls světla o frekvenci ν_{21} .

Plynové lasery pracují zpravidla v kontinuálním režimu, vyznačují se vysokou stabilitou frekvence a velmi úzkou spektrální čarou zesilovaného záření. Používají se v laserové interferometrii, holografii, geodézii, atd. CO_2 laser se používá i pro řezání (laserový skalpel). Polovodičové lasery mohou rovněž pracovat v kontinuálním režimu. Pro malé rozměry se uplatňují zejména v optoelektronice.

Největších pulsních výkonů dnes dosahují lasery chemické, které jsou v současné době vyvíjeny zejména pro vojenské účely (program hvězdných válek).

IV. Experimentální metody atomové a jaderné fyziky

IV.1. Přenos energie zářením

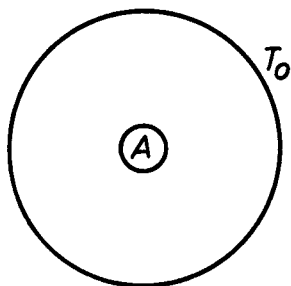
Zářením lze přenášet i velmi velká množství energie na velké vzdálenosti, např. sluneční záření atd.

V podmínkách na naší Zemi se však běžně setkáváme s přenosem zářivé energie mezi nečernými tělesy. V případě šedého tělesa je nutno použít Kirohoffův zákon a pro intenzitu vyzařování dostaneme

$$M_e = \alpha \sigma T^4 = e \sigma T^4 \quad (\text{IV.1})$$

Koeficient relativní pohltivosti lze nahradit emisivitou e .

Představme si těleso o povrchu A , které se nalézá v dutině s povrchovou teplotou T_0 - viz obr. IV.1.



Když bude těleso delší dobu vyměňovat energii s dutinou, nastane termodynamická rovnováha a teplota tělesa bude rovněž rovna T_0 .

$$A \alpha H = A M_e = A \alpha \sigma T_0^4 \quad (\text{IV.2})$$

α - relativní pohltivost tělesa

H - energie dopadající za 1s na jednotku povrchu tělesa

Obr. IV.1 Těleso o povrchu A
v dutině termostatu

Z rovnice (IV.2) vyplývá, že $H = \sigma T_0^4$, tj. H nezávisí na kvalitě povrchu tělesa ani na kvalitě povrchu stěny dutiny - závisí pouze na absolutní teplotě.

Bude-li mít naše testovací těleso teplotu T rozdílnou od teploty stěny, změní se tělesem vyzařovaná energie, ale absorpce energie tělesem zůstane nezměněná.

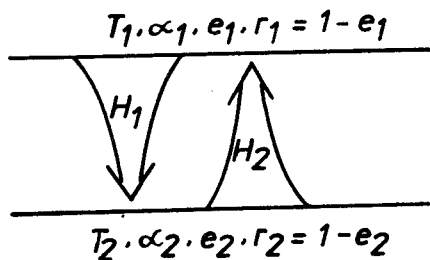
Potom rozdíl zářivých toků

$$\Delta W = A e \sigma T^4 - A e H = A e \sigma (T^4 - T_0^4) \quad (\text{IV.3})$$

Tento závěr platí, když testovací těleso je proti stěnám nádoby malé (jinak by došlo k ovlivnění teploty stěny).

Důležité však je, že rozdíl toků tepelného záření je úměrný rozdílu čtvrtých mocnin absolutních teplot, což se diametrálně liší od vedení tepla, kde jsou tepelné toky úměrné pouze rozdílům teplot.

Pro praxi nejdůležitější je vyřešení přenosu tepla zářením mezi dvěma rovnoběžnými stěnami, které jsou udržovány na různých teplotách.



H_1 - tepelný tok z jednotky plochy za 1s směrem k povrchu s teplotou T_2

H_2 - tepelný tok z jednotky plochy za 1s směrem k povrchu s teplotou T_1

Obr. IV.2 Přenos tepelné energie zářením mezi dvěma rovnoběžnými stěnami

Pro tyto tepelné toky zřejmě platí

$$\begin{aligned} H_2 &= M_{e_2} + r_2 H_1 & M_{e_2} &= e_2 \sigma T_2^4 \\ H_1 &= M_{e_1} + r_1 H_2 & M_{e_1} &= e_1 \sigma T_1^4 \end{aligned}$$

Řešením této soustavy rovnic dostaneme výrazy pro H_1 a H_2 :

$$H_1 = \frac{M_{e_1} + r_1 M_{e_2}}{1 - r_1 r_2} \quad H_2 = \frac{M_{e_2} + r_2 M_{e_1}}{1 - r_1 r_2}$$

Pro rozdíl tepelných toků nakonec dostaneme

$$\Delta H = H_1 - H_2 = \frac{\sigma (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1} \quad (\text{IV.4})$$

IV.1.2. Měření vysokých teplot - optická pyrometrie

Při měření teplot nad 1000 °C již běžné kontaktní teploměry nejsou použitelné. S výhodou však můžeme k určení teploty těles použít vlastní tepelné záření, které tato tělesa vyzařují ve viditelném nebo infračerveném oboru spektra.

Přístroje, kterými měříme teplotu pomocí tepelného záření v optickém oboru, nazýváme optické pyrometry. U optických pyrometrů se setkáváme s celou řadou konstrukcí, ale graduace těchto pyrometrů je prováděna pouze pro černé těleso. Skutečná teplota šedých zářičů se však může od údaje zjištěného na stupnici pyrometru podstatně lišit.

Ob
Zm
li
st
le
kte
něh
zár

IV.1.3. Radiační pyrometr

Radiačním pyrometrem rozumíme přístroj, jehož údaj je úměrný intenzitě vyzařování - M_e . Např. začerněný termočlánek spojený s galvanometrem může sloužit jako radiační pyrometr. Radiačním pyrometrem určíme pouze tzv. teplotu radiační, která se liší od teploty skutečné zářivého tělesa. Radiační teplota je taková teplota černého tělesa, při které těleso absolutně černé vyzařuje stejnou intenzitu vyzařování jako těleso, jehož teplotu měříme. Poněvadž pro intenzitu vyzařování platí Stefan-Boltzmannův zákon, dostaneme

$$M_e^{\text{č.t.}}(T_r) = M_e^{\text{š.t.}}(T), \quad T_r - \text{radiační teplota}$$

Z Kirchhoffova zákona plyne

$$\frac{M_e^{\text{č.t.}}(T)}{\alpha^{\text{č.t.}}} = M_e^{\text{č.t.}}(T), \quad (\text{IV.5})$$

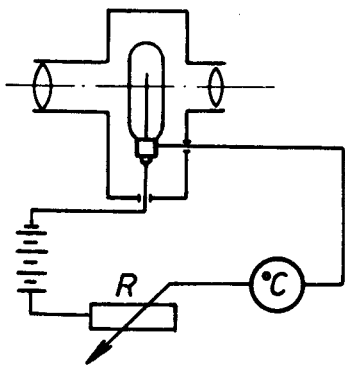
Po dosazení

$$\delta T_r^4 = \alpha \delta T^4 \Rightarrow T = (\alpha)^{-1/4} T_r$$

Pro wolfram číní $\alpha = 0,43$. Potom $T = 1,235 \cdot T_r$ (IV.6)

IV.1.4. Pyrometr s mizejícím vláknem

S tímto typem pyrometru se v praxi setkáváme nejčastěji. Funkční schéma pyrometru je na obr. IV.3



Zářiví měřený objekt pozorujeme dalekohledem, u kterého se v ohnisku objektivu nalézá vlákno, které je možno žhavit na teplotu až do 3000 K. Pozorování objektu se provádí přes barevný filtr, tj. prakticky při jedné vlnové délce.

Obr. IV.3 Schéma pyrometru s mizejícím vláknem

Změnou el. odporu R v obvodu pro žhavení vlákna lze měnit teplotu vlákna. Velikost proměnného odporu je cejchována přímo v jednotkách °C. Pyrometr je nastaven pro odečítání teploty, když žhavené vlákno splyne s měřeným zářivým tělesem. Teplota určená pyrometrem s mizejícím vláknem je tzv. jasová teplota, která se rovněž liší od teploty skutečné. Jasová teplota je taková teplota černého tělesa, při které absolutně černé těleso vydává stejnou monochromatickou zář jako těleso, jehož teplotu měříme.

$$L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_j) = L_{e_\lambda}^{\text{š.t.}}(T) = \alpha_\lambda L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T) \quad (\text{IV.7})$$

Jak již bylo zdůrazněno, lze při teplotách do 3000 K použít II. Wienův zákon

$$\alpha_\lambda \frac{c_1}{\pi} \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right) = \frac{c_1}{\pi} \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right)$$

$$T = \frac{c_2 T_j}{\lambda T_j \lg \alpha_\lambda + c_2} \quad (\text{IV.8})$$

Potom tedy $T > T_j$.

IV.1.5. Barevná teplota

V praxi jsme nuceni velmi často nahrazovat černé těleso různými normály záření.

Barevná teplota je taková teplota černého tělesa, při které absolutně černé těleso vysílá složené světlo, které budí v normálním lidském oku stejný barevný vjem jako záříč.

V ideálním případě by mělo černé těleso při barevné teplotě vykazovat stejné rozdělení monochromatických září na jednotlivé vlnové délky ve viditelném oboru spektra jako zkoumaný záříč (nezáleží na absolutních hodnotách září). Obyčejně se spokojíme s požadavkem, aby při barevné teplotě mělo černé těleso stejný poměr monochromatických září pouze pro dvě vlnové délky λ_1 (červená), λ_2 (modrá), kterým přísluší jasové teploty T_1 a T_2

$$\frac{L_{e_\lambda}^{\text{š.t.}}(T, \lambda_1)}{L_{e_\lambda}^{\text{š.t.}}(T, \lambda_2)} = \frac{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_b, \lambda_1)}{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_b, \lambda_2)} \quad (\text{IV.9})$$

T_b - barevná teplota

$$\frac{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_1, \lambda_1)}{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_2, \lambda_2)} = \frac{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_b, \lambda_1)}{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_b, \lambda_2)}, \quad \frac{L_{e_{\lambda_1}}^{\text{č.t.}}(T_1, \lambda_1)}{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_b, \lambda_1)} = \frac{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_2, \lambda_2)}{L_{e_\lambda}^{\text{č.t.}}(T_b, \lambda_2)}$$

$$\frac{\exp\left(-\frac{c_2}{T_1 \lambda_1}\right)}{\exp\left(-\frac{c_2}{T_2 \lambda_2}\right)} = \frac{\exp\left(-\frac{c_2}{T_b \lambda_2}\right)}{\exp\left(-\frac{c_2}{T_b \lambda_1}\right)} \Rightarrow T_b = T_1 T_2 \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 T_2 - \lambda_1 T_1} \quad (\text{IV.10})$$

V současné době již existují pyrometry, které provádějí měření na dvou vlnových délkách a pomocí analogového převodníku je možno odečítat přímo barevnou teplotu.

IV.2. Optická spektrometrie

IV.2.1. Kvalitativní a kvantitativní spektrální analýza

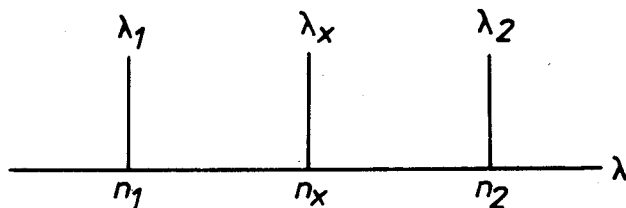
Ve spektrálních laboratořích k buzení spekter bývají používány často oblouky, jiskry, vř. výboje induktivně vázané (viz obr. IV.10) a lasery. Uvažujme případ oblouku. Vzniká-li výboj mezi elektrodami, vypařuje se materiál elektrod a atomy tohoto materiálu mohou být ve výboji nabuzeny. Při přechodu do nižšího stavu je vysíláno záření, tj. je emitována spektrální čára atomu, který byl přítomen v materiálu elektrod. Tak z emitovaných čar můžeme uvažovat o kvalitativním složení materiálu elektrod.

Spektrální čáry daného atomu zjistíme z tabulek atomových čar. Můžeme použít i atlasů spektrálních čar, ve kterých jsou ve spektru železa zhotoveného na určitém spektrografu zakresleny charakteristické čáry daných prvků. Tyto čáry obvykle při zkracování expozice na fotografických deskách mizí poslední - proto se někdy uvádějí jako zbytkové čáry.

Pokudse ve spektru objeví čára neznámé vlnové délky, určíme její vlnovou délku interpolací ze dvou známých čar
např.

$$\lambda_x = \lambda_2 + \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{(n_1 - n_2)} (n_x - n_2) \quad (\text{IV.11})$$

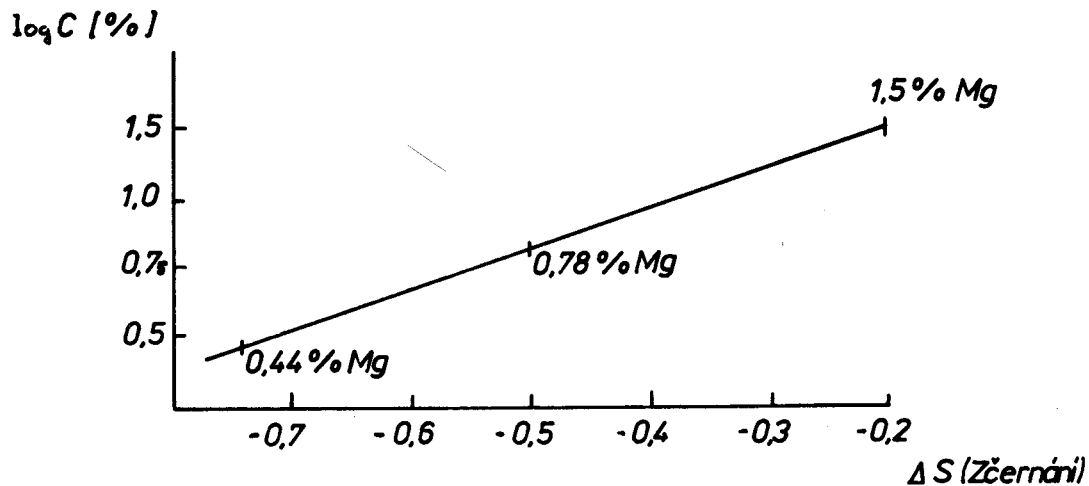
Zde n_1 , n_2 , n_x jsou polohy čar ve spektru, viz obr. IV.4 (které určíme proměření na komparátoru)



Obr. IV.4. Určení neznámé polohy spektrální čáry ve vlnových délkách.

K určení čar atomů pomocí atlasu spektrálních čar se používá spektroprojektorů (zvětšují spektrum 10x, tj. na velikost spektra železa daného na fotografiích v atlasu).

Použijeme-li k proměření intenzit čar mikrofotometrů (pokud spektrum máme na fotografické desce) můžeme stanovit intenzitu spektrálních čar. Protože ta je úměrná koncentraci (atomů v materiálu elektrody), můžeme z graduačního grafu, viz obr. IV.5., určit hodnotu koncentrace



Obr. IV.5.

Určení koncentrace Mg v materiálu elektrody spektrální analýzou.

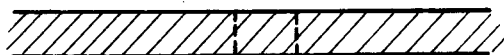
IV.2.2. Určení teploty výboje metodou vymizení spektrální čáry

Pokud šedé těleso (např. plamen) emituje spektrální čáry, které pozorujeme spektroskopem, a ozáříme toto těleso (plamen) spojitým zářením absolutně černého tělesa, spektrální čáry šedého tělesa jsou ve spektroskopu vidět na pozadí spojitého záření absolutně černého tělesa - obr. IV.6



Obr. IV. 6 Emisní čáry na spojitém pozadí záření černého tělesa

V případě stejných jasových teplot šedého a černého tělesa, čáry šedého tělesa na spojitém pozadí vymizí - obr. IV.7

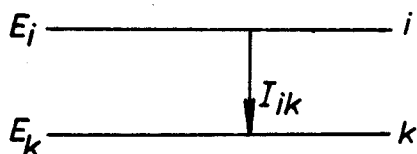


Obr. IV. 7 Vymizení emisních spektrálních čar

Této metody určení jasových teplot bývá používáno velmi často, zejména pro teploty do 1700 K.

IV. 2. 3. Určení intenzit a profilu spektrálních čar

Intenzita spektrální čáry dané přechodem mezi stavy i, k

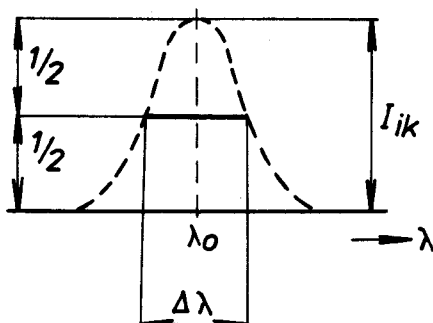


Obr. IV.8 Vznik spektrální čáry o intenzitě I_{ik}

je
$$J_{ik} = h\nu_{ik} A_{ik} N_i \quad (\text{IV.11 a})$$

kde N_i je koncentrace atomů majících nabuzenou hladinu E_i . A_{ik} je pravděpodobnost přechodu ze stavu i do stavu k . Známe-li všechny hodnoty na pravé straně, můžeme určit intenzitu spektrální čáry v jednotkách $[\text{J s}^{-1} \text{m}^{-3}]$

Profil spektrální čáry zjistíme proměřením intenzity čáry v závislosti na vlnové délce : střed čáry je v místě vlnové délky λ_0 - obr. IV.9



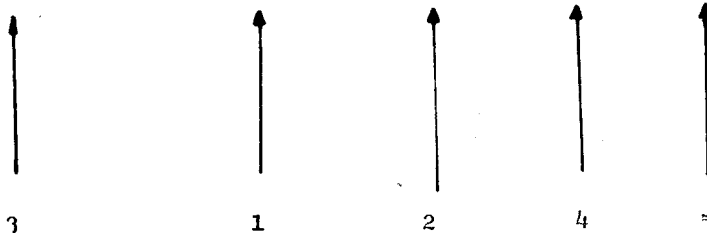
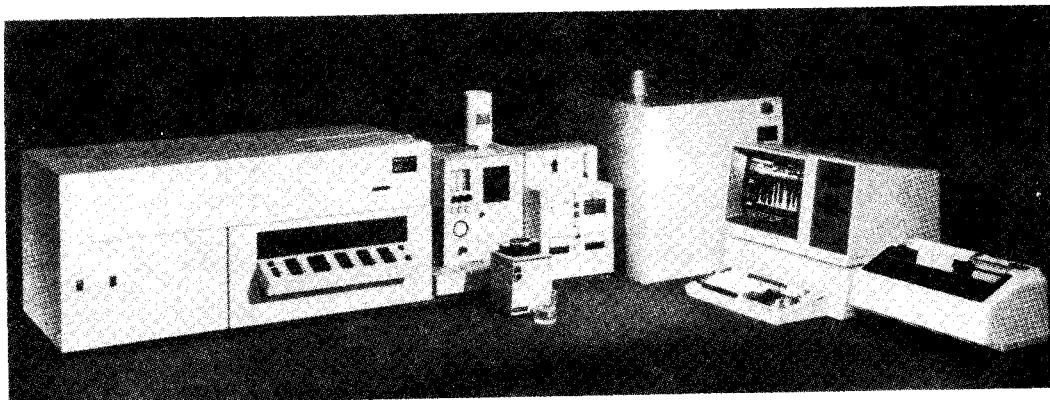
Obr. IV. 9.

Určení šířky spektrální čáry

$\Delta\lambda$ je šířka čáry (je to šířka profilu čáry v místě, kde $I = \frac{1}{2} I_{ik}$)

Pro určování profilu používáme obvykle spektrální přístroje s velkou rozlišovací schopností R (u hranolových spektrálních zařízení $R = 10^3$, u mřížek $10^4 - 10^5$, u interferometrů $10^5 - 10^6$).

Dovedeme-li určit intenzitu spektrální čáry, můžeme stanovit koncentraci daných atomů daného prvku ve výboji, viz str. 127, obr. IV.5
Do výboje se tyto atomy dostávají z materiálu elektrod, mezi nimiž hoří výboj, nebo jsou tam zaváděny např. z vodného roztoku materiálu, jež chceme analyzovat. Příslušné zařízení je na obr. IV.10.



Obr. IV. 10 Zařízení pro spektrální analýzu.

Zde 1. je induktivně vázaný výboj, do nějž je vháněn analyzovaný materiál v roz-
toku, 2. generátor induktivně vázaného výboje, 3. spektrální zařízení,
4. počítač, 5. zapisovač.

Z intenzit spektrálních čar je možné určit i teplotu ve výbojích, ve kte-
rých dochází k emisi spektrálních čar. Rozdělení elektronů na hladinách atomů
je funkcí teploty, pak $J_{ik} = f\left(e^{-\frac{E_i - E_n}{kT}}\right)$, protože rozdělení je Boltz-
manovské.

Teplota se určuje buď přímo ze vztahu pro J_{ik} nebo z poměru těchto inten-
zit pro dvě vlnové délky, tj.

$$\frac{J_{ik}}{J_{mn}} = f\left(e^{-\frac{E_i - E_n}{kT}}\right)$$

v druhém případě je třeba znát intenzitu pouze v poměrných hodnotách.

Šířka spektrální čáry může být rozšířena Dopplerovým jevem - protože září-
cí atomy se pohybují všemi směry, nedochází totiž k posunutí čáry (viz
Skripta I) ale rozšíření je úměrné teplotě. Podobně rozšíření
může být úměrné intenzitě (střední hodnotě u proměnného el. pole) el. pole,
jež je způsobeno okolními ionty nebo elektrony. Toto rozšíření je způsobeno
tedy koncentrací nabitých částic - proto z jeho velikosti můžeme určovat veli-
kost koncentrace nabitých částic.

01

Obdobně i v jiných případech: je-li spektrální čára ovlivněna nějakým jevem, lze z tohoto ovlivnění určit velikost jevu - např. magnetické pole způsobuje rozštěpení spektrálních čar, proto z velikosti tohoto rozštěpení lze usuzovat na velikost magnetického pole.

Intenzita vibračních a rotačních čar může být obecně vyjádřena též vztahem (IV.11a), jen vyjádření jednotlivých hodnot v něm je jiné. Proto z vibračních spekter se určuje teplota vibrační a z rotačního spektra teplota rotační. Celkově lze říci: Výskyt čar určitého atomu svědčí o přítomnosti tohoto atomu ve výboji.

Z intenzity čar určíme koncentraci tohoto prvku v materiálu, z kterého se dostal do výboje. Z intenzit čar a šířek čar pak můžeme určit příslušnou teplotu výboje nebo jiné veličiny, které intenzitu a šířku ovlivňují.

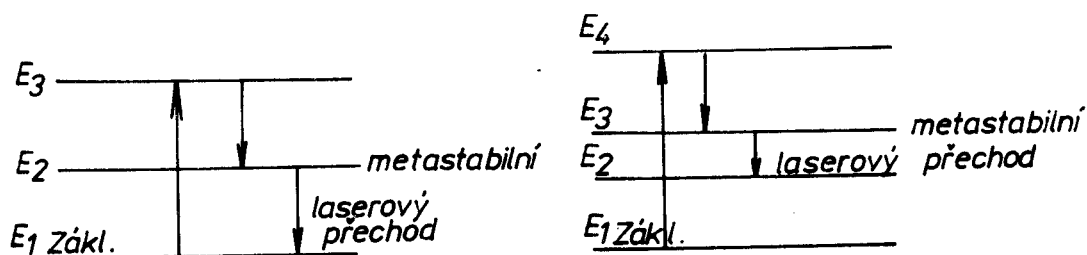
IV.2.4. Použití laseru ve spektroskopii, viz též str. 121.

Název laser je odvozen z anglického názvu: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Je to zařízení umožňující generaci koherentního elektromagnetického záření vynucenou emisí vlivem vnějšího elmg. pole v aktivním prostředí, které je umístěno v optickém rezonátoru.

První laser byl sestaven r. 1960, před tím byly známé jen lasery v oblasti radiovln (viz dále).

Aktivní prostředí může být např. plyn, pevné látky, kapaliny.

Princip činnosti laseru spočívá v dosažení inverzního obsazení energetických hladin. Rozdělení elektronů po energetických hladinách je dáno Boltzmannovským rozdělením (viz např. vztah IV.41a, kde $N_i = f(e^{-E_i/kT})$). Inverzního rozdělení se dosáhne čerpáním elektronů na určité hladiny. Lasery bývají často tříhladinové nebo čtyřhladinové, podle toho, jak probíhá čerpání a přechod z jednotlivých hladin, obr. IV. 11

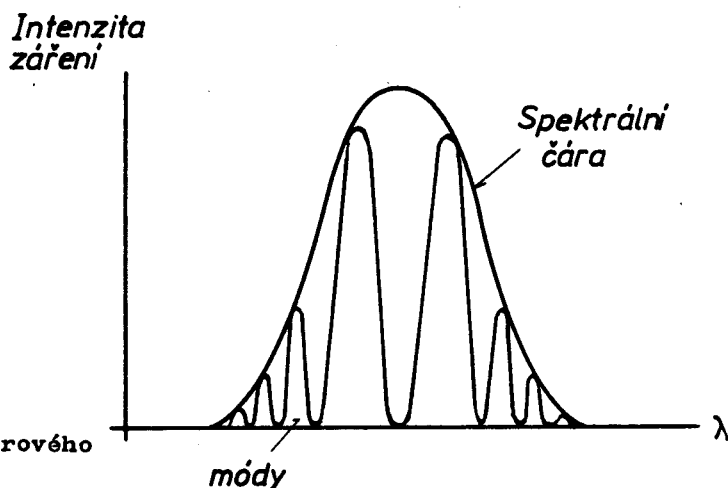


Vznik laserových přechodů

Obr. IV. 11

Tříhladinový je např. laser, jehož aktivní prostředí je rubín (Al_2O_3 s příměsí Cr^{3+}), čtyřhladinový je např. laser neodýmový Nd^{3+} . Lasery na bázi pevných látek pracují v pulzním režimu. Plynové lasery, jejich typickým představitelem je He-Ne laser, pracují zpravidla v režimu kontinuálním.

Optický rezonátor (Fabry-Perot) umožňuje vyvolání přechodů vynucené emise fotonem procházejícím v ose rezonátoru. Po odraze od zrcadel rezonátoru intenzita záření odpovídajících módů se zvětšuje (splnily podmínku vzniku stojatých vln v rezonátoru) - obr. IV. 12.

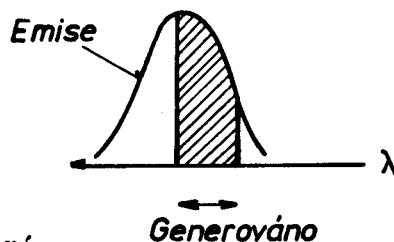


Obr. IV. 12

Intenzita laserového záření

Některé lasery mohou pracovat v jednomódovém režimu.

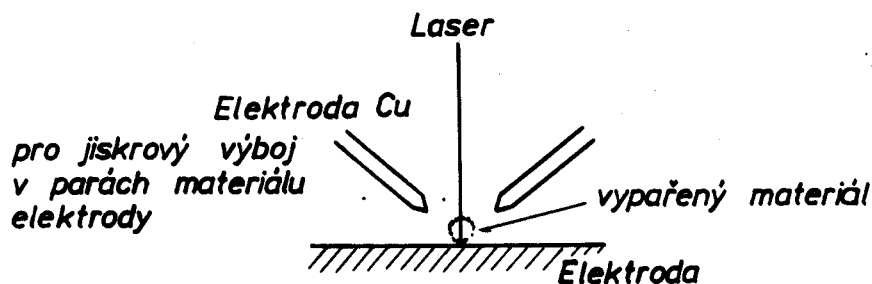
Použijeme-li laseru např. argonového nebo kryptonového k čerpání barvivových laserů (aktivní prostředí je organické barvivo - přechody nastávají mezi elektronovými hladinami molekuly), dostáváme spektrum záření posunutého proti čerpacímu záření k oblasti delších vlnových délek - obr. IV. 13



Obr. IV. 13 Generace záření

Tak vhodnou výměnou barviv je možnost ladění laseru v oblasti 400 - 960 nm; účinnost může být dosahována až desítek procent, výkon do 20 W. Charakteristiky některých laserů jsou uvedeny v tab. 1. Většina z uvedených laserů může pracovat i v jiných režimech - jejich charakteristiky jsou pak jiné.

Lasery ve spektroskopii mají rozsáhlé použití, např. jako zdroje monochromatického a koherentního záření v interferometrii, jako zdroje pro laserovou spektroskopii (k vypaření materiálu z elektrody, jejíž spektrální rozbor se provádí, viz obr. IV. 14), jako zdroje pro buzení spekter u kombinačního



Obr. IV. 14 Princip laserového zařízení používaného ve spektrální analýze

rozptylu, dále pro optickou diagnostiku plazmatu využívající šířek čar, pro kvantitativní velmi citlivou spektrální analýzu založenou na eliminaci vlivu Dopplerova jevu na šířku čáry. Laseru se využívá i při demonstracích z optiky na školách.

Tab. 1.

Lasery	Aktivní prostředí	Délka vlny nm	Režim	Výkon W	Rozbíhavost svazku mrad
Plynové	He-Ne	636	kontinuální	$(1-50)10^{-3}$	0,5-3
	CO ₂	10600	"	5-100	2-10
	HF	2600-3500	"	10 000	1
Kapalinové	neorganické	220-860	pulzní	10^4-10^6	2-4
	org. barviva	550-670	kontinuální	0,1-1	0,2
Polovodičové	CdS	490-690	pulzní	200 000	4-6
pevné látky	rubín	694	pulzní	10^4-10^6	10-40
	Nd sklo (YAG)	1058	pulzní	$10^8-5 \cdot 10^{10}$	0,5-1

IV.2.5. Spektroskopie v infračervené oblasti

Infračervené spektrum vzniká přechody v atomech i molekulách (mezi rotačními i vibračními stavy). Spektrum, stejně jako ve viditelném oboru, může být jak emisní tak i absorpční. Vzhledem k rozsahu viditelné oblasti spektra rozeznáváme v infračerveném spektru oblast blízkou (740-2500 nm), střední (2500-50000 nm) a dalekou (50000-200000 nm). Samozřejmě že s rozdílnou vlnovou délkou jsou rozdílné i optické vlastnosti látek, např. jejich propustnost, odrazivost, koeficient absorpce, index lomu.

Spektroskopie infračerveného záření je zdrojem informací o složení molekul, látek i energetických hladin atomů. Stejně jako ve viditelné oblasti a v oblasti infračervené je možné provádět spektrální analýzu látek.

Laserů v infračervené oblasti je používáno jak pro pozemské, tak i kosmické spojení.

Mezi nejmohutnější zdroje tohoto záření je možno počítat Slunce, u něhož 50% všeho záření spadá do infračervené oblasti

Stále větší význam má infračervené záření i ve vojenské technice (např. při letu raket a jejich navádění, při nočním vidění apod.).

IV.2.6. Radiová spektroskopie

Elektromagnetické vlny o délce vlny ($5 \cdot 10^{-5} - 10^{-10}$) m nazýváme radiové. Pro technické účely je rozdělujeme např. do těchto pásem:

vlny frekvence velmi nízké (VLF) s délkou vlny $(100-10) \cdot 10^3$ m	
nízké (LF)	$(10-1) \cdot 10^3$
střední (MF)	$10^3 - 10^2$
vysoké (HF)	$10^2 - 10^1$
velmi vysoké (VHF)	$10^1 - 1$
ultravysoké (UHF)	$1 - 10^{-1}$
zvlášť vysoké (SHF)	$(1-10) \cdot 10^{-2}$
krajně vysoké (EHF)	$(1-10) \cdot 10^{-3}$

V přírodě se setkáváme s radiovými zdroji ve všech vlnových rozsazích, např. Slunce, hvězdy, galaxie, metagalaxie. Zdrojem radiových vln jsou i procesy v atmosféře.

Sledováním radiového záření kosmických objektů se zabývá radioastronomie. Tak lze získávat nejen poznatky o vzdálených objektech, ale i o procesech odehrávajících se v ionosféře. Jedna z používaných metod je holografická. Byla použita při kosmických letech k Měsíci a Venuši.

Velký význam mají radiové vlny i v technice a vojenství.

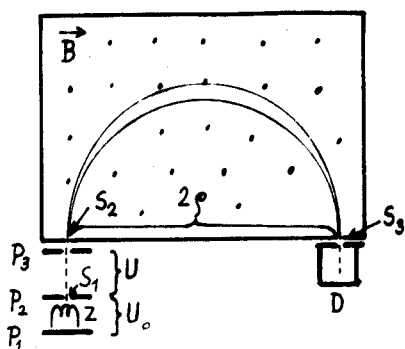
A
v
n
p
j
n

IV.3. Hmotnostní spektroskopie

Přírodní prvky tvoří zpravidla několik izotopů nuklidů, které se liší hmotnostním číslem A a tedy hmotností svých atomových jader. Hmotnost chemického prvku je střední hmotností přírodní směsi nuklidů.

Určování klidových hmotností jednotlivých izotopů je zpravidla založeno na pohybu ionizovaných atomů v elektromagnetickém poli. Jak ale vyplývá z elektrodynamiky, lze z pohybu nabitě částice v magnetickém poli určit pouze impuls $m_1 \cdot \vec{v}$, v elektrickém poli změnu kinetické energie $m_1 \cdot v^2/2$. Pro určení hmotnosti m_1 částice se známým nábojem $q_1 = z_1 \cdot e$ je proto nutno využívat současně oba typy polí tak, aby bylo možno vybrat částice s určitou rychlostí \vec{v} . V praxi částice, vytvářené zpravidla v ionizujícím záření (iontový zdroj), procházejí nejprve v elektrickém poli potenciálním rozdílem U , kde získají známou kinetickou energii $T = q_1 \cdot U$, nebo procházejí vhodnou kombinací elektrického a magnetického pole, která propustí pouze částice s určitou rychlostí (filtr rychlostí). Vlastní analýza je zpravidla prováděna v příčném magnetickém poli s indukcí $\vec{B} \perp \vec{v}$.

Příklad moderního hmotnostního spektrometru podle návrhu Blackniho je na obr. IV.15.



Obr. IV.15 Schéma Blackniho hmotnostního spektrometru

Částice, ionizované atomy z iontového zdroje Z jsou extrahovány slabým elektrickým polem U_0 a štěrbinou S_1 zavedeny do prostoru mezi deskami P_2 a P_3 , na nichž je elektrický potenciál $U \gg U_0$. Po urychlení na energii $T = q \cdot U$ vstupují částice štěrbinou S_2 do příčného homogenního magnetického pole s indukcí \vec{B} kolmou na směr jejich pohybu (magnetický analyzátor), kde jsou magnetickým polem zakřivovány a pohybují se po kružnicích o poloměru

$$\rho = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} = \frac{(2mU)^{1/2}}{B \cdot q^{1/2}} \quad (\text{IV.12})$$

Analyzované částice procházejí štěrbinou S_3 do detektoru, kde jsou registrovány, popřípadě sbírány na vhodnou podložku (zařízení pak pracuje jako hmotnostní separátor). Vzdálenost mezi štěrbinami S_2 a S_3 je konstantní a určuje poloměr drah registrovaných částic. Protože tedy poloměr i indukce pole B jsou parametry přístroje, platí pro hmotnost částic s nábojem q , které štěrbinou S_3 projdou, vztah

$$m \cdot U = \frac{q \cdot \rho^2 \cdot B^2}{2} = K \quad (\text{IV.13})$$

Bude tedy hmotnost částic, dopadajících do detektoru, jednoznačně určena urychlujícím napětím U .

Byly postaveny také varianty Blackniho spektrometru, kde U je konstantní a registruje se intenzita dopadajících iontů v závislosti na poloměru ρ . Výhodou varianty je možnost registrace iontu např. na fotografické emulze, případně současně připravovat různé separované izotopy.

Kromě Blackniho typu byla ve světě postavena celá řada variant hmotnostních spektrometrů (např. klasický Astonův, moderní Bainbridgeův aj.), které principiálně umožňují provádět analýzu ve velmi širokém rozsahu hmotností atomů. V praxi se však zpravidla měří současně nuklidy s blízkými hmotnostmi a hmotnosti neznámých nuklidů se srovnávají se známými. Tento postup umožňuje výrazně zvýšit přesnost stanovení hmotnosti a řadí tak hmotnostní spektroskopii mezi nejpřesnější experimentální metody. Současné hmotnostní spektrometry umožňují určovat hmotnosti všech atomů s přesností lepší než 10^{-3} u.

Hmotnost atomů (přesněji atomových jader) lze také určovat z energetické bilance jaderných reakcí (odst. VI.2). Známe-li hmotnost tří ze čtyř částic v reakci $X(a,b)Y$, lze změřením energie reakce Q určit hmotnost zbývajících jader. Např. hmotnost jádra Y lze určit ze vztahu

$$m_Y = m_X + m_a - m_b - \frac{Q}{c^2} \quad (\text{IV.14})$$

Měříme-li hmotnosti v atomových hmotnostních jednotkách u , Q v MeV a užitíme-li vztahu $u \cdot c^2 = 93,1494 \text{ MeV}$, dostáváme hmotnost m_Y rovněž v u . Přesnost určení hmotnosti je aspoň srovnatelná s přesností hmotnostních spektrometrů.

IV.4. Interakce jaderného záření s prostředím

Za jaderné záření považujeme záření, které vzniká při jaderných procesech (jaderná reakce, radioaktivní rozpad), nebo představuje proud jaderných částic (elektrony, jádra atomů, elementární částice, fotony). Můžeme je rozdělit na dvě hlavní skupiny:

a) γ - záření, které tvoří proud fotonů - kvant elektromagnetického záření. Energie fotonů je rovna $E = \hbar \omega$, kde ω je kruhová frekvence záření. γ - záření zpravidla nazýváme záření, vznikající při jaderných procesech při interakci jaderných částic mezi sebou, na rozdíl od záření optického a β - záření rentgenovského, které vzniká při přechodech elektronů v obalu atomů. Fotony s malou energií ($\hbar \omega \lesssim 100$ keV) mohou patřit k oběma typům záření, záření s energiemi $h \nu > 100$ keV je vždy záření gama. Je podstatné, že interakce γ - záření s okolím je ryze elektromagnetické povahy, samo záření však nemá elektrický náboj.

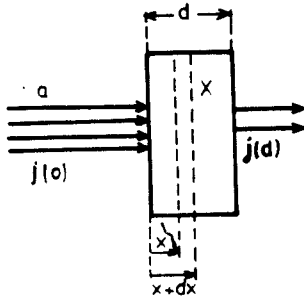
b) Korpuskulární záření, představující proud jaderných částic obecně s nenulovou klidovou hmotností m_i . (Pokud není výslovně stanoveno jinak, značí v odst. IV.4 až IV.6 m_i klidovou hmotnost částice i). Energie záření je dána obecně relativistickým vztahem $E = (p^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}$, který pro malé kinetické energie přechází na klasický vztah $E = m_0 c^2 + p^2 / (2m_i)$. Korpuskulární záření lze rozdělit do dvou skupin:

- b1) nabitě částice - jaderné částice, které odnášejí kladný nebo záporný elektrický náboj. Patří sem např. e^+ , e^- , p , α - částice, ionizované atomy ("těžké ionty"), nabitě elementární částice μ^\pm , π^\pm , Σ^- a další.
- b2) nenabitě částice - sem patří především neutron, ale též řada elementárních částic - ν_e , ν_μ , π^0 , Σ^0 , Λ^0 ad.

Postupně probereme interakci jaderného záření s prostředím, způsob získávání jaderného záření (odst. IV.5) a metody jeho registrace a měření jeho energie (odst. IV.6).

IV.4.1. Absorpce jaderného záření

Při průchodu jaderného záření látkou dochází k interakci mezi jednotlivými částicemi nebo fotony (dále jen souhrnně "částicemi") a okolními atomy. Částice mohou interagovat s vnější oblastí atomů (atomový obal) nebo s atomovým jádrem. Při interakci budou částice obecně měnit svoji energii (pružný a nepružný rozptyl), mohou být absorbovány s případným vytvořením jiného záření (např. jaderné reakce) nebo mohou vytvářet nové částice na úkor své kinetické energie (zejména při interakcích při vysokých energiích - např. vznik brzdného záření, mezonů apod.) Při interakci dochází obecně ke změně směru dopadajících částic nebo k jejich zániku, což vede k zeslabení jejich primárního toku v daném směru.



Obr. IV.16 Absorpce záření

Na obr. IV.16 je znázorněn paralelní svazek částic o intenzitě $j(0)$ dopadající na vzorek tvořený atomy X, jehož tloušťka je d . Částice rozptýlené nebo pohlcené ve vzorku povedou k zeslabení primárního svazku. Ve vrstvě od x do $x+dx$ vypadne ze svazku $dj(x)$ částic. Pokud $dj(x) \ll j(x)$, bude zřejmě úbytek úměrný $j(x)$ a počtu atomů $N_X \cdot dx$ ve vrstvě vzorku $dj(x) = -\sigma \cdot j(x) \cdot N_X \cdot dx$

$$(IV.15)$$

kde N_X je počet atomů v objemové jednotce vzorku (absorbátoru) a σ je celkový atomární účinný průřez interakce. Pro intenzitu $j(d)$ rovnoběžného svazku záření po průchodu absorbátorem o tloušťce d dostaneme integrací (IV.15) známý absorpční vztah

$$j(d) = j(0) \cdot \exp(-d) = j(0) \cdot \exp(-\Sigma d)$$

$$(IV.16)$$

$\Sigma = N_X \cdot \sigma$ je tzv. "makroskopický účinný průřez" správněji označovaný jako lineární koeficient zeslabení \mathcal{N} . ($[\Sigma] = [\mathcal{N}] = m^{-1}$).

Absorpční zákon (IV.16) pro rovnoběžný svazek platí bez ohledu na konkrétní druh záření, je však důležité, že σ a tedy i Σ závisí obecně na energii záření. Proto jestliže při průchodu absorbátorem dochází k podstatné změně energie záření, je nutno vztah (IV.16) odpovídajícím způsobem modifikovat. Na použitelnost vztahu (IV.16) má také podstatný vliv nedostatečná kolimace svazku záření a mnohonásobný rozptyl v absorbátoru.

IV.4.2. Průchod neutronů prostředím

V tomto odstavci budeme uvažovat průchod neutronů prostředím, stejnými zákony jako neutrony se však řídí i ostatní nenabitě elementární částice.

Při průchodu neutronů prostředím je podstatné, že neutrony interagují pouze s jádry atomů prostředí. Neutrony jsou jádru absorbovány, nebo pružně rozptylovány (viz odst. VI.2). Průchod kolimovaného svazku neutronů je proto možno velmi dobře popsat vztahem (IV.16), je však často nutno uvažovat závislost účinného průřezu na energii neutronů. Tato závislost může být velmi výrazná, zejména pro nižší energie $T \lesssim 0,5$ MeV, kdy se účinný průřez pro blízké energie mění často až o několik řádů - dochází k rezonancím. Typická ukázka rezonančního průběhu účinného průřezu pro interakci $n + {}^{232}\text{Th}$ je na obr. VI.4 v odst. VI.2. Pro vyšší energie ($T \gtrsim 0,5$ MeV) je závislost na energii zpravidla malá, přičemž účinný průřez je obvykle malý ($< 10^{-27} \text{ m}^2$) a tedy absorpce rychlých neutronů je obvykle velmi slabá, k zeslabení kolimovaného svazku v poměru $j(d)/j(0) = e^{-1}$ dochází zpravidla pro $d \gtrsim 20$ cm. To je nutno brát v úvahu zejména při zajištění bezpečnosti práce s neutrony (stínění). Při průchodu širokého svazku neutronů prostředím situaci absorpce výrazně ovlivňuje mnohonásobný pružný rozptyl neutronů na jádrech atomů prostředí.

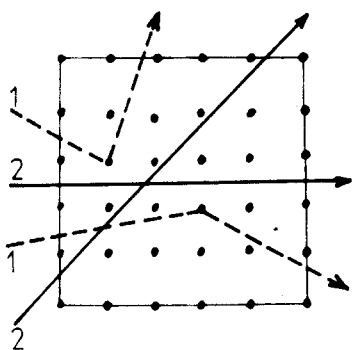
IV.4.3. Průchod nabitých částic prostředím

Při průchodu nabitých částic (e^- , e^+ , p , α , těžké ionty, nabité elementární částice) prostředím dochází především k elektromagnetické interakci mezi částicí a atomárními elektrony nebo jádry, principiálně však mohou na částici působit i jiné než elektromagnetické síly (např. jaderné síly - viz odst. V.3). Všechny tyto síly však zpravidla průchod nabitých částic výrazněji neovlivňuje, proto zde z řady procesů probereme pouze ty, které jsou pro průchod prostředím nejpodstatnější.

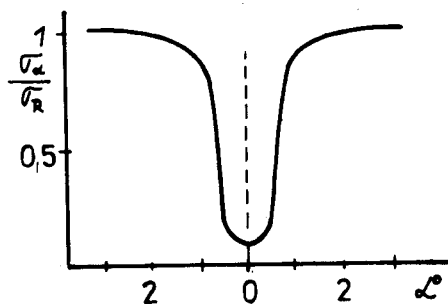
IV.4.3.1. Pružný rozptyl těžkých nabitých částic jádry

Při interakci těžkých nabitých částic (p , α , těžké ionty) s jádry při energiích nepřesahujících cca 10 - 20 MeV je prakticky jediným procesem pružný rozptyl částic coulombovským polem jádra. Proces je Rutherfordův rozptyl, popsáný v odst. II.1, a účinný průřez je dán Rutherfordovým vztahem. Velmi podstatným procesem je značná pravděpodobnost rozptylu na velké úhly. Při vyšších energiích může při interakci těžkých částic s jádry docházet k jaderným reakcím (viz odst. VI.2) i v tomto případě však zůstává dominujícím procesem elastický rozptyl, v němž Rutherfordův rozptyl hraje nadále podstatnou roli.

Ke speciální situaci může docházet při průchodu těžkých nabitých částic krystaly, v nichž jsou atomy a tedy i jádra výrazně uspořádány. Schematicky je situace znázorněna na obr. IV.17.



Obr. IV.17 Kanálování nabitých částic v krystalech



Obr. IV.18 Příklad průběhu účinného průřezu při kanálování

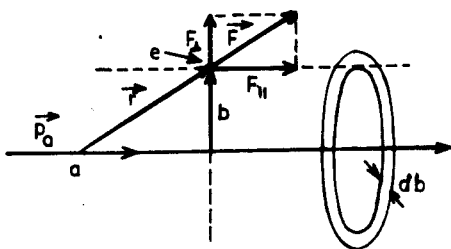
Body označují polohy atomových jader v krystalové mříži. Dopadají-li na krystal svazek částic v libovolném směru, dochází obecně k Rutherfordovu rozptylu s velkým účinným průřezem σ_R (na obr. IV.17 částice označené 1). Dopadají-li však částice na krystal rovnoběžně s některou hlavní rovinou krystalu (na obr. částice označené 2), je pravděpodobnost jejich interakce s jádry velmi malá. Navíc elektrické pole v krystalech má tendenci držet částici trvale mezi jednotlivými rovinami, což pravděpodobnost interakce ještě snižuje. Proces je znám pod názvem "kanálování" a našel velmi široké uplatnění zejména při studiu krystalických látek, kde patří v současné době k nejefektivnějším metodám. Příklad závislosti účinného průřezu na úhlu α mezi některou hlavní rovinou krystalu a směrem dopadu částice a je na obr. IV.18.

IV.4.3.2. Ionizace atomů

Při průchodu prostředím interagují nabitě částice s atomy prostředí a přecházejí svoji energii elektronům, které uvolňují z atomů - dochází k ionizaci. Pro dostatečně energetické částice ($T \gtrsim 1 \text{ MeV}$) lze elektrony v atomu považovat za slabě vázané (kvazivolné) a ionizaci lze přibližně interpretovat jako coulombovský rozptyl částice na volných elektronech. Je zřejmé, že proces bude záviset na hmotnosti nalétávající částice, a je proto nutno uvažovat odděleně ionizaci elektrony a těžkými částicemi (p, α ap.).

a) Ionizace těžkými částicemi:

Z kinematiky pružného rozptylu vyplývá, že pokud pro klidové hmotnosti platí $m \gg m_e$, bude částice a rozptylována elektrony na velmi malé úhly ($\langle \theta \rangle \lesssim 0,02^\circ$ - viz kap. II. Průlet částice prostředím s vysokou hustotou elektronů lze pak charakterizovat střední energií ($-dT/dx$), kterou částice



předá na jednotkové dráze elektronům. Ukážeme zde jednoduchý způsob odhadu této energie, odpovídající předpokladu o rozptylu částice na volném elektronu (viz schéma na obr. IV.19).

Obr. IV.19 Schéma ionizace těžkou nabitou částicí

Dále budeme předpokládat, že pro rychlost elektronu v_e před i po srážce platí $v_e \ll v$, kde v je rychlost částice.

Pokud energie ΔT předaná elektronu je $\Delta T \ll m_e c^2$, ztratí částice při průletu ve vzdálenosti b od elektronu energii

$$\Delta T(b) = \frac{p_e^2}{2m_e}$$

kde p_e je impuls předaný elektronu za dobu interakce

$$\vec{p}_e = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F} dt = \int_{-\infty}^{\infty} (F_{\perp} + F_{\parallel}) dt = F_{\perp} \Delta t = p_{e\perp}$$

(vzhledem k předpokladu $v_e \ll v$ je F_{\parallel} symetrická vzhledem k $t = 0$, kde $t = 0$ odpovídá $r = b$ - viz obr. IV.19 a integrál složky F_{\parallel} je roven 0). Δt je doba průletu částice v dostatečné blízkosti elektronu (doba působení síly F). Protože $F_{\perp} \sim b^{-2}$, lze přibližně uvažovat $\Delta t \approx 2b/v$ a $F_{\perp} \approx (ze^2/b^2 4\pi\epsilon_0)$ kde z je náboj částice v jednotkách e . Impuls p_e je pak roven

$$p_e \approx p_{e\perp} \approx \frac{2ze^2}{4\pi\epsilon_0 bv}$$

a tedy předaná energie bude

$$\Delta T(b) \approx \frac{p_{e\perp}^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e b^2 v^2} \quad (\text{IV.17})$$

kde

Uvažujeme, že v objemové jednotce látky je n elektronů. Střední energie, předaná částicí při průletu jednotkové dráhy elektronům, které se nacházejí ve válcové vrstvě o poloměru od b do $b+db$ (viz obr. IV.19), bude

$$-\frac{dT(b)}{dx} = \frac{2z^2 e^4 \cdot n}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} 2\pi b db = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \cdot \frac{db}{b} \quad (\text{IV.18})$$

Integrací přes b dostaneme energii předanou částicí všem elektronům podél jednotkové dráhy, která bude

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (\text{IV.19})$$

kde b_{\min} a b_{\max} určují hranice oblasti, ve které jsou splněny předpoklady našeho přiblížení.

Přesné určení hranic b_{\min} a b_{\max} je dosti složité. Uvážíme-li však, že podle (4) je ztráta energie částice na jednotce dráhy úměrná ($1/b$), lze logaritmus přepsat

$$\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \ln \frac{(\Delta T)_{b_{\min}}}{(\Delta T)_{b_{\max}}} = \ln \frac{(\Delta T)_{\max}}{(\Delta T)_{\min}} \quad (\text{IV.20})$$

kde $(\Delta T)_{\max}$ a $(\Delta T)_{\min}$ je maximální a minimální předaná energie, přípustná pro naše předpoklady. Protože $m \gg m_e$, je maximální energie, předaná elektronu, rovná $(\Delta T)_{\max} = 2m_e v^2$ (při přímém rázu). Minimální energie, kterou částice ztratí, musí být dostatečná k uvolnění elektronu z atomu a tedy $\Delta T > I_1$, kde I_1 je ionizační energie elektronu na i -té slupce. Pro naše odhady je dostatečným použít střední hodnotu $\langle I \rangle$. Vztah (IV.19) lze potom přepsat ve tvaru

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \cdot \ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \quad (\text{IV.21})$$

který plně vyhovuje pro řadu praktických výpočtů, použijeme-li pro $\langle I \rangle$ experimentální střední ionizační potenciál I

$$I = 12,5 \cdot Z \text{ eV} \quad (\text{IV.22})$$

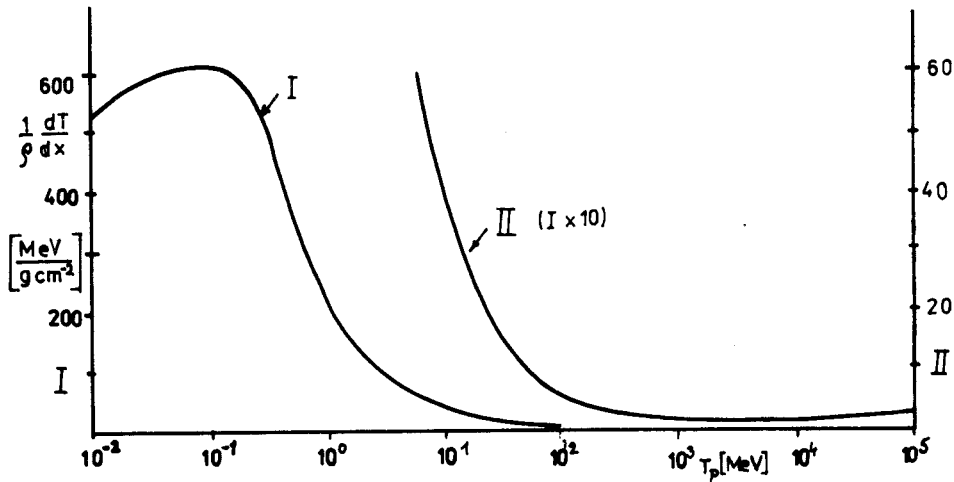
kde Z je nábojové (atomové) číslo atomů prostředí.

Přesnější výpočty s uvažováním kvantových a relativistických efektů vedou ke vztahu (Bethe, Bloch)

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right) = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \ln(1-\beta^2) + \mathcal{J} - U \right] \quad (\text{IV.23})$$

kde $\beta = v/c$ a \mathcal{J} a U jsou materiálové korekce.

Závislost ionizačních ztrát těžkých částic na energii je na obr. IV. 20. Čárkovaný průběh v oblasti velmi nízkých energií souvisí s rekombinací, která vede ke snižování náboje ionizující částice a tím ke snížení ionizace.



Obr. IV. 20. Průběh ionizačních ztrát protonů ve vzduchu

b) Ionizace elektrony

Při ionizaci elektrony je nutno uvažovat některé podstatné rozdíly oproti těžkým částicím. Především $m = m_e$. Proto i pro $T \gg I$ bude dopadající elektron rozptylován na velké úhly a předávaná energie může nabývat hodnot od 0 do T . Dále, vzhledem k vlastnostem identických částic, nemůžeme po procesu oba elektrony navzájem odlišit, a proto je za rozptýlený elektron považován elektron s větší energií. Předaná energie je tedy $\Delta T \leq T/2$, odpovídající střední předaná energie je $\langle \Delta T \rangle = T/4$. Konečně, zpravidla $T \gg m_e c^2$, a proto je nutno kinetickou energii uvažovat relativisticky, $T = (m_e^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2} - m_e c^2$

Výpočet ionizačních ztrát elektronů je nutno provádět přesně a byl pro ně odvozen vztah obdobný (IV. 23)

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e^4 n}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \left\{ \ln \frac{m_e v^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2 [2(1-\beta^2)^{1/2} - 1 - \beta^2] + \right. \\ \left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} [1 - (1-\beta^2)]^2 - 5 \right\} \quad (IV. 24)$$

Při vyšších energiích elektronů jsou ionizační ztráty převýšeny ztrátami energie na brzdné záření (viz dále).

IV.4.3.3. Brzdné záření

Procházejí-li nabité částice prostředím, jsou zakřivovány v coulombovském poli elektronů a zejména jader atomů prostředí. Podle zákonů elektrodynamiky však takové částice vysílají brzdné záření, tj. elektromagnetické záření s energií $h\nu$, kde $0 \leq h\nu \leq T$ (T je relativistická kinetická energie částice). Vyzářená energie ΔT je úměrná $(\ddot{\vec{r}})^2 = (\ddot{\vec{F}}/m)^2$ a protože coulombovská síla závisí jen na náboji interagujících částic, bude při dané energii T pro částice se stejným nábojem platit rovnice $\Delta T \sim m^{-2}$. Je-li N_X počet atomů v objemové jednotce prostředí, lze střední energii, kterou částice ztratí při průchodu jednotkové dráhy, zapsat ve tvaru

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{BZ}} \sim \frac{N_X}{m^2} \quad (\text{IV. 25})$$

Odtud je zřejmé, že brzdné ztráty těžkých částic budou při dané energii T velmi malé ve srovnání se ztrátami elektronů. Proto budeme dále uvažovat pouze brzdné záření elektronů.

Známe-li rozdělovací funkci $\phi(T, h\nu)$ popisující spektrum emitovaných fotonů, dostaneme absolutní hodnotu brzdných ztrát energie prosčítáním přes všechny frekvence ν , tedy

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{BZ}} = N_X \int_0^T (h\nu \cdot \phi(T, h\nu)) d\nu \quad (\text{IV. 26})$$

Rozdělovací funkce $\phi(T, h\nu)$ je obecně velmi složitá, ukazuje se však, že přibližně platí vztah $\phi(T, h\nu) \sim (\nu)^{-1}$ a tedy lze (IV.26) přepsat ve tvaru

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{BZ}} = N_X \cdot T \cdot \sigma_{\text{rad}} \quad (\text{IV. 27})$$

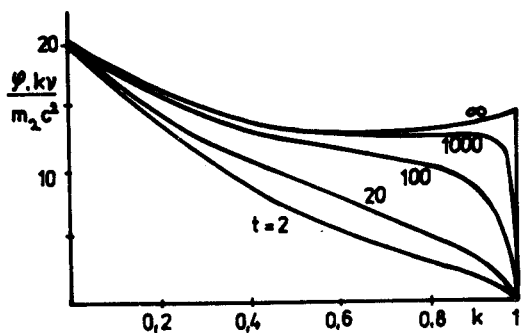
kde σ_{rad} je průměrný radiační účinný průřez v celém intervalu $0 \leq h \leq T$. Integrací (IV.27) dostaneme přibližný vztah pro energii, kterou má elektron po průchodu vrstvou d

$$T(d) = T(0) \cdot \exp\left(-\frac{d}{X_0}\right) \quad (\text{IV. 28})$$

kde tzv. radiační délka X_0 je vrstva, na niž poklesne energie částice na $T(0)/e$ a tedy $X_0 = (N_X \cdot \sigma_{\text{rad}})^{-1}$

Protože funkce $\phi(T, h\nu)$ závisí na okamžité energii elektronu T , bude pro konečné prostředí výsledné spektrum brzdného záření $\psi(h\nu)$ záviset na tloušťce d . Pro $d < X_0$ lze spektrum vztáhnout k počáteční energii $T(0)$ a tedy $\psi(h\nu) = \psi(T(0), h\nu)$.

Na obr. IV.21 je uvedena spektrální hustota energie $\varphi(T(0), h\nu) \cdot h\nu$ v jednotkách $m_e c^2$ jako funkce $k = h\nu / T(0)$ pro různé hodnoty $t = T(0)/(m_e c^2)$



Lze ukázat, že $\sigma_{\text{rad}} \sim Z^2$, kde Z je náboj jader atomů prostředí. Ze vztahu (IV.27) a (IV.24) lze potom určit poměr ionizačních a brzdňoch ztrát elektronu při dané energii T . Je-li T v MeV, platí

$$\frac{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{BZ}}}{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{ion}}} \doteq \frac{TZ}{1600m_e c^2} \doteq \frac{T \cdot Z}{800}$$

(IV.29)

Obr. IV.21 Spektrum brzdňého záření pro různé energie $T(0)$

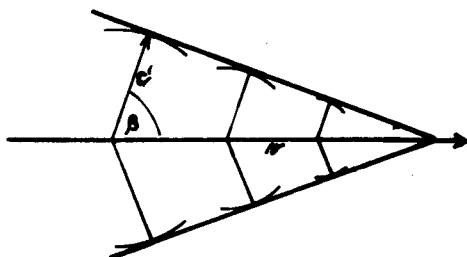
Procházi-li tedy prostředím elektrony s energií $T > 800 \cdot Z^{-1}$ MeV, jsou brzdňé ztráty dominujícím procesem (např. pro $Z = 82$ - olovo - je to již při $T \doteq 10$ MeV). Pro ostatní nabitě částice vzhledem k (IV.25) hrají brzdňé ztráty nepodstatnou roli a dominují ionizační ztráty.

IV.4.3.4. Čerenkovovo záření

Speciální situace nastává, procházi-li rychlá nabitá částice s nábojem optickým prostředím s indexem lomu $n > 1$. Protože rychlost světla v prostředí je $c' = c/n$, docházi pro $v = \beta \cdot c > c'$ k emisi elektromagnetického záření i v případě, že částice není brzděna coulombickým polem atomů prostředí. Záření je výrazně směrováno a šíří se ve směru \vec{k} , svírajícím se směrem rychlosti částice úhel θ , daný vztahem

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (\text{IV.30})$$

Schéma vzniku záření, nazývaného podle jednoho z objevitelů Čerenkovovým, je na obr. IV.22.



Obr. IV.22 Vznik Čerenkovova záření

Z
s
t

č
h
ob
nu

Vlnová délka záření odpovídá zpravidla viditelné oblasti spektra. Pro energetické ztráty částice v důsledku Čerenkovova záření lze odvodit vztah

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{cz} = \int N(\nu) \cdot h \cdot \nu \cdot d\nu = \frac{1}{8\pi\epsilon_0^2} \cdot \frac{(ze)^2}{\hbar c^2} \cdot \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu \quad (\text{IV. 31})$$

IV.4.3.5. Průchod pozitronů prostředím

Při průchodu pozitronů prostředím dochází kromě ionizace a brzděného záření ke speciálnímu procesu - anihilaci pozitronu a elektronu. Pozitron interaguje se svou antičásticí - elektronem a při jejich zániku vzniknou dvě kvanta gama s celkovou energií $h\nu_1 + h\nu_2 = 2m_e c^2 + T = 1,02 \text{ MeV} + T$, kde T je vzájemná kinetická energie elektronu a pozitronu. Pravděpodobnost anihilace během letu pozitronu je však malá a její příspěvek ke ztrátám intenzity pozitronů je zanedbatelný. Převážná část pozitronů proto anihiluje po zastavení, tj. při $T = 0$. Obě γ -kvanta mají pak stejnou energii $h\nu = 0,51 \text{ MeV}$. Vzniká tedy při průchodu pozitronů prostředím γ -záření i v oblasti, kde je vznik brzděného záření zcela zanedbatelný.

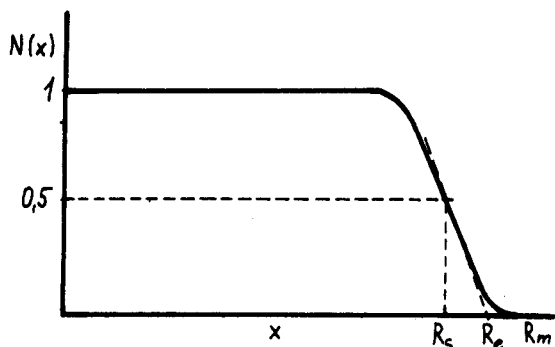
IV.4.3.6. Dosah nabitých částic v prostředí

Jak vyplývá z předcházejících odstavců. lze průchod nabitých částic prostředím charakterizovat střední energetickou ztrátou $(-dT/dx)$. Částice jsou postupně zpomalovány a v dostatečně objemném prostředí se nakonec zastaví. Celková dráha S , kterou částice s počáteční energií T_0 proletí, je dána vztahem

$$S = \int_0^{T_0} dx = \int_0^{T_0} \frac{dT}{\left(-\frac{dT}{dx}\right)} = S\left[T_0; \left(-\frac{dT}{dx}\right)\right] \quad (\text{IV. 32})$$

Z předcházejících odstavců vyplývá, že S závisí na vlastnostech částice i prostředí. Formálně lze tedy psát $S = S(T_0, Z, z, m, I)$. Pro optické prostředí je S též funkcí indexu lomu n .

Protože těžké částice ztrácejí energii především na ionizaci, při níž se částice pohybuje prakticky přímočaře, bude pro tyto částice představovat S hloubku, do které částice pronikne - mluvíme o dosahu částic v prostředí, obvykle se značí R . Vzhledem ke statistickému charakteru ionizačních ztrát je nutno dosah uvažovat jako střední hloubku průniku částice. Na obr. IV.23 je



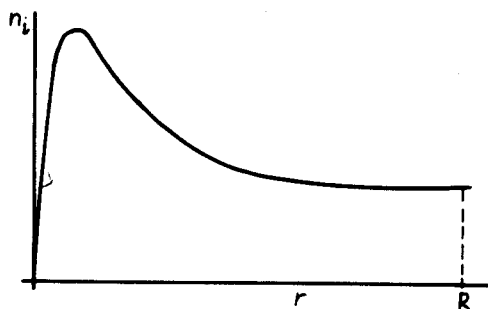
závislost intenzity těžkých částic, (poměr $j(x)/(j(0))$), na hloubce x od povrchu absorbátoru spolu s různými definicemi doběhu R .

Z IV 32 vyplývá, že pro dané částice a prostředí je dosah jednoznačnou funkcí počáteční energie T_0 . Je proto možno zpětně ze známého dosahu R určit počáteční energii částic.

Obr. IV.23 Doběh těžkých částic.

R_s - střední doběh, R_e - extrapolovaný doběh, R_m - maximální doběh

Pro těžké částice lze určit střední počet párů iontů n_i na jednotkové dráze jako funkci tzv. zbytkového dosahu $r = R - x$. Závislost je známa jako Braggova křivka. Její typický průběh je na obr. IV.24



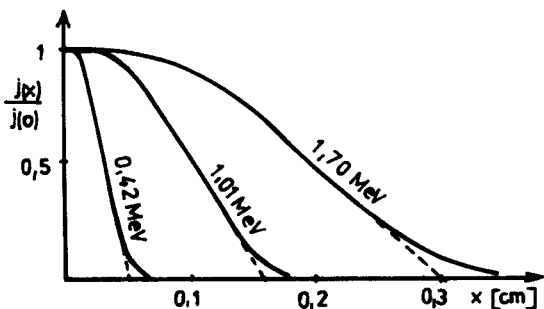
Obr. IV.24 Braggova křivka

Na rozdíl od obr. IV.20, kde jsou vyneseny ionizační ztráty jako funkce energie, odpovídá Braggova křivka určité počáteční energii T_0

Pohyb elektronů v prostředí je obecně složitý, a proto se dráha S , kterou elektron proletí, liší od hloubky, do níž elektron pronikne. Pro průchod kolimovaného svazku elektronů lze přibližně použít exponenciální závislost

$$j(x) = j(0) \cdot \exp(-\mu d) \quad (\text{IV.33})$$

kde μ je lineární koeficient zeslabení, který však je dosti silně závislý jak na energii elektronů tak na jejich spektru.



Obr. IV.25 Absorpce elektronů

Na obr. IV.25 je ukázka průběhu experimentálních absorpčních křivek pro monoenergetické elektrony o různé počáteční energii. Čárkovane je vyznačen extrapolovaný dosah.

IV.4.4. Interakce záření gama s prostředím

Při průchodu záření gama dochází v látce k řadě procesů, z nichž však hrají podstatnou roli pouze fotoefekt, rozptyl na elektronech (Comptonův efekt) a tvoření párů v poli jádra. Ostatní procesy včetně fotojaderných reakcí (viz odst. VI.2) ovlivňují průchod γ -záření prostředím jen velmi slabě, a proto se jimi nebudeme zabývat.

IV.4.4.1. Fotoefekt

Při fotoefektu předává foton γ -záření celou svou energii $E_\gamma = h\nu$ atomu a sám zaniká. Z atomu je přitom uvolněn elektron, který odnáší kinetickou energii T

$$T = h\nu - I_1 \quad (\text{IV. 34})$$

kde I_1 je ionizační potenciál i -tého stavu atomu, v němž se elektron nacházel. Fotoefekt na i -té slupce může tedy probíhat pouze pro $E_\gamma = h\nu > I_1$. Fotoefekt nemůže probíhat na volných elektronech, jak lze jednoduchým způsobem ukázat ze zákona zachování energie a impulzu.

Účinný průřez fotoefektu rychle roste se vzrůstem atomového čísla Z prostředí ($\sigma_f \sim Z^5$) a silně závisí na energii E_γ , tato závislost se však s energií mění. Účinný průřez závisí také na slupce, z níž je elektron uvolněn, poměr pro slupky K, L a M je přibližně roven 20:5:1. Celkový účinný průřez pro K-slupku, připadající na jeden atom (atomární účinný průřez) je roven

$$\sigma_{fK} = \psi_0 \cdot 4 \cdot (2)^{1/2} \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot k^{-7/2} \quad m_0^2 \geq E_\gamma \gg I_K \quad (\text{IV. 35})$$

$$\sigma_{fK} = \psi_0 \cdot \frac{3}{2} \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot k^{-1} \quad E \gg m_0^2 \quad (\text{IV. 36})$$

kde $\alpha = e^2 / (\hbar c) = 1/137$ je konstanta jemné struktury, ψ_0 je účinný průřez Thomsonova rozptylu (IV.37) a $k = (E_\gamma) / (m_0 c^2)$. Pro $E_\gamma < I_K$ je účinný průřez shodný s účinným průřezem pro absorpci rentgenova záření s typickými absorpčními hranami (viz odst. III.3).

V praxi se častěji používá lineární koeficient zeslabení pro fotoefekt $\mu_f = N_X \cdot \sigma_f$ (viz vztah (IV.16)). Jeho závislost na k pro olovo je ukázána na obr. 27.

IV.4.4.2. Comptonův efekt

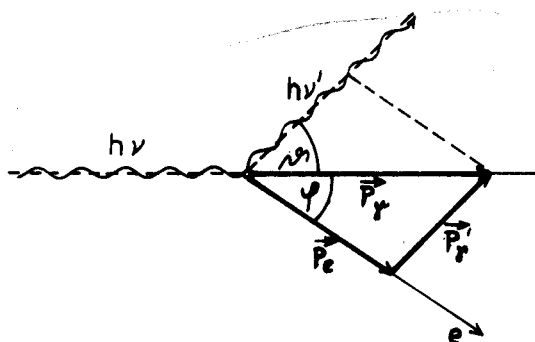
Záření gama o velmi malé energii ($h\nu \ll I_1$) je rozptylováno na vázaných elektronech, přičemž se energie elektromagnetického záření nemění (elektron koná "vynucené kmity" s frekvencí ν). Proces je znám jako Thomsonův rozptyl s účinným průřezem ψ_0

$$\psi_0 = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_0 c^2} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 0,66 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (\text{IV.37})$$

kde $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ je klasický poloměr elektronu.

Pro energie $E_\gamma \gg I$ je možno interpretovat proces jako rozptyl fotonů na volných elektronech. Ze zákona zachování energie a impulsu (viz schéma

na obr. IV.26 vyplývá, že vlnová délka rozptýleného fotonu se zvětší. Změna $\Delta\lambda$ je dána známým vztahem (viz odst. I.1)



Obr. IV.26 Schéma Comptonova rozptylu

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi) = \Lambda (1 - \cos \varphi) \quad (\text{IV.38})$$

kde $\Lambda = 2,42 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ je tzv Comptonova vlnová délka. Vztah IV.38 lze přepsat pro energie $k = (E_\gamma) / (m_0 c^2)$ ve tvaru

$$k' = \frac{k}{1 + k(1 - \cos \varphi)} \quad (\text{IV.39})$$

který je výhodný pro výpočet energie rozptýleného γ -záření. Plyne z něho, že k' nabývá hodnot $k(1+2k)^{-1} \leq k' \leq k$. Energie odražených elektronů, rovná $T_e = k - k'$, bude v intervalu $0 \leq T_e \leq 2k^2(1+2k)^{-1}$ a tedy na rozdíl od fotoelektronů je spektrum odražených elektronů spojitě.

Účinný průřez Comptonova efektu je nutno počítat v rámci kvantové elektrodynamiky (kvantová teorie pole). Vztahy, odvozené Kleinem a Nishinou, jsou dosti složité, avšak pro $k \gg 1$ se ukazuje, že totální účinný průřez pro rozptyl na volném elektronu je přibližně roven

$$\sigma_{ce} = \frac{1}{8} \psi_0 \cdot \frac{1}{k} \cdot \left[\frac{1}{2} + \ln(2k) \right] \sim \frac{1}{k} \quad (\text{IV.40})$$

c
v
N
1
j
el
vz
ní
ho

atomární účinný průřez σ_{ca} je roven $\sigma_{ca} = Z \cdot \sigma_{oe}$ a tedy jeho závislost na energii i na Z je podstatně slabší než pro fotoefekt. Průběh odpovídajícího lineárního koeficientu zeslabení μ_{ac} jako funkce k pro olovo je opět na obr. IV.27.

IV.4.4.3. Tvoření elektron-pozitronových párů

Při energii fotonů $E \geq 2m_e c^2 \doteq 1,02$ MeV může dojít ke vzniku elektronu a pozitronu při současném zániku fotonu. Energie fotonu přejde na klidovou ($2m_e c^2$) a kinetickou (T_- a T_+) energii vznikajících částic ("-" a "+" značí e^- a e^+)

$$E_\gamma = h\nu = 2m_e c^2 + T_- + T_+ \quad (\text{IV.41})$$

Proces nemůže nastat ve vakuu, jak plyne z následující úvahy

$$\gamma_{\pm} = (1 - \beta_{\pm}^2)^{-1/2}, \quad \beta_{\pm} = (v_{\pm}/c)^2$$

$$E_\gamma = m_- c^2 \cdot \gamma_- + m_+ c^2 \cdot \gamma_+ \quad \vec{p}_\gamma = \vec{p}_- + \vec{p}_+$$

Ale protože $\beta_{\pm} < 1$, bude

$$|\vec{p}_\gamma| = \frac{E_\gamma}{c} = m_- c \gamma_- + m_+ c \gamma_+ > m_- \beta_- c \gamma_- + m_+ \beta_+ c \gamma_+ = |\vec{p}_-| + |\vec{p}_+|$$

a tedy

$$|\vec{p}_\gamma| > |\vec{p}_-| + |\vec{p}_+|$$

což odporuje zákonu zachování impulzu. Elektron-pozitronový pár může tedy vzniknout pouze za přítomnosti další částice, která rozdíl impulzů přejímá. Nejčastějším případem je vznik páru v poli atomového jádra prostředí. Vznikne-li pár v poli elektronu, získá elektron impuls srovnatelný s impulsem vznikajících částic a vzniká tzv. elektronové trojče - 2 elektrony a pozitron.

Účinný průřez pro tvoření párů σ_p je opět nutno počítat v kvantové elektrodynamice a je dán značně složitým výrazem. Ukazuje se však, že pro vznik párů v poli jádra je úměrný Z^2 a poměrně slabě závisí na energii γ -záření, přičemž pro $k \gg 1$ je přibližně konstantní. Průběh odpovídajícího lineárního koeficientu zeslabení μ_p pro olovo je opět na obr. IV.27.

IV.4.4.4. Absorpce záření gama

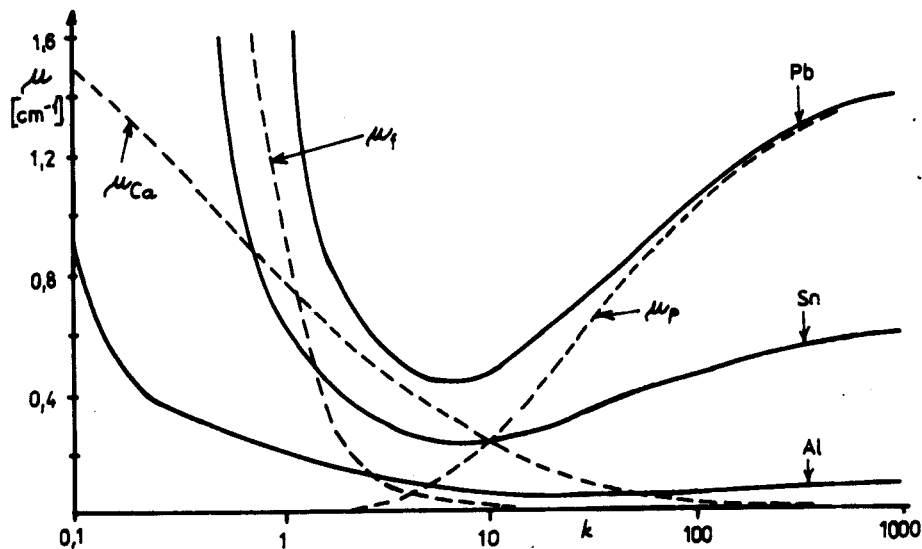
Mějme kolimovaný svazek γ -záření o intenzitě $j(0)$, který dopadá na absorbátor tloušťky d , obsahující N_X atomů X v objemové jednotce, a určíme intenzitu svazku $j(d)$ po průchodu absorbátorem (viz obr. IV.16). Při průchodu fotonů absorbátorem bude docházet k některému z uvedených procesů. Z jejich povahy vyplývá, že při interakci foton zaniká (při fotoefektu a tvoření párů) nebo je rozptylován obecně na velký úhel. Jsou tedy v plném rozsahu splněny podmínky pro aplikaci vztahu (IV.15) a tedy absorpce γ -záření se řídí exponenciálním zákonem (IV.16).

$$j(d) = j(0) \cdot \exp(-\sigma \cdot N_X \cdot d) = j(0) \cdot \exp(-\mu d) \quad (\text{IV.42})$$

μ je celkový lineární koeficient zeslabení pro interakci fotonů s atomy absorbátoru rovný $\mu = N_X \cdot \sigma$, kde σ je roven součtu atomárních účinných průřezů pro jednotlivé procesy

$$\sigma = \sigma_{ca} + \sigma_t + \sigma_p \quad (\text{IV.43})$$

Na obr. IV.27 je závislost $\mu(k)$ na energii k γ -záření pro Al, Sn a Pb spolu s průběhem $\mu_f(k)$, $\mu_{ca}(k)$ a $\mu_p(k)$ pro Pb.



Obr. IV. 27 Lineární koeficienty zeslabení $\mu_f(k)$, $\mu_{ca}(k)$, $\mu_p(k)$ a $\mu(k)$ pro interakci γ -záření s prostředím

Z obr. IV.27 je zřejmé, že koeficient μ má obecně při určité energii γ -záření minimum, které se s růstem Z prohlubuje. To je nunto uvážit, je-li v absorbovaném svazku několik energií nebo je-li spektrum γ -záření spojitě. Např. při konstrukci stínění před γ -zářením je nutno stínící vrstvu dimenzovat na minimum lineárního koeficientu zeslabení, což zajišťuje dostatečnou ochranu i před γ -zářením ostatních energií.

IV. 5 Zdroje jaderného záření

Původní zdroje jaderného záření představovalo záření vznikající při radioaktivním rozpadu atomových jader (viz odst. VI.3). Tak však bylo možno získat pouze α -záření, vznikající při α -rozpadu těžkých jader, elektrony, vznikající při β -rozpadu a γ -záření, které zpravidla oba předcházející typy rozpadu doprovází. Energie a intenzita záření z radioaktivního rozpadu je značně omezena, a proto byli hledány jiné, účinnější zdroje. V současné době jsou to především urychlovače, které umožňují získávat intenzivní svazky nabitých částic a přes sekundární procesy i svazky záření bez náboje (zejména γ -záření a neutrony) s energií až do hodnot $\sim 10^2$ GeV (1 GeV = 10^9 eV). Velmi intenzivním zdrojem neutronů je jaderný reaktor, využívající štěpení jader (viz odst. VII.3).

IV.5.1. Urychlovače nabitých částic

Urychlovače využívající elektrického a magnetického pole k získání nabitých částic o vysoké energii. Lze je rozdělit na dvě základní skupiny :

i: lineární, v nichž se částice po celou dobu urychlování pohybují po přímé dráze, ii: kruhové - částice se během urychlování pohybují po kruhových drahách, na kterých jsou udržovány příčným magnetickým polem. Z hlediska urychlovacího principu lze urychlovače rovněž rozdělit na dvě hlavní skupiny:

i: elektrostatické, v nichž jsou částice urychlovány elektrickým polem mezi urychlovacími elektrodami, na kterých je potenciální rozdíl U . Při průchodu mezi elektrodami získá částice s nábojem $q = ze$ energii $\Delta T = q \cdot U$, přičemž se v některých urychlovacích průchodů mnohokrát opakuje. ii: indukční - částice jsou urychlovány elektrickou složkou obecně proměnného elektromagnetického pole. Částice získá impuls \vec{p}

$$\vec{p} = \int_T q \cdot \vec{E}(t) dt \quad (\text{IV.44})$$

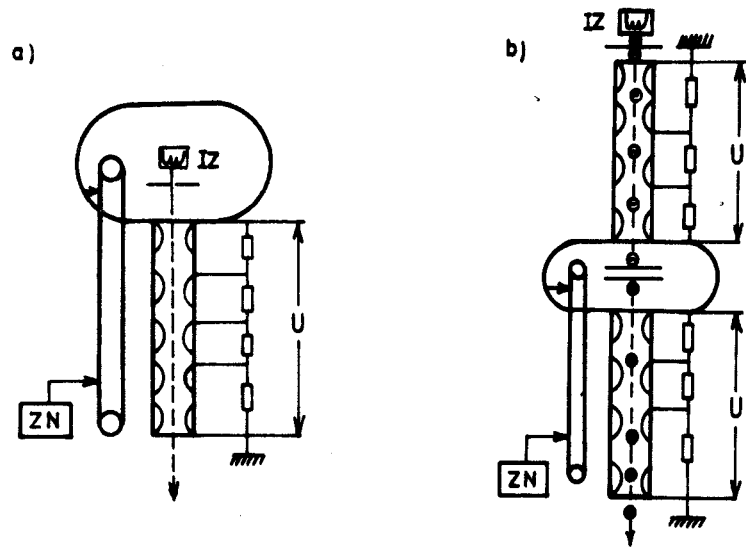
kde T je doba urychlování a $\vec{E}(t)$ je okamžitá intenzita elektrického pole. Některé urychlovače využívají v různých fázích urychlovacího procesu různých principů urychlování, u velkých kruhových urychlovačů se často používá lineární urychlovač jako zdroj částic pro hlavní urychlovací proces.

Důležitou součástí každého urychlovače je iontový zdroj, ve kterém vznikají a jsou vhodně připravovány částice pro urychlování. Existuje řada typů iontových zdrojů, zde se však s nimi nebudeme podrobněji zabývat. Budeme však předpokládat, že je na vstupu každého urychlovače vhodný zdroj urychlovacích částic-zabudován.

IV.5.1.1. Lineární urychlovače

Nejjednodušším typem urychlovače je elektrostatický lineární urychlovač, v němž částice procházejí konstantním potenciálním rozdílem U , který je zpravidla rozložen podél urychlovací trubice, tvořené skupinou elektrod. Jako zdroj vysokého napětí se nejčastěji používá Van de Graaffův generátor, někdy, zejména

u starších typů též kaskádní generátor. Schéma Van de Graaffova urychlovače je na obr. IV.28.

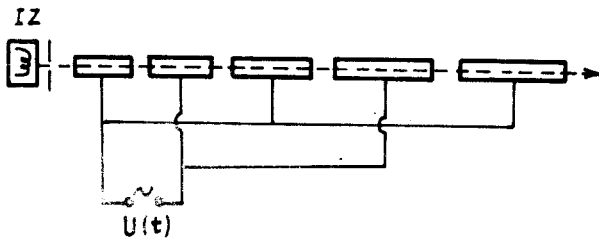


Obr. IV.28 Schéma Van de Graaffova urychlovače jednostupňového (a) a Tandemového (b)

V současné době se staví tzv. Tandemové urychlovače, v nichž částice procházejí potenciální rozdíl U dvakrát, případně třikrát. V oblasti mezi urychlovacími trubicemi mění částice pomocí speciálního zařízení svůj náboj. Schematicky je urychlovač znázorněn na obr. IV.28b.

Jednostupňový Van de Graaffův urychlovač umožňuje urychlovat protony na energie maximálně do 10 MeV, intenzita svazku však dosahuje až stovek μA . Odpovídající hodnoty pro značně rozšířený dvoustupňový tandemový urychlovač jsou cca 20 MeV a jednotky až desítky μA . Všechny tyto urychlovače umožňují s vhodným iontovým zdrojem urychlovat i těžké ionty s nábojem $q = z \cdot e$, přičemž dosahované energie jsou cca z -násobkem energie protonů, intenzita svazku však zpravidla nepřesahuje několik μA .

Pro vyšší energie urychlovacích částic se staví vysokofrekvenční lineární urychlovače (viz schéma na obr. IV.29). Částice jsou urychlovány mezi kovo-



Obr. IV.29 Schéma vysokofrekvenčního lineárního urychlovače

i -té elektrody (pro dané i je v_i konstantní). Takové částice zastihnou vždy mezi elektrodami urychlovací napětí U^0 . Získá-li částice v jedné mezeře ener-

vými urychlovacími elektrodami narůstající délky L_i , na které se přivádí střídavé vysokofrekvenční napětí $U(t)$ s frekvencí ω_0 . Délka elektrod narůstá tak, aby pro částice, vstupující do urychlovacího systému v čase t_0 , odpovídajícím optimálnímu urychlovacímu napětí $U(t_0) = U^0$, byla splněna podmínka $L_i/v_i = \pi / \omega_0$, kde v_i je rychlost částice uvnitř

k
s
q
F
a
im
P_t

$\Delta T = q \cdot U^0$, po průchodu urychlovačem s n elektrodami získá energii $\Delta T = n \cdot q \cdot U^0$. O udržení částice ve fázi s vysokofrekvenčním polem viz odst. IV.6.1.3.

Vysokofrekvenční lineární urychlovače umožňují získávat částice o energii až několika set MeV, intenzita zpravidla dosahuje jednotek, nejvýše desítek μA .

Dalším typem lineárního urychlovače je vysokofrekvenční urychlovač s nosnou vlnou. Je to v podstatě vlnovod, kterým se pohybuje elektromagnetická nosná vlna, jejíž elektrická složka urychluje částici. Využívá se k urychlování elektronů do energií coa 1 GeV.

IV.5.1.2. Kruhové urychlovače

V kruhových urychlovačích se částice pohybují po kruhových drahách, na kterých jsou drženy magnetickým polem s indukcí \vec{B} kolmou na rovinu dráhy částice. Z rovnosti Lorenzovy a odstředivé síly a z doby oběhu částice vyplývá, že poloměr dráhy R a kruhová frekvence ω pohybu částice na dráze je rovna

$$R = \frac{m^i v}{qB} = \frac{p}{qB}, \quad \omega = \frac{q \cdot B}{m} \quad (IV\ 45)$$

kde $m^i = m_1 \cdot (1 - \beta^2)^{-1/2} = m_1 \gamma$ je relativistická hmotnost částice. Ukažme si podrobněji funkci kruhových urychlovačů na dvou základních typech, betatronu a cyklotronu.

IV.5.1.2.1. Betatron

V betatronu se urychlované částice pohybují po kruhové dráze s konstantním poloměrem R v periodicky proměnném magnetickém poli s indukcí $B(t)$. Vlastní urychlovací prostor je obvykle skleněná toroidální trubice umístěná mezi pólovými nastavci magnetu betatronu. Při pohybu po uzavřené dráze získá částice v magnetickém poli při jednom oběhu energii

$$\oint q \cdot E_s \cdot ds = - \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (IV\ 46)$$

kde $\phi(t)$ je magnetický tok plochou dráhy částice a E_s je indukovaná intenzita elektrického pole ve směru dráhy. Budeme-li dále uvažovat elektrony (tj. $q = -e$), bude na ně na dráze působit síla \vec{F}

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{2\pi R} \cdot \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (IV\ 47)$$

a tedy při změně toku z hodnoty $\phi_0 = \phi(t=0)$ do $\phi_t = \phi(t)$ získá elektron impuls

$$p_t - p_0 = \int_0^t \vec{F} \cdot dt = \frac{e}{2\pi R} \cdot [\phi(t) - \phi_0] \quad (IV\ 48)$$

Zaveďme si střední indukci $\langle \vec{B} \rangle$ na ploše uzavřené dráhou elektronu. Potom je

$$\phi(t) = \pi R^2 \cdot \langle \vec{B}(t) \rangle \quad \text{a (IV.48) lze přepsat ve tvaru}$$

$$P_t - P_0 = \frac{e \cdot R}{2} \cdot (\langle B(t) \rangle - \langle B(0) \rangle) \quad \text{(IV.49)}$$

Ale na dráze o poloměru R má podle (IV.45) elektron impuls $p = eR \cdot B(R)$ a tedy z (IV.49) vyplývá, že pokud bude pro každé t splněna podmínka

$$B(R, t) = \frac{\langle B(t) \rangle}{2} \quad \text{(IV.50)}$$

bude se elektron po kruhové dráze o poloměru R pohybovat trvale - dráha bude stabilní. V praxi se podmínka (IV.50) realizuje vhodným tvarem pólových nástavců magnetu betatronu.

Z popisu činnosti betatronu je zřejmé, že k urychlování částic dochází pouze tehdy, jestliže se pole mění a má potřebnou orientaci - betatron pracuje v pulsním režimu. Je vhodný pro urychlování elektronů, protože však je obtížné elektrony vyvést z urychlovací trubice, využívá se zpravidla jako velmi intenzivní zdroj γ -záření. Urychlené elektrony jsou na konci urychlovacího cyklu vychýleny na vnitřní terčík umístěný mimo rovnovážnou dráhu betatronu. Na něm dochází k velmi intenzivnímu brzděnému záření (viz odst. IV.4.3). Největší betatrony urychlují elektrony na energie několika set MeV, pro lékařské a technické účely se vyrábějí běžně betatrony na energie do cca 50 MeV.

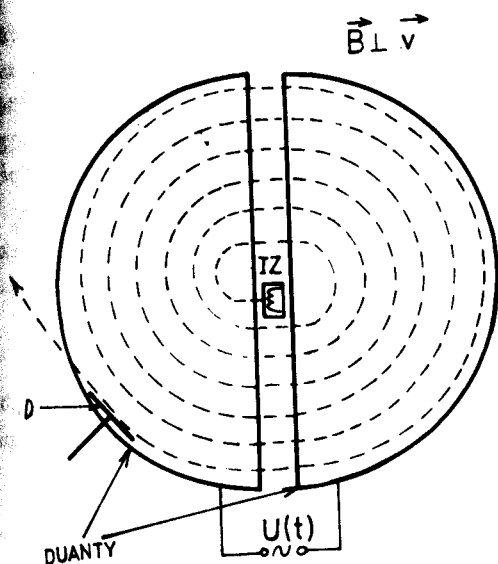
Faktorem, limitujícím energii dosahované v betatronu (a v elektronových kruhových urychlovačích vůbec) je tzv. synchrotronové záření. Z elektrodynamiky vyplývá, že elektron, pohybující se po kruhové dráze, vyzařuje elektromagnetické záření, které je směřováno do kužele o vrcholovém úhlu ψ , jehož osou je tečna dráhy elektronu v okamžiku emise. ψ je rovno

$$\psi = \frac{m_e c^2}{T_e} = (1 - \beta^2)^{1/2} \quad \text{(IV.51)}$$

Synchrotronové záření má spojitě spektrum od radiovln až po měkké γ -záření. V posledních letech se staví urychlovače - elektronové synchrotrony, které dávají velmi intenzivní synchrotronové záření využívané zejména pro technické aplikace.

IV.5.1.2.2. Cyklotron

Klasickým typem kruhového urychlovače je cyklotron, navržený již v roce 1931. Schema je na obr. IV.30. Těžké částice, např. protony, vycházejí z iontového zdroje, umístěného ve středu cyklotronu, mezi dvě urychlovací elektrody ve tvaru nízkých dutých polovin válce - duanty. Duanty jsou umístěny v homogenním časově konstantním magnetickém poli, jehož indukce je kolmá na rovinu duantů. Na elektrody je přiváděno střídavé napětí $U(t)$ s konstantní frekvencí ω_0 , buzené zpravidla v dutinovém rezonátoru. Uvnitř duantů se částice pohybuje s konstantní obvodovou rychlostí v po kruhové dráze s poloměrem daným vztahem (IV.45). Za dobu průletu v duantu se změní polarita střídavého napětí



Obr. IV.30 Schéma cyklotronu

napětí U na duantech.

K trvalému urychlování částic je nutno, aby frekvence ω_0 střídavého napětí na duantech byla stále v rezonanci s vlastní frekvencí částice (IV.45), tj. $\omega_0 = \omega$ - tzv. cyklotronová rezonance. Z (IV.45) však vyplývá, že pro energie, při nichž se začne projevovat relativistický vzrůst hmotnosti částice ($m^i = m^i(v)$), bude vlastní frekvence ω klesat a částice vypadne z rezonance. To omezuje maximální energie dosažitelné na cyklotronu. Pro elektrony je to pouze několik keV, a proto je cyklotron pro jejich urychlování nevhodný. I pro těžké částice však dojde k narušení rezonance poměrně brzy, např. pro protony již při energii ≈ 15 MeV. Značnou nevýhodou cyklotronu je také dosti široký svazek a jeho špatná monoenergetičnost představující až několik procent z celkové energie T . Při nízkých energiích těžkých částic je však jeho velkou předností vysoká intenzita svazku urychlených částic, která dosahuje až několik mA. Cyklotron je proto velmi vhodným zařízením např. pro přípravu uměle radioaktivních zářičů (viz odst. VI.3).

IV.5.1.2.3. Další typy cyklických urychlovačů

Pro studium vlastností elementárních částic a subnukleárních systémů byly vyvinuty urychlovače, umožňující v současné době urychlovat částice na energie až několik set GeV ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$). Většina z nich je modifikací cyklotronu a využívá samočinného fázování (viz dále). Pro urychlované částice je nutno splnit rezonanční podmínku $\omega_0 = \omega$. Z (IV.45) vyplývá, že toho lze dosáhnout buď postupným snižováním frekvence vysokého napětí ω_0 nebo zvyšováním magnetické indukce nebo obojím.

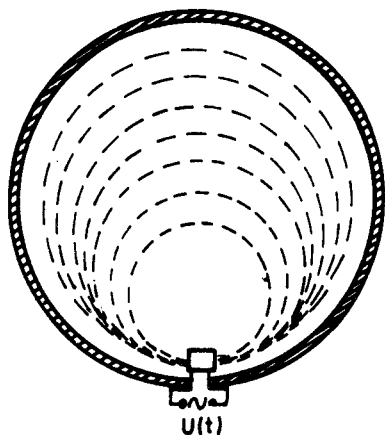
S postupným snižováním frekvence ω_0 pracuje synchrociklotron, který umožňuje urychlovat protony až do energií několika desítek GeV. Na principu vzrůstu magnetické indukce pracuje elektronový synchrotron, urychlující elektro-

a částice je mezi duanty znovu urychlena, což vede ke zvětšení její rychlosti a tedy také poloměru dráhy - částice se během urychlování pohybuje po spirále tvořené polokružnicemi o rostoucím poloměru. Urychlené částice jsou nakonec vyvedeny z dráhy o maximálním poloměru R_0 pomocí deflektoru D z urychlovače. Z (IV.45) vyplývá, že kinetická energie T nerelativistických částic je

$$T = \frac{p^2}{2m_0} = q^2 \cdot \frac{(R_0 B)^2}{2m_0} \quad (\text{IV.52})$$

a tedy pro danou částici závisí pouze na R_0 a B , nikoliv však na

ny na dráze o konstantním poloměru. Současnou změnu frekvence i magnetického pole využívá protonový synchrotron. Pro urychlování těžkých iontů do energie oca 100 MeV vznikl rozdělením magnetického pole cyklotronu na segmenty s vhodným profilem izochronní cyklotron, umožňující získávat úzké svazky těžkých částic s velmi dobře definovanou energií ($\Delta T/T \leq 10^{-3}$). Pro elektrony ve stejné oblasti energií byl vyvinut mikrotron, pracující s konstantním B i $\omega_0 = eB/m_0$. Je-li při každém průchodu urychlovací mezerou (dutinovým rezonátorem) přírůstek energie $\Delta T = m_0 c^2$ a zvolíme-li ω_0 tak, aby po prvním urychlení byla doba oběhu $2\tau_0$, kde $\tau_0 = 2\pi / \omega_0$, vyplývá z (IV.45), že doba oběhu po n -tém průchodu mezerou bude rovna $(n+1) \cdot \tau_0$ a tedy elektrony jsou trvale urychlovány.



Obr. IV.31 Schéma mikrotronu

Elektrony se pohybují po kruhových drahách se společnou tečnou, v jejímž místě dotyku je urychlovací mezera (viz schéma mikrotronu na obr. IV.31).

K získávání částic o velmi vysokých energiích bylo v poslední době vyvinuto speciální uspořádání - vstřícné svazky. V principu jde o dva sdružené kruhové urychlovače, urychlující nezávisle dva svazky částic na blízkých drahách, které se v některých místech protínají. Částice se pohybují v opačném směru, takže v místech křížení drah dochází ke srážkám částic z obou svazků. V současné době je

v provozu zařízení urychlující v každém svazku protony na 30 GeV. Srážky probíhají se vzájemnou energií, k jejímuž dosažení by při normálním uspořádání s pevným terčíkem musely mít protony energii $E_p \approx 1800$ GeV, která mnohonásobně převyšuje dosud dosažené nejvyšší energie.

IV.5.1.2.4. Fokusace v kruhových urychlovačích

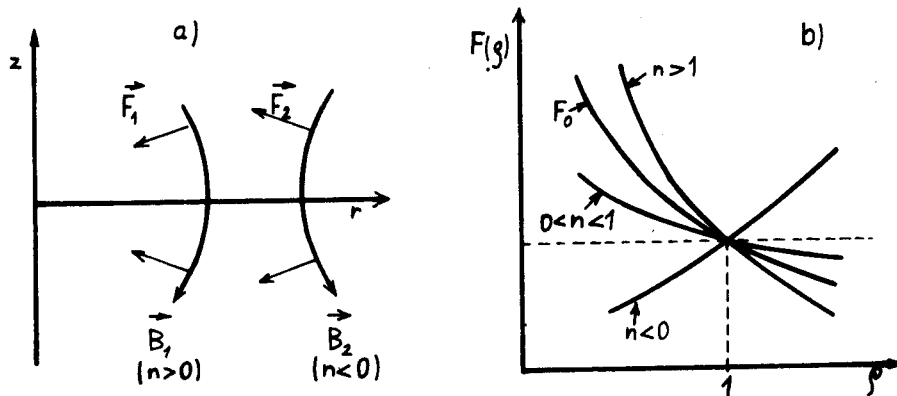
V kruhových urychlovačích je nutno udržet částice po celou dobu urychlování na rovnovážné dráze a to jak v radiálním směru (radiální fokusace) tak ve směru magnetického pole (axiální fokusace). Toho lze dosáhnout vhodným tvarem magnetického pole, jehož závislost na vzdálenosti od středu dráhy je volena ve tvaru

$$B(r) = B(R_0) \cdot \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-n} = B(R_0) \cdot \rho^{-n} \quad (IV.53)$$

kde R_0 je poloměr rovnovážné dráhy a r vzdálenost od jejího středu.

a) Axiální fokusace. Lorenzova síla, působící na částici mimo rovnovážnou rovinu je znázorněna na obr. IV.32a. Je zřejmé, že pro částici, pohybující se ve směru za obraz, bude mít síla $\vec{F}_L = [\vec{v}, \vec{B}]$ složku F_r , vracející částici do rovnovážné roviny pouze pro pole, které směrem od středu slábne (síla \vec{F}_1 na obr.), tj pro index pole n v (IV.53) platí $n > 0$. Pro $n < 0$ (síla \vec{F}_2) bude vychýlená částice od rovnovážné roviny trvale vzdalována.

Radiální fokusace. Uvažujme částice v rovnovážné rovině $z = 0$. Na částici dráze o poloměru r bude působit odstředivá síla $F_0 = mv^2/r$, která je v rovnovážné dráze kompenzována Lorenzovou silou (viz obr. obr. IV.32b). Pro udržení částice na rovnovážné dráze je nutno, aby pro $r \lesssim R_0$ platilo $F_L(r) \lesssim F_0(r)$.



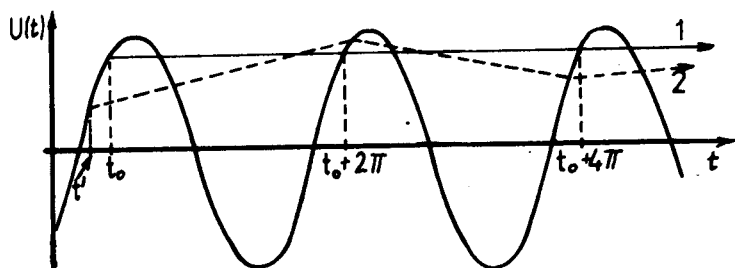
Obr. IV.32 Fokusace v kruhových urychlovačích. a - axiální fokusace, b - radiální fokusace

To je splněno pro $n < 1$ ($F_0(r)$ odpovídá $n = 1$).

Pro $1 > n > 0$ dochází tedy současně k radiální a axiální fokusaci, fokusující síla však je dosti slabá - mluvíme o slabé fokusaci. Částice se může dostat dosti daleko od rovnovážné dráhy, u velkých urychlovačů až desítky cm a průřez svazku je $\sim m^2$. Proto se v současných velkých urychlovačích využívá tzv. silné fokusace. Podél rovnovážné dráhy částice je magnetické pole roudělené na segmenty střídavě s kladným a záporným n , avšak vždy $|n| \gg 1$. Částice jsou tedy v daném směru střídavě silně fokusovány a defokusovány, avšak při vhodné vzdálenosti mezi segmenty lze udržet trvale celý svazek v oblasti o průřezu $\sim 0,01 m^2$.

IV.5.1.3. Samočinné fázování

Ve vysokofrekvenčních urychlovačích jsou urychlovány částice, které trvale splňují rezonanční podmínku. Ukazuje se však, že při vhodném uspořádání mohou být urychlovány i částice, které s napětím, přiváděným na urychlovací elektrody nejsou přesně ve fázi. Ukažme si princip na lineárním vysokofrekvenčním urychlovači (schéma na obr. IV.33). Nechť pro částici 1 je trvale splněna rezonanční podmínka, tj.



Obr. IV.33 Princip samočinného fázování

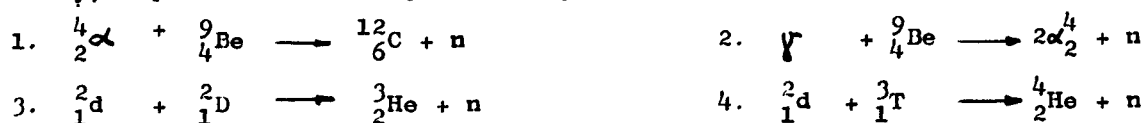
v urychlovací mezeře zastane částice vždy optimální napětí $U_0 = U(t_0 + \pi / \omega_0) = U(t_0 + T_0)$. Ostatní částice, které vstoupí do urychlovacího systému v čase $t \neq t_0$, zastihnou napětí $U(t) \neq U_0$ a tedy

přírůstek energie nebude odpovídat rezonanci (doba průletu následující elektrodou bude $T' \neq T_0$). Např. částice 2 na obr. IV.33 bude urychlena méně než částice 1 a dostihne další urychlovací mezeru za dobu $T' > T_0$. Proto v ní zastihne vyšší napětí. Po několika průchodech urychlovacími mezerami dosáhne zpoždění takové hodnoty, že částice zastane mezi elektrodami napětí $U > U_0$ a tedy doba průletu mezi dvěma mezerami bude $T' < T_0$ - částice se začne "předíhat" oproti částici 1. Doba průletu T' bude tedy oscilovat kolem rezonanční hodnoty T_0 a částice zůstane trvale v urychlovacím režimu. Tomuto efektu říkáme samočinné fázování a je vlastní všem vysokofrekvenčním lineárním i cyklickým urychlovačům, ve kterých částice prochází mnohokrát urychlovacími mezerami. Samočinné fázování umožňuje mj. funkci synchrocyklotronů a synchrotronů, v nichž probíhá pomalá (adiabatická) změna frekvence urychlovacího napětí nebo magnetické indukce, takže se částice stačí trvale udržet v rezonanci.

IV.5.2. Zdroje γ -záření a neutronů

a) Zdroje γ -záření. Jako zdroje γ -záření o energii do několika MeV mohou sloužit radioaktivní látky (odst. VI.3), γ -záření o vyšší energii však touto cestou nelze získat. Proto se jako zdroj energetických fotonů zpravidla využívají procesy, při nichž γ -záření vzniká při interakci nabitých částic s atomy. V principu je možno využívat jaderných reakcí, jejich výtěžek je však zpravidla poměrně malý. Mnohem efektivnějším zdrojem velmi intenzivního a energetického γ -záření je brzdné záření, vznikající při dopadu elektronů o vysoké energii na terčík, umístěný buď na výstupu elektronů nebo přímo v oblasti urychlování. Na tomto principu pracuje např. betatron a elektronový synchrotron, který umožňuje získávat fotony o energii až několik set MeV. Rozsáhlého využití v aplikacích dosáhly betatrony s energií elektronů 10 - 20 MeV.

b) Zdroje neutronů. Neutrony jsou získávány výhradně jako produkt jaderných reakcí typu $X(a,n)Y$ (odst. VI.2). Záření a , vyvolávající reakci, může vznikat při radioaktivním rozpadu (α -částice, γ -záření), nebo je získáváno na urychlovačích. Jako produkční reakci lze využít jakoukoliv reakci produkující neutrony, v praxi se však nejčastěji využívají reakce:



Reakce s α -částicemi a deuterony jsou exoenergetické a neutrony mají energii několik MeV, reakce 2. je endoenergetická a probíhá při energii $E_\gamma \geq 1,7\text{MeV}$.

První dvě reakce umožňují přípravu neutronových zdrojů ve formě směsi nebo slitiny berylia s radioaktivní látkou emitující α -částice nebo γ -záření. Běžně používané α -zářiče jsou ${}^{226}\text{Ra}$, ${}^{210}\text{Po}$, ${}^{239}\text{Pu}$ a další, hlavní transuranové nuklidy - mluvíme potom o Ra+Be, Po+Be atd. zdroji. Zdroje obsahující několik gramů radioaktivní látky ve vhodném poměru s beryliem emitují $\sim 10^5 - 10^9$ neutronů za sekundu do celého prostorového úhlu. Zdroje mají spojitě spektrum neutronů, jsou však velmi mobilní (malý rozměr a váha). a proto jsou často využívány v aplikacích (např. karotážní práce v geologickém průzkumu apod.).

Reakce s deuterony je možno realizovat pouze na urychlovačích. Reakce 3. a 4. však mají značně vysoký účinný průřez již při $T_a \sim 100 \text{ keV}$, a proto se efektivně využívají ve spojení s malými urychlovači. Obvykle se takové zařízení nazývá neutronový generátor. Ve spojení s malým Van de Graaffovým urychlovačem lze reakcemi 3. a 4. získávat $\sim 10^7 - 10^{10}$ neutronů za sekundu do celého prostorového úhlu, úhlové rozdělení je však značně anizotropní. Energie neutronů přesahuje pro reakce 3. 3 MeV, pro reakci 4. 14 MeV, neutrony pod malým úhlem rozptylu jsou monoenergetické.

Velmi intenzivním zdrojem neutronů je jaderný reaktor (viz odst. VI.3). Spektrum neutronů je spojitě s výraznou převahou neutronů o energii $E_n < 0,1 \text{ MeV}$. V aktivní zóně reaktoru dosahuje intenzita neutronů hodnot až $\sim 10^{17}$ neutronů na m^2 za sekundu.

IV.6. Detekce a spektrometrie jaderného záření

Při studiu jaderného záření a procesů, při nichž záření vzniká, je nutno toto záření registrovat a často též určovat jeho energii. Příslušná zařízení označujeme jako detektory nebo, umožňují-li měřit také energii, jako spektrometry jaderného záření. Některé detektory lze současně využívat jako spektrometry, jiné umožňují pouze registraci. Dále probereme nejdůležitější typy detektorů jaderného záření a u těch, které lze použít také jako spektrometry, uvedeme jejich spektrometrické charakteristiky.

Všechny metody registrace využívají interakce jaderného záření s prostředím. Bezprostředně jsou zpravidla registrovány nabitě částice, proto je nutno záření bez náboje nejprve na nabitě částice konvertovat. V případě neutronů se k tomu využívá jaderných reakcí (odst. VI.2), nejčastěji pružného rozptylu na protonech nebo reakce ${}_0^1\text{n} + {}_5^{10}\text{B} \longrightarrow {}_3^7\text{Li} + {}_2^4\text{He}$. Ke konverzi γ -záření se využívá vždy jeho interakce s prostředím konvertoru. Pro spektrometrické účely se zpravidla využívají elektrony vznikající při interakci, jejich spektrum, odpovídající jediné energii E_γ , je však složité (viz odst. IV.4.4).

Detektory nabitých částic lze rozdělit na dvě hlavní skupiny:

- 1) Počítače, v nichž je interakce nabitě částice převedena na elektrické pulsy, které jsou dále zpracovávány pulsním elektronickým zařízením.
- 2) Dráhové detektory, v nichž ionizující částice zanechává ve vhodném prostředí stopy (např. registrace pomocí jaderných emulzí, mlžné komory apod.).

IV.6.1. Počítače, založené na ionizaci prostředí

Při průchodu pracovní oblastí detektoru vytváří nabitá částice podél své dráhy páry iontů. Střední počet n_p je úměrný energii, předané částicí detektoru a podle odst. IV.4.3 je roven

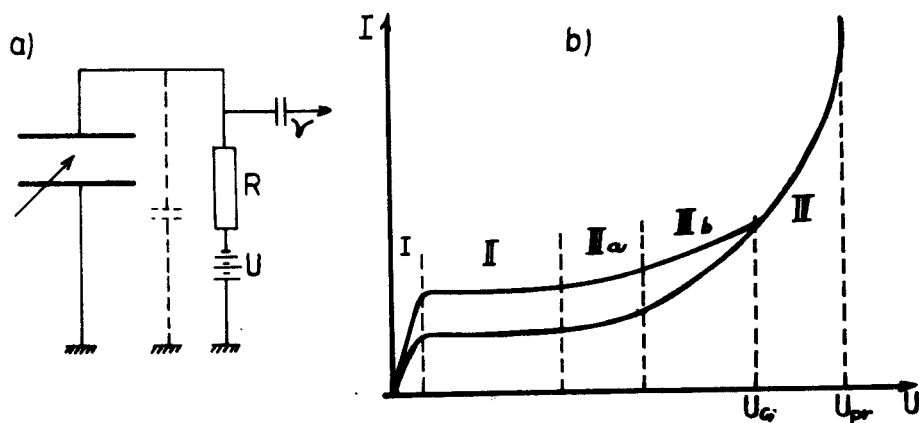
$$n_p = \frac{\alpha T}{\langle I \rangle} \quad (\text{IV.54})$$

kde $\alpha \leq 1$ je část energie, kterou částice s počáteční energií T v detektoru ztratí, $\langle I \rangle$ je střední ionizační potenciál. Je zřejmé, že pro $\alpha = 1$ se částice v detektoru zastaví a střední počet párů iontů n_p je přímo úměrný energii částice T . Změřením n_p (nebo náboje $Q = n_p \cdot e$) lze tedy T určit.

Podle pracovního prostředí detektoru dělíme počítače, založené na ionizaci, na tři typy: plynové, polovodičové a scintilační.

IV.6.1.1. Plynem plněné počítače

Schéma počítače je na obr. IV.34a. Je to v podstatě kondenzátor s plynovým dielektrikem, na který je přiloženo vysoké napětí $U \sim \text{kV}$. Při průchodu částice vznikají ionty, které se sbírají na elektrodách a vytvářejí tak uzavřený obvod. Záření lze tedy registrovat buď změření proudů I procházejícího obvodem při trvalém dopadu záření nebo napěťových impulsů U_p na pracovním odporu R , odpovídajících průchodu jednotlivých částic.



Obr. IV.34 Schéma plynového počítače (a) a jeho charakteristiky (b)

Závislost proudu I na přiloženém napětí U má typický průběh, znázorněný na obr. IV.34b. Každá částice při průchodu pracovní oblasti detektoru vytváří n_p párů iontů (vztah (39)). Pro nízká U (malá intenzita pole) značná část iontů zrekombinuje a závislost $I(U)$ odpovídá přibližně Ohmovu zákonu (oblast I na obr. IV.34b). Od určitého napětí je všech n_p iontů sebráno na elektrodách - proud dosáhne nasycení (oblast II na obr.) V této oblasti lze odlišit částice s různou měrnou ionizací a s různou energií a pracují v ní ionizační komory. Od určitého napětí mohou ionty získat energii dostačující k další, sekundární ionizaci - mluvíme o plynovém zesílení A detektoru. Celkový počet iontů sebraných na elektrodách bude $n = A \cdot n_p$, kde n_p je dáno vztahem (IV.54), je tedy $A < 1$ a $A = 1$ pro oblasti I a II. Se vzrůstající intenzitou pole (resp. přiloženým napětím U) A rychle roste a při $A \geq 10^{11} = A_G$ dochází již při vzniku jediného páru primárních iontů k zaplnění celého pracovního objemu detektoru prostorovým nábojem, takže n přestává být závislé na n_p . Detektorem není proto možno odlišit částice s různou měrnou ionizací ani energií. Na obr. IV.34b je jako oblast III označena oblast, ve které $A < A_G$. V oblasti IIIa (oblast proportionality) je $A \leq 10^5$ a n je úměrné n_p a tedy i $\propto T$. Proto lze opět odlišit

částice s různou primární ionizací n_p . V této oblasti pracují proporcionální počítače. V oblasti IIIb dochází pro velká n_p k zaplnění pracovního objemu detektoru prostorovým nábojem, a proto mizí přímá úměrnost mezi n a n_p - oblast označována jako oblast omezené proporcionality.

Oblast IV, v níž $A = A_G$, je známa jako Geigerova oblast. Pracují v ní Geigerovy - Müllerovy počítače, které dávají poměrně vysoké napěťové pulsy (velký sebraný náboj $q \approx e \cdot A_G$), avšak nelze jimi rozlišit částice s různou primární ionizací. Geigerova oblast končí napětím, při němž dochází k průrazu detektoru. Zásadně pod tímto napětím pracují jiskrové počítače, případně jiskrové komory.

V.6.1.1.1. Základní typy plynových detektorů

Ionizační komory. Obvykle jsou konstruovány jako dvě paralelní nebo koaxiální elektrody. Vzhledem k malému náboji odpovídajícímu primární ionizaci lze získávat jen malé pulsy, $U_p \sim \mu\text{V}$. Proto se ionizační komory častěji používají v proudovém režimu k registraci trvalého toku jaderného záření. Ionizační komora umožňuje měření energie, přesnost je však značně nízká a nepřekračuje cca 10 % (tj. $\Delta T/T \geq 0,1$). K registraci γ -záření a neutronů se využívá málo, konventorem bývají stěny komory (γ -záření) nebo vhodná plynová náplň (neutrony).

Proporcionální počítače. Obvykle jsou konstruovány ve tvaru trubice představující zápornou, obvykle uzemněnou elektrodu, jejímž středem prochází tenké vlákno, na které je přiváděno kladné napětí ($\sim \text{kV}$). V okolí vlákna je velmi intenzivní elektrické pole, v němž dochází k sekundární ionizaci. Počítače pracují zásadně v pulsním režimu, lze dosáhnout pulsy až 10 mV. Počítač umožňuje měření energie, rozlišení je však opět špatné.

Při práci s neutrony dosáhly velkého rozšíření proporcionální počítače plněné BF_3 . S náplní, obsahující bór obohacený izotopem ^{10}B lze pro pomalé neutrony dosáhnout účinnosti až několik desítek procent.

Geigerovy - Müllerovy počítače. Obvykle je to opět katoda ve tvaru trubice s tenkým vláknem - anodou - uprostřed. Přiložené napětí je tak vysoké, že v okolí vlákna je $A \sim A_G$. Pracuje opět pouze v pulsním režimu, výška pulzů dosahuje až stovek mV. Počítač neumožňuje určování energie záření. Vzhledem k pracovní oblasti (obr. IV.34b) dochází v počítači při průchodu částice k trvalému výboji, způsobenému sekundárním elektromagnetickým zářením vznikajícím při dopadu iontů na katodu. Proto se u starších typů do obvodu počítače zapojoval zášeeací odpor, který udržel po dostatečně dlouhou dobu po registraci částice napětí pod pracovní hodnotou. V současné době se obvykle pracuje se samozháše- oými počítači. K pracovnímu plynu je přidán organický plyn (nejčastěji metan nebo páry alkoholu), jehož molekuly elektromagnetické záření, vznikající při dopadu iontů na stěny detektoru absorbují.

IV.6.1.2. Polovodičové detektory

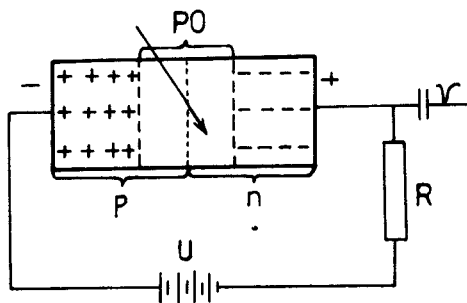
Schéma polovodičového detektoru je obdobné jako detektoru plynového (obr. IV.34a), aktivní částí detektoru je však polovodič. Při průchodu částice dochází přechodem elektronů z valenčního do vodivostního pásu k vytvoření páru elektron-díra, představujícího záporné a kladné nosiče náboje. Sebráním náboje na elektrodách vznikne elektrický signál, který je dále zpracováván elektrickou aparaturou.

Počet párů nosičů náboje je dán opět vztahem (IV.54), kde $\langle I \rangle$ je nyní střední energie potřebná k vytvoření páru, jejíž hodnota je několik eV. Lze tedy polovodičový detektor využít pro měření energie částic, přičemž dosahované rozlišení je $\Delta T/T \lesssim 10^{-2}$.

Detektor bude úspěšně pracovat pouze tehdy, nejsou-li v pracovní oblasti před průchodem částice žádné nosiče náboje způsobující šumový proud. Toho lze dosáhnout dvěma způsoby, které určují hlavní typy polovodičových detektorů.

a) Bariérové detektory. Detektor tvoří polovodiče typu p a n, na které je přiloženo uzavírací napětí (obr. IV.35). Na p-n přechodu vznikne oblast bez nosičů náboje, tvořící pracovní oblast

(PO na obr.) detektoru. Šířka d pracovní oblasti bývá $d \lesssim 1 \text{ mm}$



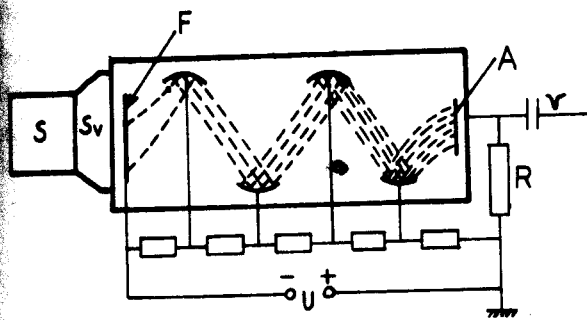
Obr. IV.35 Schéma polovodičového detektoru.

b) Detektory s přechodem p-i-n. Na rozhraní obou typů polovodičů jsou vpraveny atomy, které vedou k odstranění nosičů náboje a tím k vytvoření pracovní oblasti detektoru. V praxi se využívá atomů lithia, které umožňují vytvořit v křemíku pracovní oblast o rozměrech až 1 cm. Mimořádného využití dosáhly germaniové detektory, v nichž lze pomocí příměsí lithia vytvořit pracovní oblast o objemu až $\sim 100 \text{ cm}^3$. Detektory jsou využívány jako velmi efektivní a kvalitní spektrometry γ - záření.

IV.6.1.3. Scintilační detektory

Scintilační detektory využívají fluorescenčních vlastností některých látek - scintilátorů. Při ionizaci, vyvolané nabitou částicí, vznikají ve scintilátoru excitace, z nichž část přechází do normálního stavu přes zářivá centra, schopná emitovat viditelné nebo ultrafialové záření. (Mechanismus je značně složitý a nebudeme jej zde popisovat).

Schéma scintilačního detektoru je na obr. IV.36. Záblesk ze scintilátoru S



obr. IV.36 Schéma scintilačního detektoru

Je pomocí světlovodu Sv sebrán na fotokatodě K fotonásobiče F, ze které uvolní elektrony. Po zesílení elektronového proudu fotonásobičem je na anodě A fotonásobiče sebrán náboj Q, který je dále zpracován, zpravidla ve formě napěťového pulsu. Je-li $h\nu$ střední energie fotonu emitovaného scintilátorem, je výška pulsu na kapacitě C rovna

$$Q = \frac{\alpha \cdot T \cdot C_f \cdot C_{ef} \cdot M \cdot g}{C \cdot h\nu}$$

(IV 55)

kde $\alpha \cdot T$ je část energie předaná částicí scintilátoru, C_f je podíl energie přecházející na záření - konverzní účinnost scintilátoru (zpravidla $C_f \leq 0,3$), C_{ef} je konverzní účinnost fotokatody ($C_{ef} \sim 0,05 - 0,1$), M je celkové zesílení fotonásobiče a g udává účinnost přenosu záblesku ze scintilátoru na fotokatodu (g závisí na geometrii a na optickém spojení scintilátoru s fotonásobičem). Ze vztahu (IV.55) je zřejmé, že pro $\alpha = 1$ (částice se ve scintilátoru zastaví) pracuje detektor opět jako spektrometr nabitých částic, jehož rozlišení je $\Delta T/T \sim (5 - 10) \cdot 10^{-2}$.

Scintilátory mohou být pevné (nejčastěji), kapalné nebo plynné a mohou být i velmi velkých rozměrů. V tabulce IV.1 jsou uvedeny vlastnosti některých scintilátorů, které se nejčastěji používají pro detekci nebo spektrometrii jaderného záření.

Tabulka IV.1. Charakteristiky scintilátorů

Scintilátor	Doba vyzáření (ns)	Relativní amplituda pulsu	Maximální vlnová délka (nm)
Antracén	32	100	447
Stilben	4	60	410
Plastický	3	40	a)
Kapalný	3	40	a)
NaI(Tl)	250	230	413

a) - Hodnoty jsou střední, závisí na materiálu

Přes to, že scintilační detektory byly známy již před mnoha desetiletími (spintariskop), patří v současné době mezi nejrozšířenější detektory jaderného záření. Zejména scintilační spektrometry β -záření našly široké uplatnění v souvislosti s rozsáhlými aplikacemi jaderných metod v různých oblastech praxe (lókařství, technika, zemědělství apod.).

IV.6.2. Čerenkovovy počítače

Ve fyzice elementárních částic se často používají detektory, využívající Čerenkovova efektu (odst. IV.4.3.). Záření emitované při průletu částice detektorem tvořeným optickým prostředím s vysokým indexem lomu je směřováno do fotonásobiče a převáděno na elektrický puls. Vhodné uspořádání umožňuje měřit směr šíření Čerenkovova záření, což spolu se známým indexem lomu prostředí dává možnost ze vztahu (IV.30) určit rychlost a tedy i energii částice, případně registrovat pouze ty částice, pro které rychlost leží v určitém intervalu.

IV.6.3. Dráhové detektory

Ionizující částice mohou při průchodu vhodným prostředím aktivovat bezprostřední okolí své dráhy tak, že lze jejich dráhy zviditelnit. Z počtu drah lze určit intenzitu záření, pro známé částice lze z doletu určit energii. V současné době představují dráhové detektory spíše speciální zařízení pro určité oblasti jaderné fyziky, v běžných aplikacích se s nimi setkáme poměrně zřídka. Proto metody a jednotlivé typy detektorů probereme jen velmi stručně.

IV.6.3.1. Jaderné fotoemulze

Ionizující částice aktivuje při průchodu bromid stříbrný a vytváří latentní obraz, který lze po vyvolání pozorovat. Vyvolané emulze speciálního typu (obohacené bromidem stříbrným) se zpravidla prohlížejí pod mikroskopem. V současné době se jaderné emulze používají při studiu kosmického záření a pro některé dozimetrické účely.

IV.6.3.2. Mlžné komory

Z termodynamiky je známo, že jestliže se v určitém objemu vytvoří přesycené páry, okamžitě kondensují na jakékoliv nehomogenitě prostředí. Nehomogenitou mohou být také ionty vytvořené ionizující částicí. Jestliže je prostředí dokonale zbaveno prachu, pak kondensace nastává pouze na těchto iontech a dráhy částic lze pozorovat jako mlžné stopy. Tohoto efektu využívají mlžné komory, přičemž přesycená pára je získávána dvěma způsoby, určujícími činnost komory:

- a) Adiabatickou expanzí prostoru, obsahujícího nasycené páry - tímto způsobem pracují expansní (Wilsonovy) mlžné komory.
- b) Difuzí nasycené páry z teplejší oblasti do ohladnější. Při vysokém teplotním gradientu je rozdíl tlaku nasycené páry tak výrazný, že v úzké oblasti s nejnižší teplotou vzniká v důsledku difuze z teplejší oblasti přesycená pára. V této oblasti lze opět registrovat procházející částice - mluvíme o difúzní komoře.

Mlžné komory nacházejí použití zejména v subjaderné fyzice, v posledních desetiletích však byly téměř vytlačeny bublinovými, případně dalšími komorami.

IV.6.3.3. Dublinové komory

Princip činnosti je opět založen na termodynamickém jevu, avšak registračním prostředím je přehřátá kapalina. Proto na iontech, představujících opět nehomogenitu prostředí, dochází k varu a podél dráhy ionizující částice se vytváří bublinky, které lze opět pozorovat nebo zpravidla fotografovat. Vytvoření přesycené páry se dosahuje expanzí kapaliny zahřáté těsně pod bod varu, zpravidla při velmi vysokém tlaku (\sim MPa). Dublinové komory jsou technicky značně náročná a nákladná zařízení a využívají se u velkých urychlovačů ke studiu procesů při velmi vysokých energiích.

IV.6.3.4. Jiné typy dráhových detektorů

V současné době se v subjaderné fyzice využívají speciální komory, které zpravidla umožňují převádět informace o průchodu částice detektorem přímo na počítač "on line" uspořádání. Patří sem především jiskrové komory, tvořené sérií desek, na nichž je napětí blízké průraznému (viz odst. IV.6.1.1.). Ionizace vytvořená částicí vyvolá podél dráhy částice sérii výbojů, které lze registrovat opticky nebo akusticky. Jiným typem je scintilační komora, ve které lze sledovat scintilace vycházející z různých míst podél dráhy částice. Sledování se zpravidla provádí pomocí série fotonásobičů vhodně rozmístěných podél komory. Tyto a další speciální komory představují nákladná a technicky vysoce náročná zařízení, využívaná výhradně v subjaderné fyzice ke studiu interakcí při velmi vysokých energiích (až stovky GeV).

IV.6.5. Spektrometrie nenabitých záření

Jak již bylo uvedeno, při registraci a spektrometrii nenabitých záření zpravidla převádíme toto záření na nabitě částice, k jejichž studiu využíváme některou z popsaných metod. Při spektrometrii se však setláváme s některými speciálními problémy a metodami, o kterých se zde krátce zmíníme.

IV.6.5.1. Spektrometrie neutronů

Energie neutronů se zpravidla měří jednou ze dvou metod:

a) Měření energie sekundárních odražených protonů b) měření rychlosti neutronů

a) Měření energie odražených protonů. Při pružném rozptylu neutronů na protonech přejímá proton část kinetické energie, která závisí na úhlu rozptylu neutronu θ . Pro $\theta = \pi$ je proton odražen ve směru dopadajícího neutronu a jeho energie je $T_p \doteq T$ (neboť $m_p \doteq m_n$). Změřením energetického spektra těchto protonů lze určit spektrum neutronů, je však nutno vzít v úvahu závislost účinného průřezu pružného rozptylu na energii T .

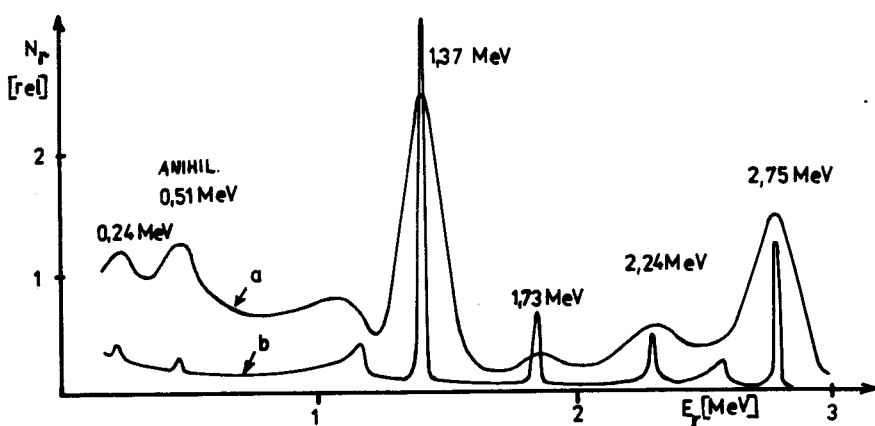
b) Měření rychlosti neutronů - průletová metoda. Omezíme-li se na energie neutronů $T \lesssim 100$ MeV. lze zanedbat relativistické efekty a kinetická energie je $T = m_n v^2/2$. Rychlost v lze určit z doby t , za kterou neutron proletí dráhu známé délky l , $v = l/t$. Pro stanovení času $t = 0$ se zpravidla využívá rozpulsovaných svazků neutronů (např. u neutronových generátorů rozpulsováním svazku nabitých částic - odst. IV.5.2. - nebo pravidelným mechanickým přerušováním spojitého proudu neutronů, např. z reaktoru). Čas t od vzniku pulsu se pak měří elektronicky. Metoda je výhodná zejména pro energie neutronů $t \lesssim 100$ keV, kdy rychlost není příliš vysoká (např. pro $T = 1$ keV je

$v = 4,4 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$) a průletové dráhy několika metrů umožňují měřit dobu průletu s dostatečnou přesností. Metoda je náročná zejména na přesnost časových měření a patří k technicky značně náročným experimentálním metodám.

IV.6.5.2. Spektrometrie γ -záření

Až na zcela speciální vyjímky využívají všechny spektrometry γ -záření sekundárních elektronů vznikajících při fotoefektu, Comptonově efektu nebo pro $E_\gamma > 2m_0c^2$ při tvoření párů (odst. IV.4.4.). Ke konverzi γ -záření na elektrony lze používat vnější konvertory, které umožňují vybírat elektrony vznikající v určitém procesu (tak je tomu u mnohých spíše speciálních zařízení). Častěji se využívá elektronů vznikajících přímo v pracovním objemu detektoru (scintilační nebo polovodičové spektrometry). Novýhodou druhého způsobu je, že detektor registruje všechny v něm vznikající elektrony a tedy energetické spektrum elektronů odpovídající dané energii E_γ (odezva detektoru) bude obecně složitě a bude mít spojitou část tvořenou elektrony z Comptonova efektu spolu s čárovou složkou odpovídající fotoelektronům a elektron-pozitronovým pářům (viz vztahy (IV.34) a (IV.41)). Je-li však pracovní objem detektoru dostatečně velký, situace se podstatně zlepší. Pozitron po zastavení v detektoru anihiluje na dvě γ -kvanta o energii 0,51 MeV (viz odst. IV.4.3), která mohou opět prostřednictvím fotoefektu předat svou energii detektoru a tedy celková energie předaná původním γ -kvantem bude opět E_γ . Podobně je tomu s fotonem rozptýleným při Comptonově efektu. Je tedy v konečné fázi energie, předaná dostatečně velkému krystalu všemi procesy, rovna E_γ a odpovídající spektrální čára je označována jako čára totální absorpce. Kromě ní budou ve spektru čáry, odpovídající úniku jednoho nebo obou anihilačních kvant z krystalu (energie o 0,51 MeV a 1,02 MeV menší než E_γ), jejichž výška závisí na velikosti krystalu a na E_γ . Únik fotonů rozptýlených v Comptonově efektu pak povede ke vzniku spojitě části odezvy.

Na obr. IV.37 je ukázka spektra γ -záření nuklidu ^{24}Na , měřeného scinti-



Obr. IV. 37 Ukázka spektra γ -záření nuklidu ^{24}Na

lačním (křivka a) a polovodičovým (křivka b) spektrometrem. Je velmi dobře patrný vliv podstatně lepšího energetického rozlišení při měření polovodičovým spektrometrem.

ATOMOVÉ JÁDRO

V této kapitole se budeme zabývat základními poznatky o atomových jádrech jejich struktuře a naznačíme si některé modelové představy o stavbě atomových jader.

Základní pojmy

Ve II. kapitole bylo ukázáno, že atomy, tvořící základní chemické stavební kameny látek mají vnitřní strukturu. Ze studia rozptylu α -částic atomy vyvíjí, že téměř veškerá hmotnost atomu je soustředěna v oblasti o rozměrech 10^{-14} m - v atomovém jádře, které současně nese kladný elektrický náboj $+Ze$, kde e je elementární náboj a Z je atomové číslo. Podrobnější studium ukazuje, že atomové jádro je značně složitá soustava s vlastní strukturou. Je složeno z protonů a neutronů, souhrnně označovaných jako nukleony, které mají velmi nízkou hmotnost ($m_p = 1,007277$ u, $m_n = 1,008664$ u), rovnou přibližně 1/1840 hmotnosti elektronu. Obě částice mají vlastní moment hybnosti \vec{s} (spin) velikosti $|\vec{s}| = (\hbar/2) \cdot (3)^{1/2}$ (tedy spinové kvantové číslo je $s = 1/2$), liší se však, pokud jde o elektromagnetické vlastnosti. Náboj protonu je kladný a roven $+e$, neutron má náboj nulový. Rovněž dipólové magnetické momenty jsou rozdílné, $\mu_p = 2,79$, $\mu_n = -1,91$ jaderných magnetonů (viz odst. V.2.3). Počet protonů v jádře určuje celkový náboj jádra a tím také atomové číslo Z prvku a tedy i zařazení atomu v periodické soustavě prvků. Celkový počet nukleonů v jádře udává hmotnostní číslo A atomu a tedy počet neutronů je $N = A - Z$. Číslo N se někdy říká neutronové číslo. Atomy s určitým počtem protonů a neutronů (tj. s daným jádrem) jsou označovány jako nuklidy.

Jádra téhož prvku (se stejným Z) ale s různým N tvoří izotopy daného prvku lišící se hmotností. Prvky, vyskytující se v přírodě jsou tedy směsí různých izotopů. Nuklidy různých chemických prvků, jejichž jádra obsahují stejný počet nukleonů (mají stejné A) tvoří různé izobary s hmotnostním číslem A .

Některá atomová jádra zůstávají neměnná po libovolně dlouhou dobu bez ohledu na to, jakými změnami prochází atom (např. různé chemické procesy, elektrolýza apod.). říkáme, že tato jádra (resp. atomy) jsou stabilní. Značně větší počet atomů však obsahuje jádra, která se samovolně rozpadají a vyzářením α -částice nebo záporného či kladného elektronu se mění na jiné jádro. Jádrům (resp. nuklidům) tohoto typu říkáme radioaktivní (resp. radionuklidy) a proces radioaktivita. Změny atomových jader je možno dosáhnout také při vzájemných srážkách jader. Takovým procesům, které zpravidla vyvoláme uměle, říkáme jaderná reakce.

Některé hlavní vlastnosti atomových jader probereme postupně v této kapitole, radioaktivitou a jadernými reakcemi se budeme zabývat v kapitole VI.

V.2. Základní vlastnosti atomových jader

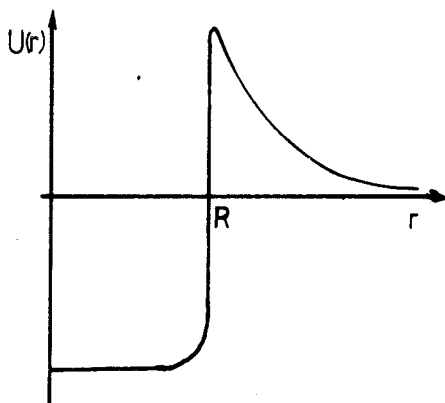
V.2.1. Poloměr atomových jader

Otázka poloměru atomových jader je složitější než se zdá na první pohled. Rozsáhlá měření ukazují, že hustota jaderné hmoty se na povrchu jádra mění velmi rychle, nikoliv však skokem - existuje určitá difuzní oblast. Současně se však ukazuje, že v bezprostřední blízkosti jádra působí na jadernou částici specifické přitažlivé síly - jaderné síly - které pro nabitou částici zcela potlačují odpuzivé síly coulombovské. Je proto rozumné definovat poloměr jádra jako poloměr oblasti, ve které hrají jaderné síly rozhodující roli. K tomu účelu je vhodné popisovat interakci mezi částicí s jádrem pomocí potenciálu $U(\vec{r})$, o kterém budeme předpokládat, že je sférický, což uspokojivě odpovídá chování převážné většiny atomových jader (odst. V.2.3). Výsledný potenciál bude superpozicí potenciálu interakce coulombovské $U_0(r)$ a jaderné $U_j(r)$

$$U(r) = U_0(r) + U_j(r) \quad (V.1)$$

Za poloměr jádra R lze pak považovat poloměr oblasti, ve které platí relace

$|U_0| \ll |U_j|$. Schématicky je situace na obr. V.1, kde je vyznačen průběh



Obr. V.1. Potenciál mezi atomovým jádrem a kladně nabitou částicí

potenciálu $U(r)$ mezi jádrem a kladně nabitou částicí. Potenciál interakce mezi jádrem a různými nabitými částicemi bude mít podobný průběh, coulombovský potenciál $U_0(r)$ však bude záviset na náboji q částice, zatímco jaderný potenciál $U_j(r)$ zůstane bez podstatnější změny.

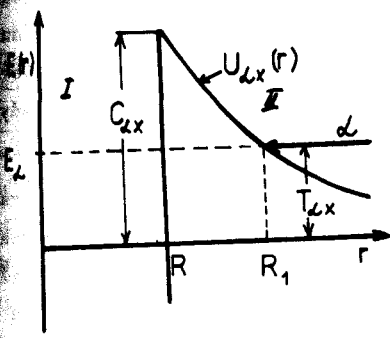
Protože se tvar potenciálu $U(r)$ pro různé nalétávající částice poněkud liší, není určení dosahu jaderné interakce jednoznačné, což vnáší neurčitost jak do definice, tak do způsobu měření poloměru R .

V.2.1.1. Určování poloměru atomových jader

První informace o rozměru jader byly získány již při studiu rozptylu α -částic na fóliích (kap. II), kdy Rutherford ukázal, že při průchodu α -částice ve vzdálenosti $\lesssim 10^{-14}$ m od těžkého centra atomu dochází k narušení coulombické interakce. Přesnější informaci o rozměru jádra nebylo možno získat.

Jedna z prvních metod, která umožnila určit přesněji poloměr atomových jader, je založena na studiu α -rozpadu těžkých jader (odst. VI.3). Předpokládáme, že α -částice, která je při rozpadu jádrem emitována, je v tomto jádře v okamžiku rozpadu v hotovém stavu. Její kinetická energie T_α vně

musí být nenulová a tedy, položíme-li potenciální energii α -částice uvnitř jádra pro $r \rightarrow 0$ rovnou nule, bude také energie α -částice uvnitř jádra $E_\alpha > 0$ (viz obr. V.2). Pokud je však E_α menší než odpovídá coulombovské energii $U_0^\alpha(R) = C_{\alpha x}$ při $r = R$ (výška coulombovské bariéry), nemůže podle klasické mechaniky α -částice z jádra uniknout a k rozpadu by tedy nemohlo dojít. V kvantové mechanice se však ukazuje, že i v tomto případě má α -částice nenulovou pravděpodobnost přejít do oblasti vně jádra (oblast II na obr. 2). (V kvantové mechanice mluvíme o tunelovém efektu nebo o přechodu potenciálovou bariérou - viz Dodatek). Pravděpodobnost P přechodu α -částice z oblasti I (oblast jádra) do oblasti II (vně jádra - viz obr. V.2) nebo naopak (tzv. koefficient průniku) je rovna (viz Dodatek)



obr. V.2. Průchod α -částice potenciálovou bariérou

oblasti II (vně jádra - viz obr. V.2) nebo naopak (tzv. koefficient průniku) je rovna (viz Dodatek)

$$P = \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_R^{R_1} [2\mu [U_0^\alpha(r) - T_\alpha]]^{1/2} dr \right\} \quad (V.2)$$

v němž μ je redukovaná hmotnost α -částice a konečného jádra. Smysl ostatních použitých symbolů je patrný z obr. V.2.

Aplikujeme-li vztah (V.2) na α -rozpad, lze změřením T_α a pravděpodobnosti rozpadu určit poloměr jádra R (parametr R_1 dostaneme z podmínky $U_0^\alpha(R_1) = T_\alpha$).

Na základě studia α -rozpadu se ukazuje, že poloměr těžkých jader dostatečně dobře popsán vztahem

$$R \doteq r_0 \cdot A^{1/3} \quad (V.3)$$

kde A je hmotnostní číslo jádra. Hodnota parametru r_0 , určená z α -rozpadu, je $r_0 = (1,4 - 1,5) \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

V oblasti lehkých jader lze určit poloměr jádra ze studia celkové energie zrcadlových jader. V této oblasti existují dvojice izobarů se vzájemně symetrickým počtem protonů a neutronů, zrcadlová jádra. (Příkladem jsou jádra $^{15}_7\text{N}$ a $^{15}_8\text{O}$). Představíme-li si jádro jako kladně nabitou látku rozloženou spojitě s konstantní hustotou náboje v objemu jádra (např. jaderná nabitá kapalina - odst. V.3.3.), můžeme pro dané jádro spočítat elektrostatičnou energii. Ta bude pro zrcadlová jádra různá a rozdíl se projeví v celkové energii jádra, kterou lze zjistit měřením vazbové energie (odst. V.3.1.). Pro spojitě nabitou kouli lze z rozdílu snadno určit poloměr jádra.

Rozbor experimentálních výsledků s použitím kapkového modelu (vztah V.20) vede opět pro poloměr jádra ke vztahu (V.3), parametr r_0 však vychází $r_0 \doteq 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

K obdobným výsledkům vedou i další metody měření poloměru atomových jader (např. rozptyl neutronů a rychlých elektronů atomovými jádry, studium mezoatomů apod.). I když se pro jednotlivé metody mění poněkud parametr r_0 , popisuje vztah (V.3) uspokojivě závislost poloměru atomových jader na hmotnostním čísle A. Z toho však plyne důležitý závěr: objem jádra je přímo úměrný hmotnostnímu číslu A a tedy nukleon zaujímá v jádře stejný objem. Lze tedy přibližně interpretovat jádro jako soustavu nukleonů s konstantní hustotou nukleonů a tedy i s konstantní hustotou jaderné hmoty.

Jak již bylo uvedeno, měření ukazují, že pokles hustoty na povrchu jádra je sice rychlý, není však skokový. Tloušťka povrchové vrstvy s postupně klesající hustotou jaderné hmoty je u středně těžkých a těžkých ($A \gg 50$) přibližně $0,1 \cdot R$. Proto je uspokojivý, přiblížením představa jádra jako oblasti se skokovou změnou hustoty, přičemž poloměr této oblasti je dán vztahem (V.3), kde za nejpravděpodobnější hodnotu parametru r_0 je v současné době považována hodnota $r_0 = 1,20 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

V.2.2. Hmotnost atomových jader

Jak vyplývá již z Rutherfordových pokusů s rozptylem α -částic, je v jádře soustředěna veškerá hmotnost atomu. Hmotnost atomového jádra m_X lze určit pro daný atom jako rozdíl hmotnosti celého atomu m_{aX} a hmotnosti elektronového obalu Zm_e

$$m_X = m_{aX} - Z \cdot m_e \quad (\text{V.4})$$

kde jde vesměs o klidové hmotnosti. Protože hmotnost elektronu známe, můžeme pro měření hmotnosti jader využívat metody hmotnostní spektroskopie (odst. IV.3). Hmotnosti atomových jader lze určovat také ze studia jaderných reakcí (odst. VI.2). Energie reakce $a + X \rightarrow Y + b$ je rovna $Q = (m_a + m_X - m_b - m_Y) \cdot c^2$ (viz vztah (VI.8), kde m_i jsou hmotnosti participujících jader. Změříme-li energii Q , můžeme ze známých hmotností jader a, X, b určit hmotnost jádra Y . Touto metodou je možno určovat i hmotnosti nestabilních jader, pro které jsou metody hmotnostní spektroskopie nevhodné vzhledem k přítomnosti radioaktivního záření nebo je nelze vůbec použít pro velmi krátkou dobu života daného izotopu.

Hmotnost jader se obvykle udává v atomových hmotnostních jednotkách u , kde $u = 1,6606 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ je rovna $1/12$ hmotnosti izotopu uhlíku $^{12}_6\text{C}$. Měření ukazují, že hmotnosti jader jsou potom vyjádřeny čísly blízkými hmotnostnímu číslu A daného izotopu. Rozdíl hmotnosti v jednotkách u a čísla A $\Delta m_X = m_X(u) - A$ se někdy nazývá hmotnostní defekt.

Pro praktické potřeby je často vhodné vyjádřit hmotnost atomových jader jako klidovou energii E_k na základě reativistického vztahu mezi hmotností a energií (viz Dodatek)

$$E_k = m_X \cdot c^2 \quad (\text{V.5})$$

atomové hmotnostní jednotce u odpovídá klidová energie $E_u = u \cdot c^2 = 931,572 \text{ MeV}$.
 klidové energii 1 MeV tedy přibližně odpovídá hmotnost $m_1 = 0,001 u$ a klidové
 hmotnosti elektronu m_e pak energie $m_e \cdot c^2 = 0,51 \text{ MeV}$.

2.3. Momenty atomových jader

Uvažujeme-li, že atomová jádra představují soustavu nukleonů, a proto sou-
 sí jejich vlastnosti jak s upořádáním nukleonů uvnitř jádra, tak s pohybem
 jádra jako celku. Rozložením nábojů a proudů v jádře určuje také elektromagne-
 tické pole mimo jádro. Lze tedy jádro charakterizovat především momentem hyb-
nosti celého jádra a elektromagnetickými momenty, které charakterizují inter-
akci jádra s vnější oblastí.

2.3.1. Spin jádra

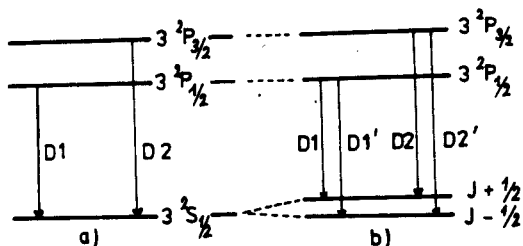
Při studiu optických spekter atomů bylo zjištěno, že vedle jemné struktu-
 ry se při zjemnění měřicí techniky pozoruje další rozštěpení - hyperjemná
 struktura - spektrálních čar. Rozbor ukázal, že některé z těchto případů sou-
visí s existencí momentu hybnosti jádra, který byl nazván spin jádra. Budeme
 ho označovat symbolem J .

Ukažme si princip vzniku hyperjemné struktury. Uvažujme atom, jehož jádro
 má vlastní moment hybnosti \vec{J} a elektronový obal moment hybnosti \vec{j} (daný mo-
 mentem valenční slupky). Výsledný moment celého atomu \vec{F} bude $\vec{F} = \vec{J} + \vec{j}$ a tedy
 podle kvantově mechanického pravidla pro skládání momentů hybnosti (viz Doda-
 tek) budou kvantová čísla velikosti momentu hybnosti splňovat podmínku

$$|J - j| \leq F \leq J + j \quad (V.6)$$

Momentům \vec{J} i \vec{j} odpovídají magnetické dipólové momenty $\vec{\mu}_J$ a $\vec{\mu}_j$
 (odst. III.2.1. a V.2.3), jejichž vzájemná interakce s energií $E \sim (\vec{\mu}_J \cdot \vec{\mu}_j)$
 povede k rozštěpení atomárních energetických stavů a k vytvoření multiplétů
 s násobností $n = \min(2j+1, 2J+1)$. Rozštěpení se projeví na elektromagnetických
přechodech mezi těmito stavy jako hyperjemná struktura spektrálních čar v op-
tických spektrech.

Ukázka rozštěpení žlutého dubletu ve spektru sodíku, odpovídajícího pře-
 chodům $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ a $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ (viz odst. III.3.1) je na obr. V.3.



Pokud spin jádra neexistuje, od-
 povídá situace obr. 3a. Dipólová
 interakce však vede k rozštěpení
 atomárních stavů a je-li rozště-
 pení P stavu malé oproti rozště-
 pení S stavu, dostaneme schéma,
 znázorněné na obr. 3b, tj. každý
 z přechodů D1 a D2 se rozpadne na
 dvě složky.

Obr. V.3. Vliv spinu jádra na struk-
 turu optického spektra atomu sodíku

stav a tedy poměr intenzity čárkovaných a nečárkovaných složek na obr. 3b je

Z teorie vyplývá, že intenzi-
 ta I elektromagnetických přechodů
 je úměrná číslu $2F+1$ pro konečný

roven

$$\frac{I(D1)}{I(D1')} = \frac{I(D2)}{I(D2')} = \frac{2F_1 + 1}{2F_2 + 1} = \frac{2(J + 1/2) + 1}{2(J - 1/2) + 1} = \frac{2(J + 1)}{2J} \quad (V.7)$$

Vztah (V.7) umožňuje určit ze změřených relativních intenzit jednotlivých složek spin jádra J.

Studium hyperjemné struktury v optických spektrech tvoří základ jedné z metod určování spinu atomových jader, využívají se však i další metody založené zpravidla na interakci magnetického dipólového momentu jádra s vnějším magnetickým polem (viz dále). Pro měření spinu vzbuzených stavů atomových jader byly vypracovány speciální metody, zpravidla využívající radioaktivního rozpadu nebo jaderných reakcí.

Měření spinu základních stavů atomových jader umožnilo určit některá důležitá pravidla. Především bylo zjištěno, že nukleony mají spin, jehož velikost je dána kvantovým číslem $s_p = s = 1/2$ (tj. $|\vec{s}| = \hbar [s(s+1)]^{1/2} = \hbar (3/4)^{1/2}$). Z pravidla o skládání momentů hybnosti v kvantové mechanice potom vyplývá, že charakter spinu jádra závisí na počtu nukleonů A v jádře. Jádra s lichým A (podle Z a N nazývaná sudo-lichá nebo lichá-sudá) mají spin J poločíselný, jádra se sudým A (sudo-sudá nebo lichá-lichá) mají spin celočíselný. Experimenty toto pravidlo bezvýhradně potvrzují, konkrétní hodnota spinu jádra však závisí na uspořádání a pohybu nukleonů v jádře a na stavbě atomového jádra vůbec. Touto otázkou se však nebudeme podrobněji zabývat, uvedeme pouze, že všechna známá sudo-sudá jádra mají v základním stavu (tj. v nejnižším energetickém stavu) spin vždy nulový, tj. J = 0.

V.2.3.2. Elektrické multipólové momenty

Protože elektrický náboj atomového jádra určují protony, můžeme jádro interpretovat jako soustavu nábojů. Elektrické pole vně jádra bude odpovídat skutečnému rozdělení těchto nábojů v konečném objemu jádra. Z teorie elektromagnetického pole je známo, že ve vzdálenostech velkých ve srovnání s rozměrem soustavy nábojů lze pak nahradit polem soustavy elektrických multipólů, umístěných v těžišti původní soustavy. To platí i pro atomové jádro, roli jednotlivých multipólů je však nutno hodnotit na základě experimentálních výsledků.

Elektrický dipólový moment. Elektrický dipólový moment \vec{d} odpovídá polarizaci náboje soustavy. Je-li v atomovém jádře náboj stejněměrně rozložen, lze očekávat, že elektrický dipólový moment bude velmi malý nebo nulový. Experimentální výsledky tento předpoklad plně podporují a ukazují, že pro základní stav atomových jader je v mezích experimentálních chyb $\vec{d} = 0$.

Elektrický kvadrupólový moment. Elektrický kvadrupólový moment udává odchylku skutečného rozložení náboje od sférického. Předpokládáme-li, že jádro zachovává rotační symetrii (tj. má tvar rotačního elipsoidu s osami a a c a leží-li osa c v ose symetrie, je kvadrupólový moment roven

$$Q_0 = \frac{2}{5} \cdot Z \cdot (c^2 - a^2)$$

(V.8)

(V.8) vyplývá, že Q_0 má rozměr plochy.

Měření elektrického kvadrupólového momentu je dosti obtížné a vychází za rámec těchto skript. Měření ukazují, že kvadrupólový moment většiny jader je $\sim 10^{-29} - 10^{-30} \text{ m}^2$. Pro jádra s hmotnostním číslem $A \sim 150 - 180$ a $A \geq 225$ byly však zjištěny hodnoty 10^2 až 10^3 krát větší, kolem hodnot 10^{-27} m^2 , které značně převyšují plochu průřezu atomových jader ($\sim 10^{-29} \text{ m}^2$). Je tedy rozložení náboje v těchto jádrech výrazně nesférické a protože lze předpokládat, že rozložení protonů i neutronů je obdobné, ukazují měření současně na výrazně nesférický tvar jader. Tato jádra označujeme jako deformovaná a jejich tvar je vhodné charakterizovat pomocí parametru deformace δ definovaného vztahem

$$\delta = \frac{c-a}{R} = \frac{\Delta R}{R} \quad (\text{V.9})$$

kde R je poloměr koule o stejném objemu jako jádro. Pro uvedené oblasti A dosahuje deformace hodnot $\delta \sim 0,2 - 0,3$, pro ostatní jádra je $\delta < 0,1$. Deformovaná jádra vykazují řadu zvláštností, kterými se však nebudeme zabývat.

Existence kvadrupólového momentu jádra ovlivňuje také prostřednictvím odpovídajícího dodatečného pole atomové stavy (tzv. kvadrupólová interakce). Kvadrupólový moment Q , registrovaný elektrony se však bude lišit od hodnoty Q_0 dané vztahem (V.8) (vnitřní kvadrupólový moment jádra), která popisuje rozdělení náboje v souřadné soustavě spojené s jádrem. Hodnota kvadrupólového momentu Q v souřadné soustavě spojené s atomem bude pro základní stav nesférického jádra se spinem J rovna

$$Q = Q_0 \cdot \frac{J(2J - 1)}{(J + 1)(2J + 3)} \quad (\text{V.8a})$$

Z (V.8a) vyplývá, že $Q \neq 0$ pouze pro $J \geq 1$ a pro nenulovou hodnotu Q_0 . Tedy např. elektronové stavy atomů se sudou-sudými jádry ($J=0$) nebudou kvadrupólovou interakcí ovlivněny ani pro $Q_0 \neq 0$.

Měření vyšších elektrických momentů jader ukazuje, že jsou velmi malé nebo nulové. Protože i parametr δ je pro většinu jader malý, lze s výjimkou deformovaných jader považovat sférický tvar jádra za dobré přiblížení. Proto, pokud nebude uvedeno výslovně jinak, budeme v dalším výkladu uvažovat jádro jako sférické.

V.2.3.3. Magnetický dipólový moment

Podobně jako u elektronu v obalu atomu (odst. III.2.1.) je s přítomností náboje a spinu \vec{J} spojen magnetický dipólový moment jádra $\vec{\mu}$ daný vztahem

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_N \cdot \vec{J} \quad (\text{V.10})$$

kde g je jaderný g-faktor a μ_j je tzv. jaderný magneton, který je obdobou Bohrova magnetonu pro proton a je roven

$$\mu_j = \frac{e\hbar}{2m_p c} = (5,0505 \pm 0,0004) \cdot 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} \quad (\text{V.11})$$

Za velikost magnetického momentu jádra se bere hodnota

$$\mu = g \mu_j \cdot J \quad (\text{V.10a})$$

měřená v jednotkách μ_j .

Měření magnetických dipólových momentů jader přineslo překvapující zjištění, že na rozdíl od magnetického momentu elektronu, kde $g = 1$ pro orbitální a $g = 2$ pro spinový magnetický moment, jsou hodnoty g -faktoru pro atomová jádra zcela náhodná čísla v rozmezí od -4 do $+6$. Pro proton nabývá g -faktor hodnoty $g_p = 5,58$ a nenulový je i pro neutron, $g_n = -3,82$. Vysvětlení této skutečnosti souvisí s tím, že nukleony jsou složené částice (viz kap.VIII).

Z řady metod, vypracovaných pro měření magnetických dipólových momentů atomových jader našly některé rozsáhlé uplatnění i mimo jadernou fyziku. Patří sem především jaderná magnetická rezonance (JMR), která našla uplatnění zejména při přesném měření a stabilizaci magnetických polí a při studiu magnetických polí v některých látkách. V poslední době se JMR využívá i v lékařství, kde byl na jejím principu zkonstruován jaderně magnetický tomograf. Vzhledem k mimořádnému významu JMR si zde stručně naznačíme její princip.

Magnetický dipólový moment μ , který se nachází v homogenním magnetickém poli intenzity \vec{H} interaguje s polem, přičemž energie interakce W je rovna

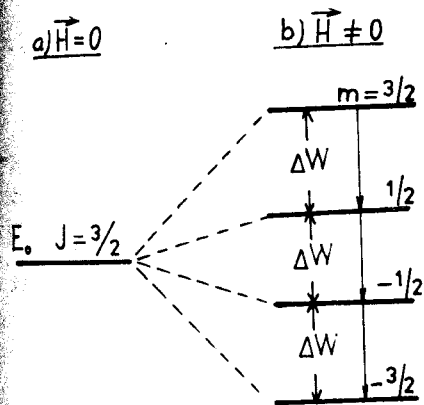
$$W = -(\vec{\mu}, \vec{H}) = -\mu_H \cdot H \quad (\text{V.12})$$

kde μ_H je projekce momentu $\vec{\mu}$ do směru pole \vec{H} . Podle vztahu (V.10) nabývá projekce μ_H magnetického dipólového momentu jádra se spinem J hodnoty

$\mu_H = g \cdot \mu_j \cdot m_J$, kde $m_J = J, J-1, \dots, -J$ je kvantové číslo projekce spinu jádra J do osy kvantování, kterou je v našem případě směr pole \vec{H} . Je-li jádro ve stavu s energií E_0 , dojde při zapnutí pole \vec{H} k rozštěpení stavu na $2J + 1$ složek s energií $E_m = E_0 + W$ a rozdíl energie sousedních stavů bude

$\Delta E_{m1} = \Delta W = g \cdot \mu_j \cdot H$. Schématicky je situace znázorněna na obr. V.4, kde část 4a znázorňuje energetické stavy při $\vec{H} = 0$, část 4b pak schéma rozštěpení hladiny se spinem $J = 3/2$ v magnetickém poli $\vec{H} \neq 0$. Známe-li pole \vec{H} , můžeme ze změřené energie rozštěpení ΔW určit g -faktor a z proměření celého multipletu můžeme určit jeho násobnost $2J + 1$ a tedy i spin jádra J . Magnetický moment jádra určíme přímo ze vztahu (V.10a). Naopak, známe-li g -faktor pro dané jádro, můžeme změřením ΔW určit intenzitu pole \vec{H} , v němž se jádro nachází.

Základním experimentálním úkolem je změření energie rozštěpení ΔW s dostatečnou přesností. Využívá se k tomu nejčastěji měření absorpce nebo emise záření při elektromagnetických přechodech mezi sousedními stavy s $\Delta m_J = \pm 1$ označených na obr. 4b šipkami. Na dipól působí kromě pole \vec{H} ještě vysokofrek-



Obr.V.4. Roštění energetických stavů jádra v magnetickém poli

venční proměnné pole $\vec{H}_1(t) = H_1^0 \cos(2\pi\nu_0 t)$ orientované tak, že stále platí $\vec{H}_1 \perp \vec{H}$. Při splnění rezonanční podmínky $h\nu_0 = \Delta \cdot W$ dochází k intenzivnímu přenosu energie mezi vysokofrekvenčním zdrojem $\vec{H}_1(t)$ a soustavou dipólový magnetický moment plus pole \vec{H} . Ze změřené hodnoty rezonanční frekvence ν_0 a ze známé hodnoty g-faktoru lze pak určit pole \vec{H} nebo naopak ze známého pole \vec{H} lze určit g-faktor.

V.3. Jádru jako soustava nukleonů

Jak již bylo řečeno v úvodu této kapitoly, je atomové jádro tvořeno Z protony a N neutrony, $Z + N = A$. Původní představa považovala jádro za soustavu A protonů a $A - Z$ elektronů, později se však ukázalo, že je v rozporu jak s měřením spinu jader, tak s řadou dalších měření (např. z relací neurčitosti plyne, že pro elektron "není v jádře dost místa", protože pro de Broglieovskou vlnovou délku λ elektronu, splňující podmínku $\lambda \leq R$ musí mít elektron kinetickou energii výrazně převyšující hodnoty přípustné na základě experimentálních měření). Objev neutronu v r.1932 (Chadwick) vytvořil základ pro reálnou představu o jádře jako soustavě neutronů a protonů, držených v jádře specifickými jadernými silami. Tato představa se ukázala jako správná a není znám žádný výsledek, který by jí odporoval.

V.3.1. Vazbová energie atomových jader

Měření hmotností atomových jader ukazují, že hmotnost jader je menší, než odpovídá součtu hmotností volných nukleonů vytvářejících jádro. Rozdíl hmotností, vyjádřený v energetických jednotkách, se projeví ve formě vazbové energie, která drží nukleony v jádře. Lze tedy vazbovou energii jádra A_ZX , kterou budeme značit $B(A, Z)$, definovat jako energii, potřebnou k rozdělení jádra X na Z protonů a $N = A - Z$ neutronů tak, aby jejich vzájemná kinetická energie T byla právě $T = 0$. Podobně lze zavést separační energii $S_p(A, Z)$ resp. $S_n(A, Z)$ jako energii potřebnou k oddělení nejslaběji vázaného protonu resp. neutronu z jádra A_ZX .

Vazbovou energii $B(A, Z)$ můžeme s použitím vztahu (V.5) mezi energií a hmotností definovat vztahem

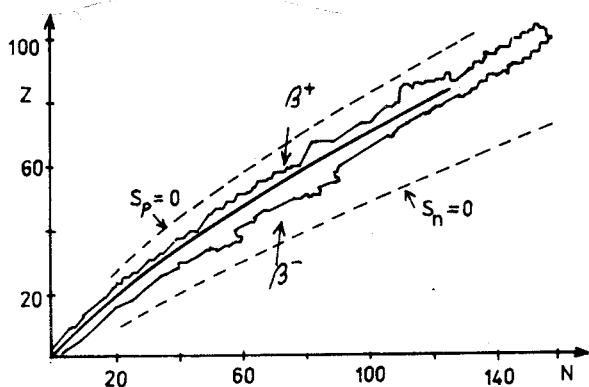
$$B(A, Z) = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_X) \cdot c^2 \quad (V.13)$$

kde m_p , m_n a m_X jsou hmotnosti protonu, neutronu a jádra A_ZX . Vzhledem k tomu, že v jádře je Z protonů a atom má ve svém obalu Z elektronů, lze ze vztahu (V.13) místo hmotností jader používat hmotnosti atomů, nahradíme-li současně hmotnost protonu hmotností atomu vodíku 1_1H . Můžeme tedy určovat vazbovou energii přímo z hmotnosti atomů a tedy její měření lze provádět stejnými metodami jako měření hmotností.

Podle naší definice (V.13) je vazbová energie $B(A, Z)$ kladná. Položíme-li však hodnotu celkové energie E_0 pro soustavu volných Z protonů a N neutronů při $T = 0$ rovnou $E_0 = 0$, bude energie E_X jádra X záporná a bude rovna $E_X = -B(A, Z)$ a tedy energie jádra vzhledem k volným nukleonům s růstem vazbové energie klesá. Odtud je zřejmé, že vazbová energie podává informaci o stabilitě jádra. To je ještě lépe patrné z vazbové energie B_s přepočtené na jeden nukleon

$$B_s = \frac{B(A, Z)}{A} \quad (V.14)$$

Vyneseme-li tuto energii jako funkci Z a N (obr.V.5), bude B_s dosahovat maximálních hodnot právě v oblasti stabilních jader. Funkce $Z(A)$, pro níž je B_s maximální, je určena přibližným vztahem



$Z \approx \frac{A}{2 + 0,015 \cdot A^{2/3}}$ (V.15)

a je nazývána linií stability (silná čára na obr.) Na obě strany od linie stability vazbová energie B_s klesá a jádra so stávají β^- - radioaktivní (přebytek neutronů) nebo β^+ - radioaktivní (přebytek protonů). Velmi daleko od linie stability pak může dojít k emisi protonu nebo neutronu (hranice jsou označeny čárkovaneš). Měření ukazují, že nestabilní jsou také nejtěžší jádra se $Z \geq 82$, která mohou emitovat α -částice (α -rozpad). Oblast známých stabilních a radioaktivních jader je na obr. znázorněna slabou čarou.

Přesná měření vazbové energie $B(A, Z)$ ukazují, že monotonně roste s rostoucím hmotnostním číslem A (tj. s počtem nukleonů v jádře), přičemž pro jádra s $A \geq 30$ se závislost příliš neliší od přímky. Znamená to, že pro středně těžká a těžká jádra vnáší každý nukleon do jádra přibližně stejnou vazbovou energii.

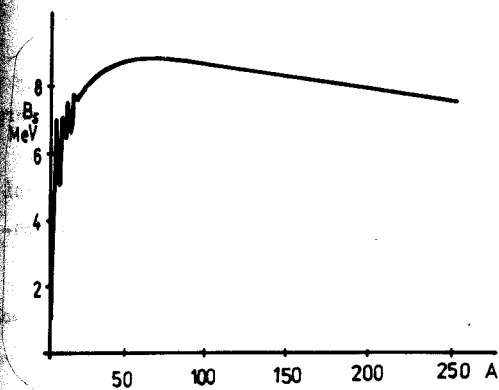
Obr.V.5. Diagram stability jader

Tato skutečnost je velmi dobře patrná z obr.V.6, na kterém je pro jádra z linie stability vynesena vazbová energie B_s jako funkce hmotnostního čísla A . Je zřejmé, že pro $30 \leq A \leq 160$ je $B_s = 8,5$ MeV s maximální odchylkou převyšující 5 %.

Z obr. V.6 je možno usuzovat na některé vlastnosti jaderné interakce, které lze shrnout následovně :

Z obr. V.6 je možno usuzovat na některé vlastnosti jaderné interakce, které lze shrnout následovně :

Z obr. V.6 je možno usuzovat na některé vlastnosti jaderné interakce, které lze shrnout následovně :



Obr. V.6. Závislost vazbové energie B_s na hmotnostním čísle A

a) Přibližná lineární závislost $B(A, Z)$ na počtu nukleonů A v jádře ukazuje, že počínaje jádrem s $A \approx 30$ interaguje každý nukleon bezprostředně pouze s omezeným a přibližně konstantním počtem nukleonů. Kdyby interagoval každý nukleon se všemi ostatními, musela by být vazbová energie úměrná počtu vazeb n , kterých je však v jádře s A nukleony $n = A(A-1)/2 \approx (A^2)/2$. Vazbová energie $B(A, Z)$ by tedy musela být přibližně úměrná A^2 , což je v rozporu s experimentem.

- b) Pro nejlehčí jádra je hodnota B_s značně nižší než pro jádra střední. To lze vysvětlit, představíme-li si, že na vzájemnou interakci dvou nukleonů připadá určitá vazbová energie. Maximální hodnota B_s pak odpovídá případu, že každý nukleon interaguje s maximálně možným počtem svých sousedů - interakce je nasyčená. Pro velmi malá A však tohoto stavu v jádře nelze dosáhnout a tedy B_s je nižší než odpovídá nasyčení. Z obr. V.6 vyplývá, že k nasyčení dochází při $A \approx 40$.
- c) Pro těžká jádra ($A \gtrsim 110$) dochází znovu k poklesu B_s . Ukazuje se, že tento pokles souvisí s coulombickým (elektrostatickým) odpuzováním mezi protony. Protože coulombovské síly mají nekonečný dosah, uplatňuje se elektrostatická interakce mezi každou dvojicí protonů v jádře, bude tedy elektrostatická energie úměrná $Z(Z-1)/2 = (Z^2)/2$ a pro velká Z bude dosahovat značné hodnoty, což vede k podstatnému snížení celkové vazbové energie jádra.
- d) Závislost B_s na A ukazuje, že složením lehkých jader a vytvořením středně těžkého jádra (tzv. reakce slučování - syntéza) lze získat určité množství energie. Obdobně je možno získat energii rozdělením nejtěžších jader s $A \gtrsim 200$ na dvě jádra s $A \approx 100$ (štěpení jader). Obou procesů, reakce slučování i štěpení se využívá v praxi k získávání energie (podrobněji viz odst. VII.3).

V.3.2. Jaderné síly

Jak již bylo řečeno, jsou nukleony v jádře drženy prostřednictvím velmi silné přitažlivé interakce, projevující se pouze v oblasti o rozměru $< 10^{-14}$ m. Lze očekávat, že část této interakce se projevuje pouze v případě více než dvou částic - tzv. vícenukleonové síly. Podrobné rozbory však ukazují, že za hlavní složku lze považovat přitažlivou interakci mezi dvěma nukleony, zprostředkovanou specifickými jadernými silami.

V.3.2.1. Vlastnosti jaderných sil

Informace o jaderných silách lze získat jak ze studia interakce mezi dvěma nukleony (rozptyl nukleonů na nukleonech, vlastnosti deuteronu a orto- a paravodíku), tak z analýzy vlastností mnohonukleonových soustav - atomových jader. Velmi cenné informace přináší rozbor vlastností vazbové energie jader. Základní vlastnosti jaderných sil, vyplývající z rozsáhlých měření, lze shrnout do těchto bodů :

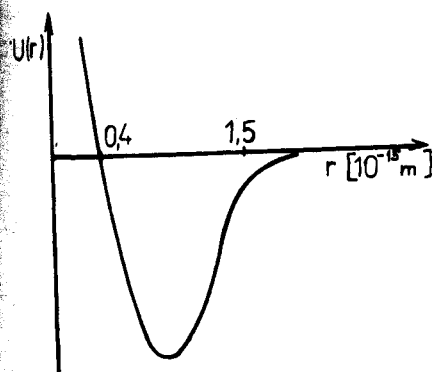
1. Protože se jaderné síly projevují mezi dvěma nukleony pouze při vzdálenostech $r_{ik} \lesssim 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$, říkáme, že jaderné síly jsou síly krátkého dosahu. Bližší studium ukazuje, že se zprvu projevují jako velmi intenzivní přitažlivé síly, v oblasti $r_{ik} \lesssim 0,4 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ však přecházejí ve velmi intenzivní síly odpudivé.
2. Z chování vazbové energie vyplývá, že každý nukleon může intragovat bezprostředně pouze s určitým maximálním počtem sousedních nukleonů - jaderné síly jeví nasycení.
3. Studium rozptylu nukleonů na nukleonech ukazuje, že jaderná interakce mezi libovolnými dvěma nukleony je stejná bez ohledu na typ nukleonů - jaderné síly jsou nábojově nezávislé.
4. Ze studia deuteronu a ze studia rozptylu nukleonů na nukleonech a na orto- a paravodíku vyplývá, že se interakce mezi dvěma nukleony s paralelními spiny (tripletní stav, $J = 1$) liší od interakce se spiny antiparalelními (singletní stav, $J = 0$). Energie tripletního stavu je nižší než stavu singletního. Říkáme, že jaderné síly jsou spinově závislé.
5. Vlastnosti dvounukleových soustav (např. kvadrupólový elektrický moment deuteronu) vedou k závěru, že intragace mezi dvěma nukleony závisí na úhlu mezi orientací spinů a spojnicí obou částic. Tato vlastnost se interpretuje jako tenzorový charakter jaderných sil.

Při popisu atomových jader se vždy respektují vlastnosti 1 - 3 a obvykle též spinová závislost. Tenzorový charakter jaderných sil se často neuvažuje vůbec nebo pouze ve formě korekcí k základním modelům.

V.3.2.2. Potenciál jaderných sil

Jaderné síly lze odvodit z vhodného potenciálu $U(r)$ nukleon - nukleonové interakce. Neuvažujeme-li tenzorový charakter, je tento potenciál sféricky symetrický a musí z něho vyplývat vlastnosti jaderných sil 1 - 4. Tvar $U(r)$ tedy musí pro $0,4 \cdot 10^{-15} \text{ m} \lesssim r \lesssim 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ odpovídat intenzivním přitažlivým silám pro oblast $r \lesssim 0,4 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ silám odpudivým. Protože intenzita jaderných sil při $r = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ rychle narůstá, musí se $U(r)$ v této oblasti velmi rychle měnit.

Uvedené požadavky splňuje potenciál jaderných sil ve tvaru potenciálové jámy. Schématicky je tvar $U(r)$ znázorněn na obr. V.7. Přesný tvar potenciálu však není znám a jeho zkoumání je předmětem velmi intenzivního teoretického i experimentálního studia.



Obr. V.7. Potenciál jaderných sil (schématicky)

Teoretický popis jaderných sil lze provést pouze v rámci kvantové teorie pole. Teorie vychází z představy, že jaderná interakce je zprostředkována přenosem částice - kvanta pole - , kterou si interagující nukleony neustále vyměňují. Krátký dosah jaderných sil je však možný pouze v případě, že tato částice má nenulovou klidovou hmotnost. V r.1935 japonský fyzik Yukawa poprvé ukázal, že potenciál jaderných sil lze zapsat ve tvaru

$$U(r) = -g \cdot \frac{\exp(-\alpha r)}{r} \quad (V.16)$$

kde g je silová konstanta, a parametr α charakterizuje dosah jaderných sil. Lze ukázat, že tento parametr je roven Comptonově vlnové délce částice zprostředkující interakci,

$$\alpha = \frac{h}{mc} \quad (V.17)$$

m je hmotnost částice, c je rychlost světla. Položíme-li parametr α roven dosahu jaderných sil, tj. $\alpha \doteq 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$, dostaneme z (V.17) pro hmotnost částice $m = 250 m_e$. Yukawa nazval tyto tehdy zcela hypotetické částice mezony. Experimentálně byla existence těchto částic prokázána teprve v r.1947 a byly nazvány mezony π (viz kap. VIII). Dnes se výměna π mezonů mezi interagujícími nukleony považuje za prokázanou, rozvíjejí se však teorie, které mají za cíl vysvětlit jaderné síly z ještě "elementárnějších" částic - kvarků, jak bude uvedeno v kap. VIII.

V.3.3. Stavba atomových jader

Jak bylo ukázáno, je jádro soustava nukleonů, které navzájem interagují prostřednictvím jaderných sil, přičemž každý nukleon se pohybuje pod vlivem ostatních. Přesný popis jádra je však prakticky nemožný, protože jde o soustavu mnoha částic, v níž navíc neznáme dostatečně dobře ani potenciál jaderných sil. Proto obvykle vychází teoretický popis jádra z představy, že se nukleony pohybují ve středním jaderném poli charakterizovaném středním potenciálem.

V.3.3.1. Střední potenciál jádra

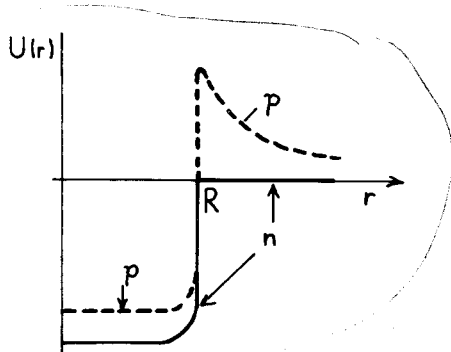
Konkrétní tvar středního potenciálu jádra ("modelový potenciál") by měl být dobrým přiblížením skutečnému potenciálu jaderné interakce ("modelový potenciál"). Dostatečně realistický potenciál musí proto vést k základním vlastnostem jádra a musí splňovat následující základní požadavky.

1. Vzhledem ke krátkému dosahu jaderných sil je střední potenciál nenulový

pouze v oblasti jádra a musí vést k vytvoření vázané soustavy - musí tedy mít tvar potenciálové jámy.

2. Jak bylo ukázáno v odst. V.2.3., je s výjimkou deformovaných jader rozdělení protonů v jádrech přibližně sférické. Vzhledem k nábojové nezávislosti jaderných sil lze stejné rozdělení očekávat i u neutronů a tedy, s výjimkou deformovaných jader, můžeme považovat jádra za sféricky symetrická. Vzhledem ke krátkému dosahu jaderných sil bude také střední potenciál jaderné interakce sférický.
3. Přesná měření ukazují, že na povrchu jádra dochází k velmi rychlému nárůstu intenzity jaderné interakce (odst.V.2.1).
4. Z experimentálních výsledků vyplývá, že se hustota jaderné hmoty uvnitř jádra velmi málo mění. Lze proto očekávat, že uvnitř jádra bude intenzita sil mezi nukleony malá a tedy potenciál bude přibližně konstantní.
5. Mezi protony existuje coulombovská odpuzivá interakce, která zeslabuje interakci jadernou a tedy hloubka protonové potenciálové jámy bude menší než neutronová. Vně jádra má pak protonový potenciál tvar coulombovského odpuzivého potenciálu.

Těmto vlastnostem vyhovuje potenciálová jáma, která má na povrchu jádra



velmi malý spád, uvnitř jádra je však potenciál přibližně konstantní. Schématicky je průběh středního potenciálu $U(r)$ jádra pro protony a neutrony na obr.V.8, kde r je vzdálenost od středu jádra.

Čárkovanež je znázorněn potenciál pro protony (p), plně pro neutrony (n). Konkrétní tvar se volí tak, aby co nejvíce odpovídal skutečnému tvaru jádra, přihlíží se však zpravidla také k výpočtovým možnostem.

Obr. V.8. Střední potenciál jádra pro nukleony $U(r)$.

V.3.3.2. Energetické hladiny atomových jader

Pohyb nukleonů uvnitř jádra můžeme charakterizovat jako pohyb ve středním (modelovém) potenciálu daného jádra. Jak se ukazuje v kvantové mechanice (viz Doplněk), může taková soustava existovat pouze při zcela určitých diskretních hodnotách energie. Mluvíme pak o energetických stavech jádra, jejichž energie i hustota závisí plně na konkrétním tvaru potenciálové jámy. Protože spin nukleonů $s = 1/2$, může být v daném energetickém stavu v soulase s Pauliho principem nejvýše určitý maximální počet nukleonů. Jádro lze tedy interpretovat jako soustavu A nukleonů, které se pohybují v různých energetických stavech, jejichž energie je ϵ_k ("částicová energie"). Celková energie $E = \sum_k \epsilon_k$, rovná součtu energií všech nukleonů, představuje energii jádra. Vzhledem k diskretním hodnotám energie částicových stavů ϵ_k bude rovněž energie E diskretní, i když energie, odpovídající různému uspořádání nukleonů, mohou být velmi blízké. Těmto stavům říkáme energetické hladiny. Na základě

Ob
já

experimentálních poznatků i teoretických úvah lze zformulovat některé jejich základní vlastnosti.

Hladinu, které odpovídá minimální energie E_0 vázané soustavy Z protonů a N neutronů označujeme jako základní stav jádra.

Všechny hladiny jádra s energií $E > E_0$ odpovídají vzbuzeným (excitovaným) stavům jádra s energií excitace ϵ

$$\epsilon = E - E_0$$

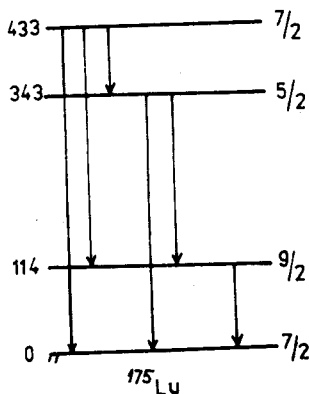
(V.18)

Každá hladina jádra je kromě energie charakterizována spinem \vec{J} , jehož velikost je $|\vec{J}| = h[J(J+1)]^{1/2}$. Pro jádra s lichým počtem nukleonů A je J vždy poločíselné, pro jádra se sudým A je J celočíselné. Každé hladině odpovídá určitý elektrický kvadrupólový a magnetický dipólový moment, obecně různý od momentů jádra v základním stavu.

- Vzbuzené stavy jsou vždy nestabilní a jádro přechází do stavu s nižší energií vyzářením fotonů (záření γ). Je-li $\epsilon > S_b$, kde S_b je separační energie částice b v daném jádře, může dojít k přechodu do stavu s nižší energií také vyzářením částice b z jádra a přeměnou jádra na jiné.
- Vzbuzené stavy atomových jader lze charakterizovat střední dobou života τ nebo šířkou hladiny $\Gamma = \hbar/\tau$. Obě veličiny charakterizují rychlost rozpadu hladiny. Střední doba života vzbuzených stavů nabývá hodnot od $\tau < 10^{-15}$ s až do $\tau \geq$ minuty (izomerní stavy jader).

Pozn.: Pokud základnímu stavu určitého jádra A_ZX odpovídá celková energie $m_X c^2$ menší než energie jakékoliv jiné soustavy (izobaru) s A nukleony, je toto jádro stabilní. V opačném případě může být jádro radioaktivní a rozpadat se na soustavu s A nukleony, avšak s nižší celkovou energií rozpadem beta (odst.VI.3.3).

Energetické hladiny atomových jader se obvykle znázorňují ve formě tzv. schématu hladin, jak je ukázáno na obr.V.9. pro jádro luthécia ${}^{175}_{Lu}$. Kromě základního stavu jádra, vyznačeného šrafováním, jsou zde uvedeny 3 vzbuzené stavy. Čísla na levé straně udávají excitační energii ϵ v keV, na pravé straně jsou uvedeny spiny těchto hladin. Šipkami jsou znázorněny přechody z vyšších stavů do nižších, doprovázené vyzářením fotonu.



Obr. V.9. Schéma hladin jádra ${}^{175}_{Lu}$.

Studium energetických hladin atomových jader je jednou z nejdůležitějších oblastí jaderné fyziky. Umožňuje pochopit, jakým způsobem jsou nukleony v jádrech uspořádány a jaké vlastnosti jsou tímto uspořádáním determinovány.

V.3.4. Modely atomových jader

K popisu atomových jader používáme zpravidla určité představy - modely, které se opírají o experimentálně ověřené vlastnosti jader. Popis zpravidla dobře vystihuje některé vlastnosti jader, jiné nepopisuje vůbec nebo značně nepřesně. Přes to jsou modely velmi užitečné vzhledem k jednoduchosti popisu a také proto, že zcela přesný popis atomových jader nemáme.

V praxi se používá celá řada modelů, z nichž některé jsou jednoduché, ale také nepřesné. Modely, popisující uspokojivě široký okruh vlastností atomových jader jsou zpravidla velmi složité a pro výpočet konkrétních vlastností jader vyžadují největší počítačové stroje. Zde si uvedeme stručnou charakteristiku některých nejjednodušších modelů.

V.3.4.1. Kapkový model

Model vychází pouze ze základních, "makroskopických" vlastností atomových jader (průměrná vazbová energie B_s , průměrná hustota jádra, konstantnost objemu na nukleon apod.), vliv konkrétního uspořádání nukleonů v jádře se vůbec neuvazuje. Ze vztahu (V.3) pro poloměr jader vyplývá, že objem jádra je $V = (4/3) \pi r_0^3 \cdot A = v_0 \cdot A$ a tedy objem v_0 , připadající na jeden nukleon, je konstantní, protože každý nukleon přináší do jádra přibližně konstantní energii B_s (odst. V.3.1), je také konstantní vazbová energie B_v , připadající na objemovou jednotku ($B_v = B(A,Z)/V = B_s/v_0 = \text{konst.}$). Tyto vlastnosti jsou obdobou vlastností nestlačitelné kapaliny. Můžeme proto pro popis jádra použít hrubé představy, že je tvořeno jadernou kapalinou, která nese náboj $+Ze$. Této představě říkáme kapkový model a umožňuje najít vztah mezi vazbovou energií jádra a počtem protonů a neutronů, které jádro tvoří.

Uvažujeme-li vazbovou energii jádra $B(A,Z)$ jako energii nabitě kapky, bude tvořena třemi základními členy: objemovou energií E_v , povrchovou energií E_p a elektrostatickou energií E_o . Tedy celkem

$$B(A,Z) = E_v + E_p + E_o \quad (\text{V.19})$$

Vzhledem ke konstantnosti B_s bude mít E_v zřejmě tvar

$$E_v = a \cdot A \quad (\text{V.20a})$$

kde a je konstanta (parametr modelu). Druhý člen, povrchová energie E_p , bude zřejmě úměrná povrchu jádra P a bude snižovat objemovou energii, tedy

$$E_o = -\sigma \cdot P = -\sigma \cdot 4 \cdot R^2 = -b \cdot A^{2/3} \quad (\text{V.20b})$$

kde modelová parametr σ představuje povrchové napětí (častěji se používá parametr b). Třetí člen v (V.19), E_o , představuje elektrostatickou energii rovnoměrně nabitého jádra, tedy

$$E_o = -\frac{3Z^2 e^2}{5R} = -c \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3} \quad (\text{V.20c})$$

kde c je opět modelová parametr.

Pro dosažení lepší shody vazbové energie, počítané na základě kapkového modelu, s experimentálními hodnotami se vztah (V.19) rozšiřuje o další dva členy, které souvisí s vnitřní strukturou atomových jader. Čelní ve tvaru

$$E_g = -d \cdot \frac{(Z - \frac{A}{2})^2}{A} \quad (V.20d)$$

souvisí s tím, že vzhledem k nábojové nezávislosti jaderných sil (odst.V.3.2) by měla být nejstabilnější jádra se $Z = N = A/2$. Přebytek neutronů kompenzuje v reálných jádrech elektrostatické odpuzování mezi protony, zeslabuje však jadernou interakci. Konečně experimentálně známý rozdíl mezi vazbovou energií sudo-sudých (tj. Z i N jsou sudá), lichých a licho-lichých jader se vyjadřuje členem

$$E_g = 0 \quad \begin{array}{l} + \sigma(A, Z) \text{ pro sudo-sudá jádra.} \\ \text{pro lichá jádra} \\ - \sigma(A, Z) \text{ pro licho-lichá jádra} \end{array} \quad (V.20e)$$

kde $\sigma(A, Z) \doteq 12 \cdot A^{-1/2}$ MeV.

Vazbová energie jádra $B(A, Z)$ je tedy rovna

$$B(A, Z) = a \cdot A - b \cdot A^{2/3} - c \cdot Z^2 A^{-1/3} - d \frac{(Z - \frac{A}{2})^2}{A} + E_g \quad (V.20)$$

Parametry a, b, c, d se určují tak, aby se vazbová energie počítaná ze vztahu (V.20) co nejlépe shodovala s experimentálními hodnotami v celé oblasti stabilních jader. Uspokojivé výsledky dávají parametry $a = 15,56$ MeV, $b = 17,23$ MeV, $c = 0,77$ MeV, $d = 93,14$ MeV, se kterými lze ze vztahu (V.20) počítat vazbovou energii jader s $A \geq 30$ s přesností lepší než 1 %.

Kapkový model umožňuje počítat některé vlastnosti atomových jader jako celku (vazbovou energii, hmotnost ap.), nebo vlastnosti, které s jádrem jako celkem souvisejí (např. stavy, odpovídající periodickým změnám tvaru jádra kolem rovnovážného - vibrační stavy, nebo v deformovaných jádrech rotační stavy, odpovídající pohybu jádra jako celku). Na základě kapkového modelu jádra lze uspokojivě popisovat také štěpení atomových jader, procesu, který je základem současné jaderné energetiky.

V.3.4.2. Slupkový model

Na opačném konci modelů než kapkový se nachází slupkový model, který vychází pouze z pohybu jednotlivých nukleonů ve středním jaderném poli charakterizovaném středním potenciálem jádra. Model vychází opět z experimentálních poznatků o jádre jako celku i o vlastnostech jednotlivých energetických stavů jádra.

Mezi nejdůležitější informace, které vedly ke sformování modelu, bylo zjištění tzv. magických čísel. Jádra, která mají počet protonů Z nebo počet neutronů N roven některému z čísel 2, 8, 20, 28, 50, 82 a N také 126 mají řadu specifických vlastností a zaujímají dosti význačné postavení (magická jádra). Byl u nich zjištěn velmi malý elektrický kvadrupólový moment, což ukazuje na

výrazně sférický tvar. Počet izotopů pro prvky se Z rovným magickému číslu je značně větší než pro okolní prvky a obdobně je tomu pro izotopy s magickým číslem N . Vazbová energie $B(A, Z)$ a zejména separační energie nukleonů $S(A, Z)$ vykazuje pro magická jádra lokální maxima. Tyto a další vlastnosti magických jader ukazují na jejich mimořádnou stabilitu a kompaktnost, připomínající kompaktnost atomů netečných prvků. Lze tedy analogicky atomům předpokládat, že se nukleony s hmotností m pohybují nezávisle ve střední potenciálové jámě jádra $U(r)$ a obsahují postupně energetické stavy, jejichž energie E_ν a vlnové funkce Ψ_ν jsou řešením Schrödingerovy rovnice s hamiltoniánem

$$H = - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta + Z(r) \quad (V.21)$$

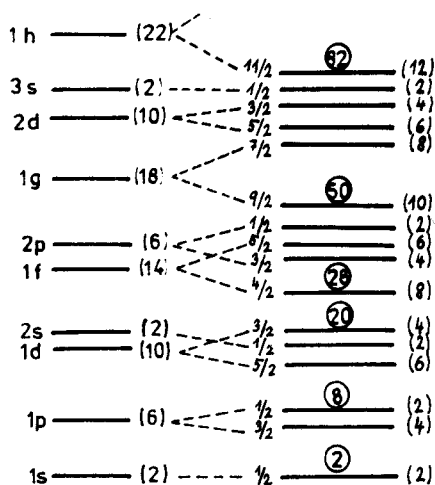
(ν nahrazuje soubor kvantových čísel charakterizujících stav - viz Doplněk). Obdobně jako v atomech vytvářejí energetické stavy shluky s blízkými energiemi - energetické slupky. Energetické rozdíly mezi jednotlivými slupkami zanedbávaně převyšují rozdíly energie uvnitř slupek tak, jako v atomu i v jádře se obsazování stavů nukleony řídí principem minimální energie a Pauliho principem (nukleony jsou částice se spinem $s_n = 1/2$).

Model, který uspokojivě popisoval chování magických jader, byl sformulován teprve v r. 1947 nezávisle Mayerovou a Jensenem a byl nazván slupkový model. Na základě rozboru experimentálních informací autoři modelu ukázali, že energie stavů, v nichž se nukleony pohybují, závisí silně na $\vec{l}-\vec{s}$ vazbě mezi spinem \vec{s} a vlastním momentem \vec{l} nukleonu. Energetické rozštěpení ΔE_{1s} stavů s energií E_ν a s celkovým momentem hybnosti $j = l \pm 1/2$ odpovídajících střednímu potenciálu $U(r)$ je rovno

$$\Delta E_{1s} \sim -20 \cdot A^{-2/3} \cdot (\vec{l} \cdot \vec{s}) \text{ MeV} \quad (V.22)$$

Toto rozštěpení může dosahovat několika MeV, což je hodnota srovnatelná se vzdáleností mezi stavy E_ν . Proto vede rozštěpení k výraznému přeskupení jaderných stavů, které lze pak charakterizovat vedle kvantových čísel l také momentem hybnosti j .

Při výpočtech se nejčastěji používá střední potenciál $U(r)$ ve tvaru osci-



Obr. V.10. Schéma nejnižších neutronových stavů v jádře

látorové jámy pro lehká jádra ($A \lesssim 50$) a ve tvaru pravoúhlé jámy pro jádra těžká. Na obr. V.10. je schéma nejnižších neutronových stavů pro pravoúhloú potenciálovou jámu. Levá strana odpovídá případu bez $\vec{l}-\vec{s}$ vazby, na pravé jsou hladiny po rozštěpení, U_{1s} je potenciál $\vec{l}-\vec{s}$ vazby. Význam dalších čísel a písmen je následující. První číslo značí pořadí stavu s daným momentem hybnosti l , písmena s, p, d, ... jsou obvyklé symboly pro $l = 0, 1, 2, \dots$, zlomek udává celkový moment hybnosti $j = l \pm 1/2$. Čísla v závorkách udávají maximální po-

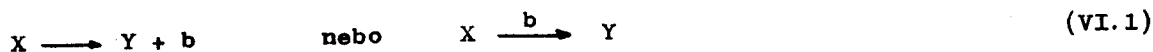
neutronů na hladině, čísla v kroužcích pak celkový počet nukleonů na všech ležících hladinách (magická čísla).

Na základě slupkového modelu se podařilo vysvětlit řadu vlastností atomových jader (spiny základních stavů, magická čísla, kvalitativně magnetické dipolové momenty aj.). V současné době je slupkový model nejrealističtější z jednodušších modelů atomového jádra a tvoří výchozí stupeň pro většinu současných modelů. Zpravidla vycházejí tyto modely z předpokladu, že nukleony ve střední části jádra interagují navzájem prostřednictvím "zbytkové" interakce, která není zahrnuta ve středním potenciálu. Tvar této zbytkové interakce určuje realističnost a typ modelu (např. supratekutý, kolektivní ap.), ale i jeho použitelnost, která je často limitujícím faktorem jeho použitelnosti modelu.

VI. Jaderné přeměny

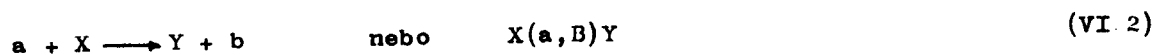
Jak již bylo naznačeno v odst. V.3.1., závisí chování jádra X jako soustavy A nukleonů na celkové energii soustavy a tedy vzhledem ke vztahu (V.13) i na vazebné energii jádra $B(A,Z)$. Soustava bude mít tendenci zaujímat stav s nejnižší možnou energií a pokud energie tomuto stavu neodpovídá, bude soustava přecházet do energeticky výhodnějšího uspořádání - bude docházet k jaderným přeměnám. V principu rozdělujeme jaderné přeměny na dva druhy :

a) Radioaktivní rozpad, kdy se jádro A_ZX samovolně (bez vnějšího zásahu) rozpadá na jádro Y a částice b - schématicky proces zapisujeme ve tvaru



Při rozpadu může docházet k emisi α -částice (α -rozpad), kladného nebo záporného elektronu a neutrina (β^\pm -rozpad), k záchytu elektronu z K-slupky atomu se současnou emisí neutrina (K-záchyt) nebo k emisi γ -kvanta (γ -rozpad). V posledním případě jde o přechod jádra X ze vzbuzeného stavu do nižšího, případně základního stavu téhož jádra.

b) Jaderné reakce, kdy v důsledku srážky dvou jader (jaderných částic) a a X dochází k přerozdělení nukleonů a ke vzniku nových jader Y a b - schématický zápis procesu je



Poznámka: (V textu označení částice a podtrháno kvůli odlišení od spojky "a")

Obvykle platí pro hmotnosti participujících jader reakce $m_a \sim m_b \ll m_X \sim m_Y$, není to však nutné. V konečném stavu může být obecně i více částic, pro základní úvahy však zůstaneme u schématu (VI.2). Na obecnější případ se úvahy snadno rozšíří. Na rozdíl od radioaktivního rozpadu vyvoláváme jaderné reakce zpravidla uměle ostřelováním jader X částicemi a, kde a může být libovolná jaderná částice (p, n, d, t, α , ionizovaný atom apod., ale i kvantum gama).

VI.1. Zákony zachování při jaderných přeměnách

Jaderné přeměny probíhají jako důsledek interakce mezi nukleony, přičemž proces závisí na jejím typu (viz odst. VIII.2). Silná interakce zodpovídá za α -rozpad a za většinu jaderných reakcí. S elektromagnetickou interakcí je spojen γ -rozpad a obecně emise a absorpce γ -záření jádry a konečně slabá interakce zodpovídá za β -rozpad jader a za K-záchyt. Z vlastností interakce mezi nukleony vyplývají také základní zákony zachování, které musí být při jaderných přeměnách splněny a které v tomto odstavci krátce shrneme. Podrobnější rozbor pro jednotlivé procesy (VI.1) a (VI.2) bude uveden v odpovídajících odstavcích.

VI.1.1. Zákon zachování nukleonového (baryonového) a atomového čísla

Při všech jaderných přeměnách se zachovává počet nukleonů (baryonové číslo) a celkový náboj, tedy pro přechody mezi počátečním (i) a koncovým (f) stavem platí

$$A_i = A_f, \quad Z_i = Z_f \quad (\text{VI.3})$$

kde $A_\nu = \sum_k A_{\nu k}$ a $Z_\nu = \sum_k Z_{\nu k}$ odpovídá součtu přes všechny částice ve stavu $\nu = i, f$ a tedy pro procesy (VI.1) $A_X = A_Y + A_b$, $Z_X = Z_Y + Z_b$, pro procesy (VI.2) $A_a + A_X = A_Y + A_b$, $Z_X + Z_a = Z_Y + Z_b$.

Poznámka: Oba zákony odpovídají obecnějším zákonům, které platí v oblasti energií, při kterých dochází ke vzniku nových částic (viz kap. VIII). V tomto smyslu platí pro β -rozpad a K-záchyt také zákon zachování leptonového čísla.

Zákony (VI.3) ukazují, které přeměny mohou probíhat, což je užitečné zejména při určování možných jaderných reakcí.

VI.1.2. Zákon zachování energie

Při jakékoliv přeměně se musí zachovávat celková energie E soustavy, tedy musí platit

$$E_i = E_f \quad (\text{VI.4})$$

Je tedy zřejmé, že jaderné přeměny probíhají při určité celkové energii $E = E_i$. Pro radioaktivní rozpad je tato energie dána klidovou energií $E_X^0 = m_X c^2$ rozpadajícího se jádra X (počáteční kinetickou energii lze volit $T_X = 0$, tj. popisovat proces v souřadné soustavě spojené s jádrem X). Pro jaderné reakce je E součtem klidových a kinetických energií obou částic v počátečním stavu

$$E = E_i = T_a + T_X + m_a c^2 + m_X c^2 \quad (\text{VI.5})$$

Lze tedy energii, při níž reakce probíhá, měnit prostřednictvím počáteční kinetické energie nalétávající částice T_a .

Aby jaderná přeměna skutečně probíhala, je nezbytné, aby vznikající částice k měly nezápornou vzájemnou kinetickou energii a tedy v souřadné soustavě TS, spojené s těžištěm všech částic musí být splněna relace

$$T_f^{TS} = \sum_k T_{fk}^{TS} \geq 0 \quad (\text{VI.6})$$

Z (VI.4) potom plyne, že proces může nastat pouze pokud platí

$$T_i^{TS} + m_i c^2 - m_f c^2 \geq 0 \quad (\text{VI.7})$$

kde T_i^{TS} je počáteční kinetická energie vyjádřená v těžišťové souřadné soustavě a m_i a m_f je součet klidových hmotností všech částic před a po procesu. Zavedeme-li pro radioaktivní rozpad jádra X energií rozpadu, definovanou vztahem

$$Q = (m_X - \sum_k m_{fk}) \cdot c^2 \quad (\text{VI.8})$$

plyne z (VI.7), že rozpad může probíhat pouze pro $Q > 0$. Podobně lze pro jader-

né reakce definovat energií reakce Q vztahem

$$Q = T_f - T_i = (m_i - m_f) \cdot c^2 \quad (\text{VI.9})$$

Podmínku (VI.7) pro jaderné reakce lze pak přepsat $T_i^T + Q > 0$.

VI.1.3. Zákon zachování hybnosti

Stejně jako v klasické mechanice i při jaderných přeměnách platí zákon zachování hybnosti

$$\vec{p}_i = \vec{p}_f \quad (\text{VI.10})$$

kde vektorový tvar nahrazuje tři složkové rovnice a \vec{p}_i i \vec{p}_f představují vektorový součet hybností všech částic v daném stavu $\nu = i, f$. Popisujeme-li proces v těžiškové souřadné soustavě, má (VI.10) zvlášť jednoduchý tvar

$$\vec{p}_i^{\text{TS}} = \vec{p}_f^{\text{TS}} = \sum_k \vec{p}_k^{\text{TS}} = 0 \quad (\text{VI.10a})$$

Odtud je zřejmé, že pokud jsou v koncovém stavu dvě částice Y a b, bude $\vec{p}_Y = -\vec{p}_b$ a tedy v nerelativistickém případě budou kinetické energie T_Y^{TS} a T_b^{TS} v poměru $(T_b^{\text{TS}}/T_Y^{\text{TS}}) = (m_Y)/(m_b)$. V případě třech a více částic v koncovém stavu bude kinetická energie každé částice spojitá v mezích $0 \leq T^T \leq T_{\text{max}}^T$. Pro k-tou částici bude $T_k^{\text{TS}} = 0$ pokud pro zbyvajících částic platí $\sum_{j \neq k} \vec{p}_j = 0$ a maximální, jestliže $\sum_{j \neq k} \vec{p}_j$ dosáhne maximální hodnoty,

tj. všechny částice $j \neq k$ jsou emitovány ve stejném směru.

Důsledky zákona zachování energie a hybnosti pro radioaktivní rozpad i pro jaderné reakce budou probrány podrobněji v příslušných odstavcích VI.2 a VI.3.

VI.1.4. Zákon zachování momentu hybnosti

Experimentálně je prokázáno, že při všech jaderných přeměnách platí zákon zachování momentu hybnosti \vec{M}

$$\vec{M}_i = \sum_k \vec{M}_{ki} = \vec{M}_f = \sum_k \vec{M}_{kf} \quad (\text{VI.11})$$

přičemž vektorové skládání je nutno provádět podle kvantové mechanických pravidel pro skládání momentu hybnosti (viz Dodatek). Jsou-li tedy M kvantová čísla velikostí momentů \vec{M} a m kvantová čísla odpovídajících projekcí na osu kvantování, pak zřejmě ve stavu $\nu = i, f$ platí ($\sigma_k = \pm 1$)

$$\min \left(\sum_k \sigma_k M_k \right) \leq M \leq \max \left(\sum_k \sigma_k M_k \right) \quad (\text{VI.12})$$

$m = -M, -M+1, \dots, M-1, M$

Při radioaktivním rozpadu bude moment hybnosti v počátečním stavu \vec{M}_i roven spinu \vec{J}_X jádra X. Pro jaderné reakce bude $\vec{M}_i = \vec{J}_X + \vec{J}_a + \vec{l}_{aX}$, tj. vektorovému součtu spinu \vec{J} obou částic a relativního (orbitálního) momentu hybnosti \vec{l}_{aX} . V konečném stavu bude moment hybnosti \vec{M}_f roven $\vec{M}_f = \sum_k \vec{J}_k + \sum_k \vec{l}_k$, kde \vec{l}_k odpovídají relativnímu pohybu vzhledem k těžišti.

Ze vztahů (VI.11) a (VI.12) je zřejmé, že vyjádření zákona zachování momentu hybnosti pro konkrétní procesy je často velmi složité, zpravidla však vede k výběrovým pravidlům, která vymezují možné procesy.

VI.1.5. Zákon zachování parity

Soustava všech částic, podílejících se na jaderné přeměně, je v každém stavu popsána vlnovou funkcí $\Psi(\vec{r}, t)$, která je obecně řešením Schrödingerovy rovnice (viz Dodatek). Ukazuje se, že funkce $\Psi(\vec{r}, t)$ tvoří dvě třídy podle chování k záměně $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ (prostorová inverze). Platí vztah

$$\Psi(-\vec{r}) = \pm \Psi(+\vec{r}) = \pi \cdot \Psi(+\vec{r}) \quad (\text{VI.13})$$

Stavy, pro které $\pi = +1$, označujeme jako stavy se sudou paritou, stavy s $\pi = -1$ jako stavy s lichou paritou.

Experimenty ukazují, že ve všech jaderných procesech s výjimkou β -rozpadu a K-záchytu se typ vlnové funkce a tedy ani parita stavu nemění, parita se zachovává. Platí tedy vztah

$$\pi_i = \pi_f \quad (\text{VI.14})$$

Dvě jaderné částice, např. jádro X a částice a, pohybující se se vzájemným momentem hybnosti \vec{l} , lze popsat vlnovou funkcí ve tvaru

$\Psi = \psi_a \cdot \psi_X \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$, kde ψ_a a ψ_X jsou vlastní vlnové funkce částic s paritou π_a a π_X a $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ je kulová funkce s paritou $\pi_l = (-1)^l$. Je tedy výsledná parita stavu tvořeného dvěma částicemi se vzájemným momentem hybnosti rovna $\pi = \pi_a \cdot \pi_X \cdot (-1)^l$. S použitím tohoto vztahu lze zapsat zákon zachování parity (VI.14) pro libovolné procesy (např. pro radioaktivní α -rozpad bude mít zákon zachování parity tvar $\pi_X = \pi_Y \cdot \pi_\alpha \cdot (-1)^l$, kde \vec{l} je orbitální moment hybnosti α -částice vůči jádru Y).

Zákony zachování, shrnuté v odst.VI.1., musí být splněny při všech reálných jaderných přeměnách. Výjimku tvoří pouze slabá interakce, zodpovědná za β -rozpad jader a za K-záchyt, při které dochází k nezachování parity, ostatní zákony však musí být plně zachovány i zde. Lze tedy zákonů zachování využít při formulaci pravidel, umožňujících rozhodnout, který proces a za jakých podmínek může nastat (výběrová pravidla).

VI.2. Jaderné reakce

První jadernou reakcí pozoroval v r. 1919 Rutherford. Zjistil, že při průchodu α -částic mlžnou komorou se v některých místech místo jedné dráhy α -částice objevují dráhy dvě, z nichž jedna odpovídá protonu. Rutherford usoudil, že protony vznikají při interakci α -částic s jádry dusíku $^{14}_7\text{N}$, která se při tom mění na jádra kyslíku $^{17}_8\text{O}$ a proton. Brzy po tomto objevu byla zjištěna řada dalších případů, kdy při vzájemné interakci dvou jader dochází k jaderným přeměnám. Tyto procesy byly nazvány jadernými reakcemi.

V současné době zahrnujeme pod jaderné reakce všechny jaderné přeměny, které mohou nastat při interakci dvou nebo více jaderných částic (jader). Jaderná interakce se však uplatňuje pouze při bezprostředním vzájemném přiblížení částic a také coulombovská interakce je na vzdálenostech značně převyšujících rozměry jader slabá. To prakticky vylučuje současnou interakci více než dvou jader, a proto se v počátečním stavu takové případy neuvažují.

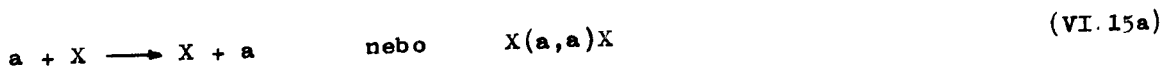
Experimentální uspořádání pro studium jaderných reakcí představuje zpravidla vzorek, obsahující jádra X - terčík, který je pevně spojen s experimentálním zařízením a je ostřelován proudem lehčích částic a - svazkem částic a. Částice a mohou být produktem radioaktivního rozpadu (α -částice, γ -záření), zpravidla jsou však získávány z urychlovače (nabitě částice, γ -záření) nebo v případě neutronů ze speciálních zdrojů (viz odst. IV.5.2). Toto uspořádání v počátečním stavu i se vyznačuje tím, že v souřadné soustavě, spojené s experimentálním zařízením (laboratorní souřadní soustava LS) je $T_X^{LS} = 0$. V případě reakce, objevené Rutherfordem, bude tedy $a = \alpha$, $X = ^{14}_7\text{N}$.

Při interakci mezi částicemi v počátečním stavu dochází při jaderných reakcích obecně k přerozdělení nukleonů a vnikají nové částice (jádra) - konečná stav f reakce. Je podstatné, že v tomto stavu mají obecně všechny vznikající částice k v laboratorní soustavě kinetickou energii $T_k^{LS} = 0$. V Rutherfordem pozorované reakci je tedy konečným stavem soustava jádro $^{17}_8\text{O}$ a proton.

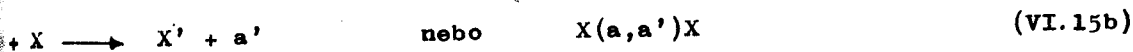
VI.2.1. Typy jaderných reakcí

Interakcí částic $a + X$ může vyvolat celou řadu procesů v závislosti na druhu částice a i jádra X a zejména v závislosti na kinetické energii T_a bombardující částice a (přesněji na vzájemné kinetické energii T_{aX} obou částic). Probereme si zde nejdůležitější z nich, omezíme se však pouze na procesy, probíhající při energiích dopadajících částic nepřesahujících ~ 100 MeV (reakce při nízkých energiích). Při energiích T_a^{LS} převyšujících cca ≥ 300 MeV, může docházet k procesům, při nichž vznikají nové částice (viz kap. VIII).

1. Nejjednodušší reakcí je pružný rozptyl, při kterém zůstává celková kinetická energie částice a a jádra X zachována, dochází však k jejímu přerozdělení. Schematicky budeme značit pružný rozptyl takto:

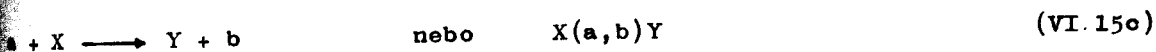


2. Při druhém typu reakce - nepružném rozptylu - nedochází k přerozdělení nukleonů, celková kinetická energie se však zmenšuje na úkor excitace jádra X, případně i částice a. Mění se tedy vnitřní stav interagujících částic. Proces značíme



3. Při interakci částice a s jádrem X může dojít k přerozdělení nukleonů a ke vzniku nových jader. Konkrétní rozdělení v konečném stavu závisí na různých podmínkách, především na vzájemné kinetické energii T_{aX} jádra X a částice a. Mohou nastat tato případy:

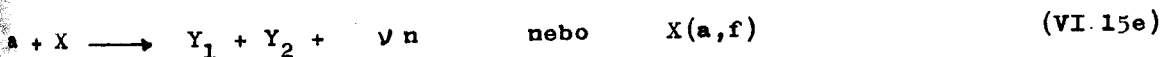
a) Dojde k vytvoření nového jádra Y a částice b, přičemž platí $m_b \ll m_Y$. Tedy v našem zápisu



Někdy se tato přeměna označuje jako prostá reakce.

b) Při dostatečné energii T_{aX} může dojít k vytvoření jádra X a dvou nebo více částic $b_1, b_2, \dots, m_{b_k} \ll m_Y$. Tedy máme $a + X \longrightarrow Y + b_1 + b_2 + \dots$ nebo $X(a, b_1 b_2 \dots)Y$ (VI.15d)

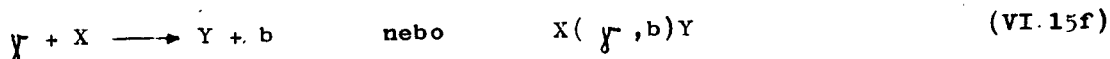
c) V případě, že X je těžké jádro z konce periodické soustavy, může dojít v konečném stavu k rozdělení jádra na dvě přibližně stejné části - štěpení jader - s případným výletem několika (ν) neutronů, tedy schématicky



d) Při vzájemné energii $T_{aX} \gtrsim 100$ MeV může dojít k tříštění jader, doprovázenému výletem většího počtu nukleonů z jádra, případně k rozdělení jádra na větší počet částic se srovnatelnými hmotnostmi.

4. V některých experimentech se používají bombardující částice a s hmotností srovnatelnou s hmotností jádra X. Těmto reakcím říkáme reakce s těžkými ionty. Zpravidla se tento název používá pro reakce, kdy částicemi a jsou aspoň ionty ${}^7_3\text{Li}$.

5. K reakci může také docházet při ostřelování jádra X kvanty γ -záření. Při dostatečně velké energii E_γ jsou z jádra uvolněny částice, obvykle nukleony. Proces zapíšeme



a nazýváme jej fotojaderná reakce nebo jaderný fotoefekt.

S výjimkou pružného rozptylu (VI.15a) mohou jádra Y vznikat jak v základním, tak ve vzbuzeném stavu, excitaci lehkých částic a ani b obvykle neuvažujeme. Tím počet konečných stavů značně narůstá a analýza reakce může být značně složitá. Je proto vhodné zavést kanály reakce, odpovídající konkrétním částicím včetně vnitřního stavu jádra Y, resp. X. Stav $a + X$ lze potom interpretovat jako vstupní kanál, konečné stavy ve (VI.15b-f) včetně excitace jader Y jako různé výstupní kanály reakce.

Dále budeme uvažovat pouze reakce typu (VI.2), kdy jsou v konečném stavu dvě částice, tj. neuvažujeme reakce (VI.14d,e). Provádění úvahy však lze na tyto reakce poměrně snadno zobecnit.

VI.2.2. Zákony zachování při jaderných reakcích

V odst. VI.1. jsme uvedli souhrnně zákony zachování při jaderných přeměnách. Dále si ukážeme některé jejich důsledky pro jaderné reakce.

VI.2.2.1. Zákon zachování atomového a baryonového čísla

Zákony zachování (VI.3) umožňují rozhodnout, které procesy mohou principiálně probíhat při interakci konkrétních částic a a jader X . Ukážeme si to na příkladu interakce ${}^4_2\alpha + {}^{14}_7N$. V počátečním stavu i máme $Z_i = Z_\alpha + Z_N = 9$, $A_i = A_\alpha + A_N = 18$. Mohou tedy podle (VI.3) vznikat při reakci pouze takové systémy, pro které je $Z_f = 9$, $A_f = 18$. Tomu odpovídá např. konečný stav $f = {}^1_1p + {}^{17}_8O$, pozorovaný Rotherfordem (reakce ${}^{14}_7N({}^4_2\alpha, {}^1_1p){}^{17}_8O$). Zákonu zachování baryonového čísla však neodpovídá konečný stav $f = {}^2_1d + {}^{17}_8O$, kde 2_1d je deuteron. Deuterony však mohou vznikat v reakci ${}^{14}_7N({}^4_2\alpha, {}^2_1d){}^{16}_8O$.

VI.2.2.2. Zákon zachování energie a hybnosti

Ze vztahů (VI.4) a (VI.5) plyne, že zákon zachování energie pro reakci $X(a,b)Y$ můžeme zapsat ve tvaru

$$E_i = E_a^0 + E_X^0 + T_a + T_X = E_f = E_Y^0 + E_b^0 + T_Y + T_b \quad (\text{VI.16})$$

kde $E_k^0 = m_k \cdot c^2$ je klidová energie k -té částice. V laboratorní souřadné soustavě, spojené pevně s experimentálním zařízením, bude $T_X = 0$ a částice a bude náletávat na terčik s rychlostí \vec{v}_a a s energií $T_a = m_a v_a^2 / 2 > 0$. K interakci dojde v těžišti soustavy, která se bude pohybovat vůči laboratorní soustavě rychlostí

$$\vec{V}_t = \frac{m_a \cdot \vec{v}_a}{m_a + m_X}$$

a s kinetickou energií T_t

$$T_t = \frac{1}{2} \cdot (m_a + m_X) \cdot V_t^2 = \frac{m_a}{m_a + m_X} \cdot T_a$$

Tato energie však odpovídá pohybu soustavy jako celku, a proto k interakci dojde při energii

$$T_{aX} = T_a - T_t = \frac{m_X}{m_a + m_X} \cdot T_a \quad (\text{VI.17})$$

Snadno lze ukázat, že energie T_{aX} je energie vzájemného pohybu jádra X a částice a v souřadné soustavě spojené s těžištěm.

Protože se kinetická energie těžiště během procesu nemění, je kinetická energie částic Y a b v konečném stavu opět rovna součtu relativní energie T_{bY} a energie těžiště T_t

$$+ T_Y = T_{bY} + T_t \quad (\text{VI.18})$$

tedy přepsat (VI.16) ve tvaru

$$+ E_X^0 + T_{aX} = E_b^0 + E_Y^0 + T_{bY} \quad (\text{VI.19})$$

sahující pouze relativní kinetické energie částic, který odpovídá zápisu zákona zachování energie v těžišťové souřadné soustavě. Plyne z něj okamžitě, že podmínka nutná k tomu, aby reakce mohla probíhat (tj. aby byla splněna podmínka (VI.6)) je

$$T_{aX} + Q \geq 0 \quad (\text{VI.20})$$

Je Q je energie reakce daná vztahem (VI.9). Pro reakci $X(a,b)Y$ vede zákon zachování energie (VI.19) spolu s (VI.9) ke vztahu

$$+ E_X^0 - E_b^0 - E_Y^0 = T_{bY} - T_{aX} = Q \quad (\text{VI.21})$$

z kterého vyplývá, že energie reakce závisí na stavu, ve kterém se nachází konečné jádro Y . Lze tedy každému stavu jádra Y a tedy každému výstupnímu kanálu reakce přiřadit určitou energii reakce Q_F . Jestliže pro dané b a Y zůstane jádro Y v základním stavu, bude zřejmě hodnota energie reakce Q_{bo} maximální pro excitační energii \mathcal{E}_k jádra Y platí vztah $\mathcal{E}_k = Q_{bo} - Q_{bk}$.

Z podmínky (VI.10) vyplývá, že jaderné reakce lze podle hodnoty energie reakce Q rozdělit do dvou kategorií.

1) $Q > 0$. Reakce tohoto typu nazýváme exoenergetické. Protože je $T_{bY} > 0$ pro všechna T_{aX} (T_{aX} je vždy > 0), může reakce probíhat při libovolné energii bombardující částice. Při reakci dochází k zisku energie $\Delta E = Q$, která se projeví nárůstem kinetické energie v konečném stavu.

2) $Q < 0$. Tyto reakce nazýváme endoenergetické. Ze vztahu (VI.20) vyplývá, že reakce může proběhnout pouze pro $T_{aX} \geq |Q|$. Musíme tedy energii dodat ve formě kinetické energie bombardující částice. Podle (VI.17) musí být její hodnota v laboratorní soustavě souřadnic

$$T_a \geq \Pi = \frac{m_a + m_X}{m_X} Q \quad (\text{VI.22})$$

kde Π je tzv. práh reakce, odpovídající minimální energii T_a v laboratorní soustavě souřadnic nutné k vyvolání endoenergetické reakce.

Energii reakce Q můžeme určovat ze známých hmotností všech částic, které se na reakci podílejí (vztah VI.21)

$$Q = (m_a + m_X - m_b - m_Y) \cdot c^2 \quad (\text{VI.21a})$$

Metoda je však vhodná pouze v případě, že známe hmotnosti všech částic s dostatečnou přesností. Druhý princip určování Q využívá rozdíl kinetické energie v konečném a počátečním stavu reakce. Přejdeme-li do laboratorní soustavy, kde

$T_X = 0$, dostaneme podle (VI.16) pro Q výraz

$$Q = T_b + T_Y - T_a \quad (\text{VI. 23})$$

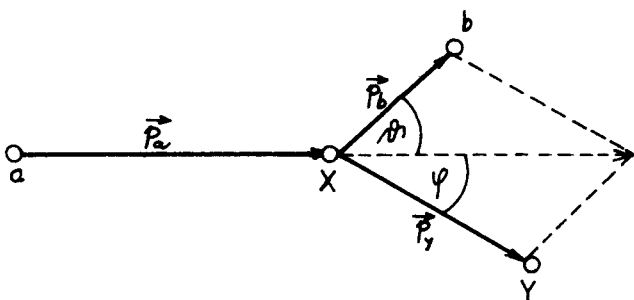
Ze známé kinetické energie T_a bombardující částice (např. známe energii, na kterou je urychlena v urychlovači), můžeme v principu určit energii reakce Q změřením kinetické energie obou částic v konečném stavu.

Současné určení kinetické energie obou částic b i Y je zpravidla velmi obtížné, navíc pro těžší jádra je zatíženo značnou chybou určení T_Y . Vztah (VI.23) lze však upravit, použijeme-li zákona zachování hybnosti (VI.10) Pro reakci $X(a,b)Y$ jej můžeme přepsat ve tvaru

$$\vec{p}_i = \vec{p}_a + \vec{p}_X = \vec{p}_f = \vec{p}_b + \vec{p}_Y \quad (\text{VI. 24})$$

nebo, uvážíme-li, že v laboratorní soustavě souřadnic je jádro X v klidu, ve tvaru

$$\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_Y \quad (\text{VI. 24a})$$



Obr.VI.1. Diagram hybností pro reakci $X(a,b)Y$ v laboratorní souřadné soustavě

Graficky je tento vztah znázorněn na obr. VI.1, kde částice b vyletuje pod úhlem θ a jádro Y pod úhlem φ vzhledem ke směru dopadající částice a (úhly se obecně označují jako úhly rozptylu dané částice). Známe-li úhly θ a φ , můžeme (VI.24a) rozepsat ve složkách

$$\begin{aligned} p_a &= p_b \cdot \cos \theta + p_Y \cdot \cos \varphi \\ 0 &= p_b \cdot \sin \theta - p_Y \cdot \sin \varphi \end{aligned} \quad (\text{VI. 24b})$$

kde p_k značí velikost hybnosti k -té částice.

Z obr. VI.1 je zřejmé, že platí

$$p_Y^2 = p_a^2 + p_b^2 - 2 \cdot p_a \cdot p_b \cdot \cos \theta \quad (\text{VI. 25})$$

Protože pro nerelativistické částice $T_k = (p_k^2)/(2m_k)$, dostaneme dosazením (VI.25) do (VI.23) vztah, spojující energii reakce Q , kinetické energie částic T_a a T_b a úhel rozptylu

$$Q = \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right) \cdot T_b - \left(1 - \frac{m_a}{m_Y}\right) \cdot T_a - \frac{(m_a m_b T_a T_b)^{1/2}}{M_Y} \cdot 2 \cdot \cos \theta \quad (\text{VI. 26})$$

Je vhodné zdůraznit, že energie T_a a T_b i úhel θ jsou měřeny v laboratorní souřadné soustavě.

Vztah (VI.26) umožňuje určit kteroukoliv z veličin m_b , m_Y , T_a a T_b , známé-
 i zbývající a úhel rozptylu ψ . Nejčastěji se užívá k určení energie reakce
 a k upřesňování energie bombardujících částic T_a .

V případě, že v konečném stavu máme více než dvě částice (reakce typu
 VI.15d,e) a tříštění jader), povede současná aplikace zákona zachování energie
 k podstatně složitějším výrazům, které zde neuvádíme. Nejdůležitější
 důsledek je, že bez ohledu na úhel rozptylu může každá částice v konečném stavu
 nabývat kinetickou energii z celého intervalu $0 \leq T_k \leq T_{\max}$, kde T_{\max} souvisí
 přímo s energií reakce Q (viz též odst. VI.1.3).

VI.2.3. Účinný průřez a excitační funkce jaderných reakcí

Velmi důležitou charakteristikou jaderných reakcí je účinný průřez σ a
 zejména $\sigma(E_a)$ excitační funkce, udávající závislost účinného průřezu na ener-
 gii v počátečním stavu, nejčastěji vyjádřené ve formě kinetické energie T_a nebo
 E_{\max} . Ukažme si podrobněji některé jejich vlastnosti.

VI.2.3.1. Účinný průřez a jeho vlastnosti

Z odst. IV.4 vyplývá, že pro $\Delta j_a \ll j_a$ lze účinný průřez σ interakce
 určovat ze vztahu (IV.15), změříme-li úbytek částic Δj_a . Dochází-li při inter-
 akci k jaderným reakcím, bude úbytek Δj_a roven počtu reakcí, které v terčíku
 vzniknou. Je zvykem počet reakcí vyvolaných v terčíku za jednotku času označovat
 jako výtěžek reakce R . Odpovídající účinný průřez reakce lze potom definovat
 vztahem

$$\sigma = \frac{R}{N_X \cdot j_a} \quad (\text{VI.27})$$

kde, N_X je počet jader v terčíku. Tato definice umožňuje účinný průřez blíže
 specifikovat. Udává-li výtěžek celkový počet interakcí v terčíku (tj. $R = \Delta j_a$),
 mluvíme o totálním účinném průřezu interakce $a + X$. Je-li R počet procesů
 v určitém výstupním kanále b (např. $Y + b$), je σ interpretován jako (celkový)
 účinný průřez konkrétní reakce (např. $X(a,b)Y$). Velmi často nás při studiu
 reakce $X(a,b)Y$ zajímá počet částic b emitovaných do jednotkového prostorového
 úhlu ve směru $\Omega \equiv (\vartheta, \varphi)$ vzhledem ke směru dopadajících částic a (výtěžek
 $R(\vartheta, \varphi)$). Tomu odpovídá diferenciální účinný průřez $((d\sigma)/(d\Omega))(\vartheta, \varphi)$.

Ze vztahu (VI.27) plyne, že rozměr účinného průřezu σ je $[\sigma] = \text{m}^2$,
 diferenciálního účinného průřezu pak $\text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$. Číselně je účinný průřez roven
 výtěžku v případě, že terčík obsahuje jediné jádro, na které dopadá tok částic
 a rovný jedné částici na 1 m^2 za 1 sekundu . Protože výtěžek R i počet jader N_X
 se vztahují k celému terčíku, lze účinný průřez interpretovat jako výtěžek reak-
 ce z terčíku jednotkového objemu, v němž je jediné jádro. Hodnota účinného prů-
 řezu pak odpovídá efektivní ploše jádra, na kterou musí částice a dopadnout,
 aby došlo k reakci s výtěžkem R . Lze proto očekávat, že účinný průřez reakce
 bude řádově roven průřezu jádra, tj. $\sigma \approx 10^{-28} \text{ m}^2$.

Ve starších jednotkových soustavách byl jednotkou účinného průřezu 1 barn, $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$. Tato jednotka se používala prakticky ve veškeré literatuře do roku 1976, používá se však doposud v převážné většině současné zahraniční literatury včetně sovětské.

Teoretický výpočet účinného průřezu je zpravidla velmi složitou a ne vždy řešitelnou záležitostí. Z kvantově mechanického hlediska lze však v těžištvé souřadné soustavě stav po reakci popsat jako rozbíhavé vlny, vycházející z těžiště. Pohyb ve výstupním kanále je potom popsán rozbíhavou vlnou

$\psi_b \sim f_{ab}(\vec{k}_a, \vec{k}_b) \cdot r^{-1} \cdot \exp(i\vec{k}_b \vec{r})$, kde \vec{k}_a a \vec{k}_b jsou vlnové vektory ve vstupním a výstupním kanále, $\hbar\vec{k} = \vec{p}$, $f_{ab}(\vec{k}_a, \vec{k}_b)$ udává amplitudu vlny šířící se ve směru \vec{k}_b . Je-li I_Y a j_b spin jádra Y a částice b, lze zapsat diferenciální účinný průřez ve tvaru

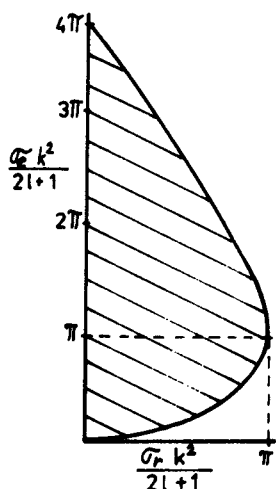
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\psi)_{ab} = (2I_Y+1)(2j_b+1) \cdot f_{ab}(\vec{k}_a, \vec{k}_b) \cdot \frac{k_a}{k_b} \quad (\text{VI. 28})$$

Veličina $f_{ab}(\vec{k}_a, \vec{k}_b)$, nazývaná amplitudou rozptylu, obsahuje veškeré informace o závislosti účinného průřezu na energii T_a , na energii reakce Q, na přenášeném momentu hybnosti a na vlastnostech participujících jader, její výpočet je však velmi složitý.

Výpočet celkového účinného průřezu σ_{ab} pro reakci $X(a,b)Y$ lze provést integrací (VI.28) přes celý prostorový úhel (tj. přes všechny směry výletu částice b), totální průřez pro interakci $a + X$ lze pak získat prosčítáním přes všechny výstupní kanály b včetně elastického rozptylu. Totální účinný průřez je vhodné rozdělit na dvě části, σ_e , odpovídající pružnému rozptylu, a σ_r , odpovídající všem nepružným procesům ($\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r$). Teoretická analýza ukazuje, že průřez σ_e a σ_n jsou obecně omezeny shora. Pro interakci ve vstupním kanále s orbitálním momentem $|\vec{l}| = \pi \cdot [1 \cdot (1+1)]^{1/2}$ (parciální účinný průřez) platí

$$\sigma_e \leq 4\pi \kappa_a^2 \cdot (2l+1) \quad \sigma_n \leq \pi \cdot \kappa_a^2 \cdot (2l+1) \quad (\text{VI. 29})$$

kde $\kappa_a = \pi/p_a$ je de Broglieho vlnová délka, odpovídající relativnímu pohybu



ve vstupním kanále a. Vzájemná relace vztahů (VI.29) je na obr. VI.2, kde vyšrafovaná oblast představuje přípustné hodnoty σ_e a σ_r . Z (VI.28) i obr. VI.2 je patrné, že pokud $\sigma_n > 0$ je vždy také $\sigma_e > 0$ a tedy nemůže docházet pouze k nepružným srážkám. Opačné tvrzení však neplatí.

Měření účinných průřezů vychází zpravidla přímo ze vztahu (VI.27) Pro reakce $X(a,b)Y$ se obvykle měří výtěžek částic b, vylétujících z terčíku o známém N_X při známé intenzitě j_a bombardujících částic. Experimentálně zjištěné hodnoty se pohybují ve velmi

Obr. VI.2. Účinný průřez pružných a nepružných procesů

širokém rozmezí, od hodnot podstatně menších než 10^{-35} m^2 do hodnot $\approx 10^{-24} \text{ m}^2$ ve starých jednotkách od $< 10^{-7} \text{ b}$ do $\geq 10^4 \text{ b}$). Měření ukazují, že se účinné průřezy výrazně mění od reakce k reakci a jsou značně závislé na energii dopadajících částic T_a (tj. excitační funkce $\sigma(T_a)$ je silně proměnná).

VI.2.3.2. Excitační funkce

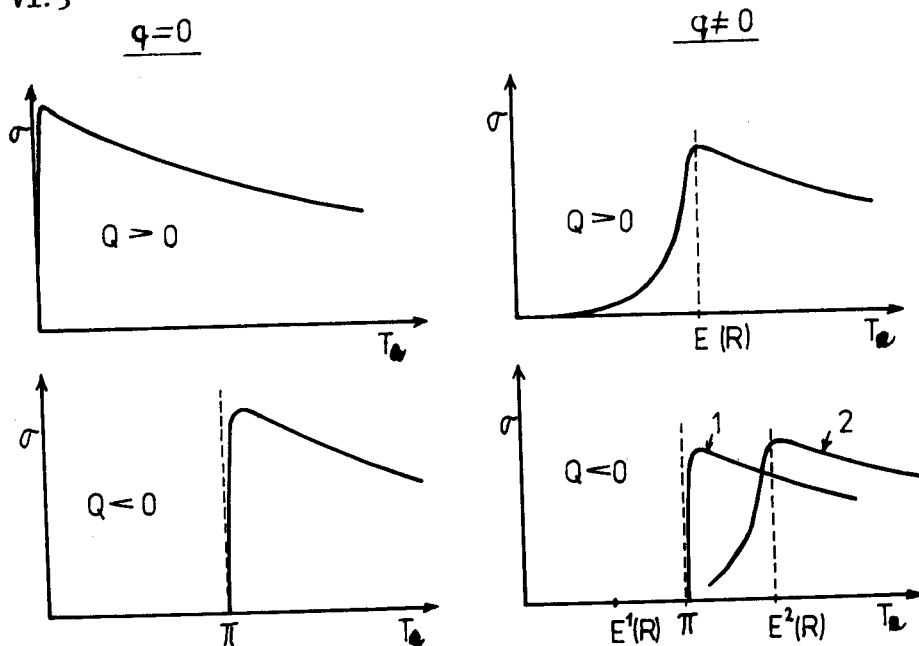
Protože excitační funkce udává závislost účinného průřezu na energii T_a , je zřejmé, že pokud k reakci nemůže dojít (např. pro nesplnění zákonů zachování), bude $\sigma(T_a) = 0$. Je tedy excitační funkce endoenergetických reakcí ($Q < 0$)

$\sigma(T_a) = 0$ pro energie $T_a < \pi$, kde π je práh reakce. Pro exoenergetické reakce ($Q > 0$) je obecně $\sigma(T_a) > 0$ pro libovolné energie T_a . Je-li bombardující nebo vylétující částice nabitá, bude excitační funkce výrazně ovlivněna coulombovskou bariérou pro interakci mezi touto částicí a jádrem (viz odst.

V.2.1). Excitační funkci lze potom zapsat ve tvaru

$$\sigma(T_a) = \sigma_o(T_a) \cdot D(T_a) \cdot D(T_b) \quad (\text{VI. 30})$$

kde $\sigma_o(T_a)$ je excitační funkce bez započtení coulombovské interakce a $D(T_k)$ ($k = a, b$) je koeficient průniku k -té částice coulombovskou bariérou (viz vztah (V.2), resp. Dodatek). Aby bylo D dostatečně velké, musí být kinetická energie T_k větší nebo aspoň srovnatelná s výškou coulombovské bariéry $U_o^k(R) = q_k \cdot U_o(R)$, kde q_k je náboj částice a $U_o(R)$ je coulombovský potenciál na povrchu jádra. Z (VI.30) tedy plyne, že excitační funkce bude pro energie bombardující částice $T_a \ll U_o^k(R)$ výrazně redukována a bude v podstatě sledovat průběh koeficientu průniku $D(T_a)$, případně součin koeficientů pro obě částice a i b . Schématicky je střední průběh excitační funkce pro různé základní případy na obr. VI.3



Obr. VI.3. Základní typy excitačních funkcí pro neutrální vylétující částici b (tj. $D(T_b) = 1$)

Při studiu interakce neutronů s energií $T_n \leq 100$ keV (a zejména s energií $T_n \leq 1$ keV) s jádry byly zjištěny velmi rychlé a výrazné změny excitační funkce - rezonance, kdy ve velmi úzkých oblastech energie dochází ke vzrůstu účinného průřezu až o několik řádů (typická ukázka je na obr. VI.4). Později byly



Obr. VI.4. Průběh excitační funkce pro interakci $n + {}^{232}\text{Th}$

rezonance zjištěny i při reakcích, vyvolaných jinými částicemi včetně γ -záření.

Existenci rezonancí vysvětlil N. Bohr, který ukázal, že při interakci ve vstupním kanále reakce dochází k záchytu částice a jádrem X a k vytvoření nového jádra - složeného jádra C ve vysoce vzbuzeném stavu s excitační energií ξ_0 rovnou

$$\xi_0 = T_{aX} + S_{aC} \quad (\text{VI. 31})$$

kde S_{aC} je separační energie částice a v jádře C . Jestliže celková energie E odpovídá energii vázaného stavu složeného jádra C , pravděpodobnost záchytu výrazně narůstá a dochází k rezonanci.

Složené jádro se rozpadá do některého z výstupních kanálů b reakce, a to nezávisle na způsobu, jímž bylo vytvořeno. Celá reakce $X(a,b)Y$ probíhá tedy jako dvouetapová, a proto lze účinný průřez (excitační funkce) zapsat ve tvaru

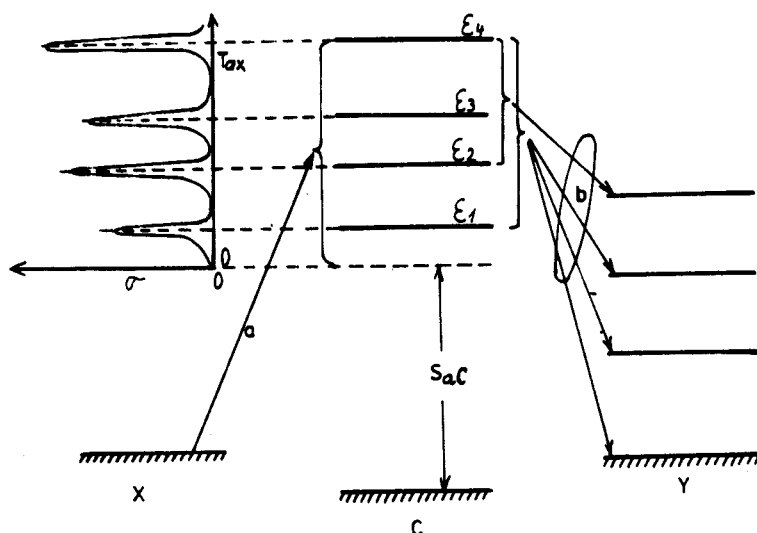
$$\sigma_{ab}(T_a) = \sigma_0(T_a) \cdot P_b \quad (\text{VI. 32})$$

kde $\sigma_0(T_a)$ je účinný průřez pro vytvoření složeného jádra C a P_b je pravděpodobnost jeho rozpadu do výstupního kanálu b . V oblasti, kde je šířka rezonancí (přesněji hladin složeného jádra - viz odst. V.3.3) malá ve srovnání s jejich střední vzdáleností, je účinný průřez $\sigma_0(T_a)$ popsán Breitovo-Wignerovou formulí

$$\sigma_0(T_a) = \pi \cdot \chi_a^2 \cdot \frac{\Gamma_a \Gamma}{(T_a - T_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{VI. 31})$$

kde g je faktor závislý na spinu participujících částic, T_r je rezonanční energie a Γ_a a Γ jsou parciální a totální šířka hladiny s celkovou energií $E_r = T_r + S_{aC}$, která odpovídá za rezonanci. Pravděpodobnost rozpadu P_b složeného jádra je dána poměrem odpovídající parciální Γ_b a totální šířky hladiny s energií E_r , $P_b = \Gamma_b / \Gamma$. Zřejmě platí vztah $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$, kde Γ_i jsou parciální šířky pro rozpad hladiny E_r všemi možnými způsoby.

Souvislost rezonančního průběhu excitační funkce se strukturou stavů složeného jádra je na obr. VI.5. kde jsou také znázorněny některé možné způsoby rozpadu.



Obr. VI.5. Schéma průběhu reakce přes složené jádro

VI.2.3.3. Mechanismus jaderných reakcí

Reakce přes složené jádro představují jeden z možných mechanismů průběhu jaderných reakcí, uplatňující se při většině procesů. Při vysokých energiích T_{aX} je však rezonanční charakter excitační funkce obvykle potlačen v důsledku velké hustoty hladin složeného jádra C při vysokých excitačních energiích E_c . Excitační funkce má pak zpravidla značně složitou strukturu s více či méně výraznými změnami, která obecně závisí jak na T_{aX} , tak i na konkrétních částicích a a X včetně vlivu coulombické interakce pro nabitě částice.

Při některých reakcích k vytváření složeného jádra nedochází. Mechanismus reakce bývá v těchto případech poměrně jednoduchý, např. přímé vyražení částice b z jádra nebo roztržení částice a . Tyto reakce nazýváme přímé reakce. Patří sem především reakce s deuterony typu (d,p) , (d,t) a (d,n) , ale i některé další a mají zpravidla mimořádný význam pro jadernou fyziku jako cenný zdroj informací o participujících jádrech. Jde však do značné míry o speciální reakce a nebudeme se jimi podrobněji zabývat.

Určování mechanismu jaderných reakcí je značně složitý úkol a využívají se k němu různé experimentální postupy. Mezi nejdůležitější patří studium excitační funkce a studium úhlového rozdělení vyletujících částic b (tj. studium diferenciálního účinného průřezu $[(d\sigma)/(d\Omega)](\theta)$, které je pro přímé reakce značně specifické, často s výraznou emisí dopředu.

VI.2.4. Vybrané jaderné reakce

Jaderné reakce umožňují získat velmi cenné informace jak o interakci mezi jádrem a jaderným zářením, tak také o vlastnostech jader participujících na reakci. Jsou proto velmi efektivním prostředkem studia v jaderné fyzice, kde se zpravidla využívá prakticky všech typů reakcí, uvedených v odst. VI.2.1. Jaderné reakce však mohou být využity i v jiných oblastech (např. při přípravě uměle radioaktivních látek - viz odst. VI.3.3). Mimořádně důležité jsou reakce štěpení, využívané v jaderné energetice, a termojaderné reakce, které jsou zdrojem energie ve hvězdách, a je naděje, že budou v budoucnu hlavním zdrojem energie i na Zemi (viz odst. VII.3.). Proto si o těchto dvou typech reakcí uvedeme některé základní informace.

VI.2.3.1. Štěpení jader

V odst. V.3.1. bylo ukázáno, že v důsledku závislosti vazbové energie jádra na počtu nukleonů v jádře může docházet ke štěpení velmi těžkých jader, přičemž lze získat značná množství energie. Z obr. V.6 a ze vztahu (V.20) vyplývá, že při štěpení jader s $A \geq 200$ je získána energie $\Delta E \sim 200$ MeV na jedno rozštěpené jádro (tj. 1 MeV na nukleon).

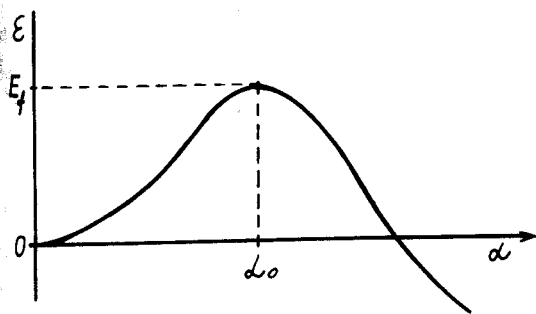
Aby došlo ke štěpení, je nutno překonat energii, která drží jádro pohromadě (např. z hlediska kapkového modelu je to energie povrchového napětí). Potřebnou energii je možno dodat jádru např. ve formě energie bombardující částice a v reakci $X(a,f)$. Nejčastěji (a v praktických aplikacích výhradně) se k tomu používá neutronů.

Minimální energii E_f , potřebnou k rozštěpení jádra, nazýváme energií štěpení. Její hodnota se určuje experimentálně, přibližně ji lze spočítat na základě vhodné modelové představy o jádře a o průběhu samotného štěpení.

Štěpení lze uspokojivě popsat v rámci kapkového modelu jader (odst. V.3.4). Předpokládejme, že jádro X má v základním stavu sférický tvar $\alpha = 0$ a že se při excitaci tvar jádra mění ($\alpha \neq 0$, kde parametr α je mírou deformace). To má za následek zvětšení povrchu jádra a tedy i změnu povrchové energie E_p , změní se však také střední poloměr jádra a tedy i elektrostatičká energie E_c . Ze vztahu (V.20) lze ukázat, že při malých deformacích se mění E_p i E_c tak, že celková energie jádra zprvu stoupá (vazbová energie klesá viz obr. VI.6). Překročí-li však deformace určitou kritickou hodnotu α_0 , začne celková energie jádra s rostoucí deformací klesat a jádro se již nemůže vrátit zpět do rovnovážného stavu - rozštěpí se. Energie štěpení E_f je rovna právě excitační ener-

1
1
e
P
r
o
1
1
2
1
2
1

li, při níž jádro dosáhne kritické deformace α_0 . Výpočet i experiment ukazuje, že pro jádra z konce periodické soustavy ($A \sim 230 - 240$) je tato energie $E_f = 6 - 8$ MeV.



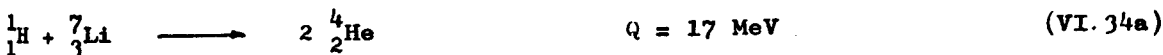
Obr. VI.6. Energie štěpení jader

např. štěpení jader ${}^{235}_{92}\text{U}$ a ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ pomalými neutrony. Je-li terčikové jádro sudo-sudé, (jádro o liché), bude pro pomalé neutrony ($T_n \doteq 0$) $\xi_0 = 6,5 \text{ MeV} < E_f$. Rozdíl $\Delta E = E_f - S_{nc}$ je nutno dodat ve formě kinetické energie neutronu. Proto např. ke štěpení jádra ${}^{238}_{92}\text{U}$ je nutno používat neutrony s energií $T_n \gtrsim 1 \text{ MeV}$.

Protože je pro těžká jádra s $A \gtrsim 200$ poměr N/Z značně vyšší než pro jádra ze středu periodické soustavy (viz vztah (V.15)), mají štěpné produkty Y_1 a Y_2 značný přebytek neutronů. Jsou proto vysoce radioaktivní a sérií β -přechodů přecházejí postupně na stabilní jádra. K určitému snížení N/Z dochází také přímo při štěpení, které je doprovázeno emisí 2 - 3 neutronů na jeden akt štěpení. Tyto neutrony hrají rozhodující roli pro využití štěpení pro energetické účely (viz odst. VII. 3-1)

VI.2.3.2. Termonukleární reakce

Z obr. V.6 je patrné, že pro nejlehčí jádra je energeticky výhodné slučování velmi lehkých jader na těžší (syntéza jader). Jde tedy o exoenergetické reakce, z nichž některé, tvořící dosti omezenou skupinu, mohou být využity pro energetické účely. Jak bude ukázáno v odst. VII.3.2, mohou tyto reakce probíhat při velmi vysokých teplotách samovolně, a proto se jimi souhrnně termonukleární reakce. Za nejvhodnější pro energetické účely se v současné době považují reakce



Z hlediska astrofyziky jsou důležité ještě některé další termionukleární reakce, z nichž některé budou uvedeny v odst. VII.3.3. Energie reakce Q pro procesy (VI.34) ukazuje, že energetický zisk, připadající na jeden nukleon, je značně vysoký, s výjimkou reakce (b) přesahuje značně hodnotu 2 MeV/A . Jsou tedy tyto reakce jako zdroj energie velmi výhodné.

Protože se pro syntézu uvažují vesměs reakce vyvolané nabitými částicemi a dohází při interakci v počátečním stavu reakce k elektrostatickému odpuzování mezi částicí a a jádrem X (viz odst. VI.2.3). Pro praktické využití je však nutné, aby měla reakce dostatečně vysoký výtěžek, a proto je nezbytné, aby kinetická energie T_{aX} byla srovnatelná s výškou coulombovské bariéry $U_0^a(R)$. Pro reakce (VI.34) je $U_0^a(R) \sim 1 \text{ MeV}$ a tedy bude jejich výtěžek dostatečně vysoký, pokud $T_{aX} \gtrsim 1 \text{ MeV}$. Potřebnou energii je možno získat poměrně snadno na urychlovači, proud bombardujících částic a je však v tomto případě velmi nízký (řádově μA až mA). Proto, jak bude ukázáno v odst. VII.3, je pro energetické využití reakcí (VI.34) nutno hledat jiné cesty k překonání coulombovského odpuzování mezi částicí a a jádrem X .

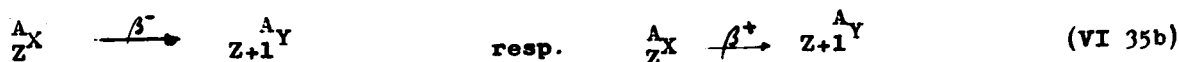
VI.3. Radioaktivita

V r. 1896 zjistil Becquerel, že uranové soli vysílají neviditelné záření, které působí na fotografickou desku. O dva roky později byl tento jev pozorován také u radia a polonia a byl nazván radioaktivitou.

Intenzivní studium radioaktivity ukázalo, že se proces vztahuje k nejnvnitřnější části atomu a nedá se ovlivnit žádným známým vnějším zásahem (chemickým ani fyzikálním) a že záření, vycházející z atomů, je podle ohování v magnetickém poli trojího druhu. Záření alfa (α) představuje jádra helia ${}^4_2\text{He}$. Záření, nazývané zářením beta (β^-), tvoří elektrony. Konečně z většiny radioaktivních atomů vychází velmi pronikavé záření gama (γ), které představuje elektromagnetické záření o velmi krátké vlnové délce $\lambda \leq 10^{-13} \text{ m}$. Jednotlivé procesy jsou označovány jako α -, β^- - a γ -rozpad. Značně později bylo zjištěno, že některé uměle připravené radioaktivní látky (viz dále) vyzařují pozitrony - dohází u nich k β^+ -rozpadu. Konečně experimenty ukazují, že existuje také proces, při kterém dochází ke změně atomu při současné absorpci elektronu z atomového obalu jádrem (tzv. K-záchyt).

Dnes víme, že radioaktivita je přeměna jader radionuklidu ${}^A_Z X$ na jádra ${}^{A'}_{Z'} Y$ doprovázená emisí radioaktivního záření určitého typu. Proto budeme zpravidla mluvit o rozpadu jader místo o rozpadu atomů.

Při emisi nabitého záření dohází ke vzniku atomů jiných prvků, k přeměně-transmutaci-atomů. Přeměny se řídí posunovacími zákony, které ukazují, jaký atom vznikne při určitém rozpadu atomu X a které lze schématicky zapsat takto:



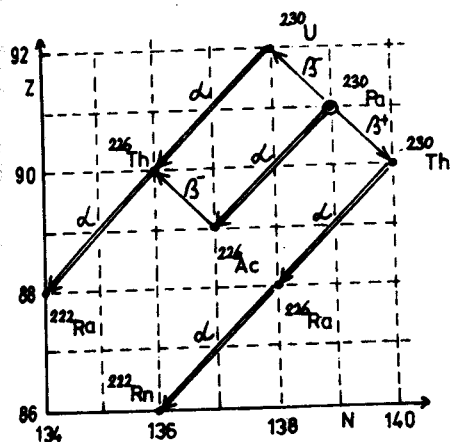


(VI. 35c)



(VI. 35d)

de Z, A jsou atomové a hmotnostní číslo izotopu, X a Y jsou jeho chemické značky. V N-Z diagramu jader lze posunovací zákony znázornit způsobem, ukázaným na obr. VI.7 pro rozpad jádra ${}_{91}^{230}\text{Pa}$



V současné době je radioaktivita předmětem intenzivního studia z hlediska fyziky vlastního jevu a fyziky jádra, ale zejména, pro její rozsáhlé aplikace v jiných, velmi širokých oblastech společenské praxe. (viz kap. VII).

Obr. VI.7. Ukázka posunovacích zákonů pro jádro ${}_{91}^{230}\text{Pa}$

VI.3.1. Zákony zachování při radioaktivitě

Pro radioaktivní přechody platí v plném rozsahu všechny zákony uvedené v odst. VI.1. Pro β -rozpad a K-záchyt platí také zákon zachování elektronového leptonového náboje L_e , který bude podrobněji rozebírán v kap. VIII.

Je dobře si uvědomit, že až na speciální případy je rozpadající se jádro X pevně spojeno s měřicí aparaturou a tedy počáteční kinetická energie T_X^i i počáteční impuls \vec{p}_i je nulový jak v těžišťové, tak v laboratorní soustavě souřadnic spojené s aparaturou. Proto lze i v LS použít vztahu (VI.10a), z něhož plyne, že v případě rozpadu jádra X na dvě částice bude energie přechodu Q (vztah (VI.8)) rozdělena mezi obě částice v nepřímém poměru jejich hmotností (viz odst. VI.1.3) a pro diskrétní hodnoty Q bude také spektrum emitovaných částic diskrétní. Toto platí i při γ -rozpadu, kdy $|\vec{p}| = E_\gamma / c$ a tedy jádro přebírá energii

$$T_X^f = \frac{E_\gamma^2}{2m_X c^2} \quad (\text{VI. 36})$$

V případě β^\pm -rozpadu, kdy je spolu s elektronem emitováno neutrino (viz odst. VI.3.3) vyplývá z (VI.10a), že spektrum elektronů bude spojitě (tříčásticový rozpad).

VI.3.2. Rozpadové zákony

Systematické studium radioaktivity umožnilo zformulovat důležité zákony, týkající se změny intenzity záření s časem. Měření ukázalo, že intenzita záření, vysílaného některými látkami, se prakticky s časem nemění, zatímco intenzita záření jiných látek velmi rychle klesá a po určité době je prakticky nulová, radioaktivní látka vymírá. Studium druhé skupiny látek však ukázalo specifickou závislost množství látky (počtu radioaktivních jader $N(t)$) na čase. Velmi pečlivá měření ukázala, že poměr $N(t + \Delta t)/N(t)$, měřený pro konstantní časové intervaly Δt , nezávisí na době t , která uplynula od počátku celého měření ani na množství látky $N(t)$. Poměr je funkcí pouze délky časového intervalu Δt , tedy

$$\frac{N(t + \Delta t)}{N(t)} = K(\Delta t) \quad (\text{VI.37})$$

kde t je libovolné a Δt je délka zvoleného časového intervalu. Absolutní množství látky, která se rozpadne za dobu Δt , $\Delta N = N(t) - N(t + \Delta t)$ je proto

$$\Delta N = N(t) - N(t) \cdot K(\Delta t) = N(t) \cdot [1 - K(\Delta t)] \quad (\text{VI.38})$$

a tedy závisí, na rozdíl od poměru (VI.37), na množství látky $N(t)$ v okamžiku t .

Na základě rozboru vztahů (VI.37) a (VI.38) a zejména na základě skutečnosti, že radioaktivní rozpad nelze ovlivnit žádným známým způsobem, zformulovali v r.1900 Rutherford a Soddy rozpadové zákony, které mají v radioaktivitě i v jejích aplikacích mimořádný význam. Ukázali, že vztah (VI.38) lze interpretovat statisticky, jestliže každému z jader přisoudíme pravděpodobnost $p(\Delta t) = 1 - K(\Delta t)$ že se za dobu Δt rozpadne.

Vztah (VI.37) umožňuje zavést tzv. poločas rozpadu $T_{1/2}$, jako interval Δt , za který se množství radioaktivní látky sníží na polovinu. Je tedy $T_{1/2}$ definováno vztahem

$$\frac{N(t + T_{1/2})}{N(t)} = \frac{1}{2} \quad (\text{VI.39})$$

Poločas rozpadu je pro danou radioaktivní látku (pro každý nuklid) charakteristickou veličinou. U známých radioaktivních látek se pohybuje ve velmi širokém rozmezí od nepatrných zlomků sekundy až do největších měřitelných hodnot, což je v současné době $\sim 10^{20}$ let.

VI.3.2.1. Jednoduchý rozpad

Ze vztahu (VI.38) vyplývá, že rychlost změny počtu jader v čase t , $dN(t)/dt$ bude úměrná počtu jader $N(t)$

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \cdot N(t) \quad (\text{VI.40})$$

kde znaménko "-" značí, že jde o úbytek. Koeficient úměrnosti λ udává pravděpodobnost, že se jádro rozpadne za jednotku času a nazývá se rozpadová konstanta. Obdobně jako poločas rozpadu je i rozpadová konstanta pro dané jádro charakteristická. Vztah (VI.40) udává také intenzitu emitovaného záření $J(t)$, označovanou jako aktivita zářiče. Zřejmě platí

$$J(t) = - \frac{dN(t)}{dt} = \lambda \cdot N(t) \quad (\text{VI.41})$$

Jednotkou aktivity zářiče je becquerel (Bq), odpovídající jednomu rozpadu za sekundu.

Řešením diferenciální rovnice (VI.40) lze určit závislost množství aktivní látky $N(t)$ na čase. Zavedeme-li počáteční podmínku, že v čase $t = 0$ (tj. v okamžiku, od něhož odečítáme čas) bylo množství látky $N(t=0) = N_0$, dostaneme pro $N(t)$ známý vztah (rozpadový zákon)

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t) \quad (\text{VI.42})$$

Z (VI.41) plyne, že obdobný vztah platí pro aktivitu $J(t)$

$$J(t) = \lambda N(t) = J_0 \cdot \exp(-\lambda t) \quad (\text{VI.43})$$

kde $J_0 = \lambda \cdot N_0$ je aktivita v čase $t = 0$. Klesá tedy aktivita zářiče podle stejného zákona jako množství radioaktivní látky.

Z porovnávání (VI.39) a (VI.42) můžeme určit vztah mezi poločasem rozpadu T a rozpadovou konstantou λ . Zřejmě platí

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (\text{VI.44})$$

Jako charakteristika rozpadu se často užívá střední doba života τ , definovaná jako průměrná doba přežití jednoho jádra

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} N(t) \cdot t \, dt}{N_0} \quad (\text{VI.45})$$

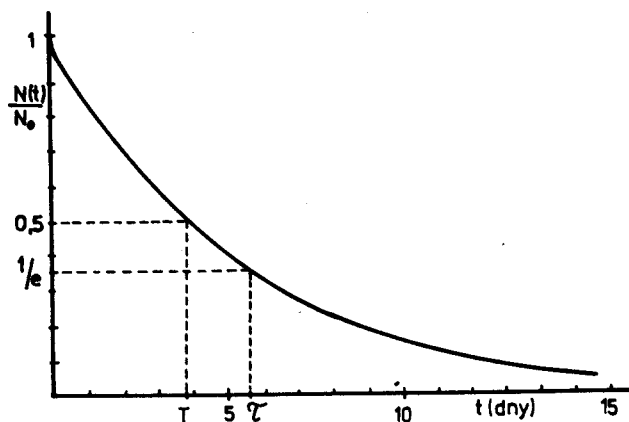
Snadno lze ukázat, že platí

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad T_{1/2} = (\ln 2) \cdot \tau = 0.693 \tau \quad (\text{VI.46})$$

Určování charakteristik rozpadu (tj. λ , $T_{1/2}$ nebo τ) se obvykle provádí přímo měřením časové změny aktivity $J(t)$ (tzv. rozpadová křivka). Měříme-li v časovém intervalu t , $t + \Delta t$ při $\Delta t \ll \tau$, je naměřený počet rozpadů $n(t) = J(t) \cdot \Delta t$ považován pouze za funkci času t . Proto při konstantním Δt bude podle (VI.43)

$$\ln \frac{J(t)}{J_0} = -\lambda \cdot t = \ln \frac{n(t)}{n(0)} \quad (\text{VI.47})$$

Kde $n(0)$ je počet rozpadů při $t = 0$. Vynesením závislosti $\ln [n(t)/n(0)]$ jako funkce času dostaneme přímkou, jejíž směrnice udává hodnotu rozpadové konstanty λ



Na obr. VI.8 je ukázána rozpadová křivka pro radon ^{222}Rn , pro který je $T = 5,56$ dní. Čas t je udán ve dnech.

Obr. VI.8. Rozpadová křivka radonu ^{222}Rn

VI.3.2.2. Postupný rozpad

Vztah (VI.42) platí jenom v případě, že se množství radioaktivní látky mění pouze v důsledku jejího rozpadu. V praxi je však často nuklid Y , vznikající při rozpadu nuklidu X rovněž radioaktivní a rozpadá se dále na nuklid Z . To může pokračovat dále, až celá série rozpadu skončí stabilním izotopem. Mluvíme potom o postupném rozpadu a celý průběh můžeme zapsat:



Původní látku X nazýváme mateřskou, produkty pak látkami dceřinými (první, druhá, atd.). V oblasti velmi těžkých jader tvoří řetězce (VI.48) radioaktivní řady, které zahrnují více než 10 členů (viz odst. VI.3.3).

Rozpad mateřské látky X se řídí rozpadovým zákonem (VI.42). Množství $N(t)$ a tedy i aktivitu $J(t)$ dceřiných radioaktivních látek je však nutno popisovat složitějšími vztahy. Jejich odvození vychází z toho, že změnu množství

$\Delta N(t)$ dané látky za dobu Δt představuje jednak úbytek při vlastním rozpadu, jednak vznik při rozpadu látky předcházející. Tedy například pro látku Y ve schématu (VI.48) bude rychlost změny množství látky $dN_Y(t)/dt$ rovna

$$\frac{dN_Y(t)}{dt} = - \lambda_Y \cdot N_Y(t) + \lambda_X \cdot N_X(t) \quad (\text{VI } 49)$$

kde druhý člen udává počet jader Y , která vzniknou za jednotku času rozpadem izotopu X . λ_X a λ_Y jsou rozpadové konstanty nuklidů X a Y . Integrací této rovnice s počátečními podmínkami $N_X(t=0) = N_X(0)$ a $N_Y(t=0) = 0$ dostaneme

$$N_Y(t) = \frac{N_X(0) \cdot \lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} \cdot [\exp(-\lambda_X t) - \exp(-\lambda_Y t)] \quad (\text{VI.50})$$

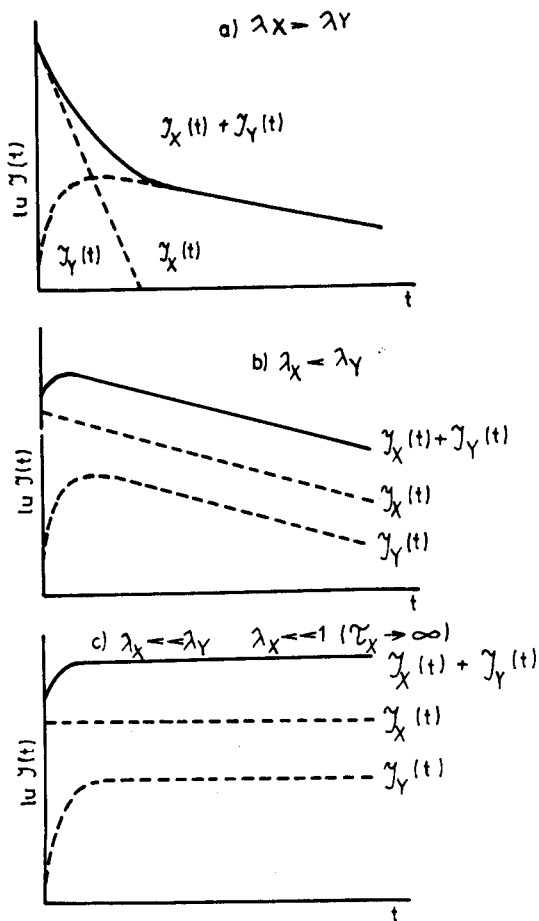
Obdobně je možno postupovat pro další členy řady (VI.48), vztahy však budou obsahovat stále více členů

Ze vztahu (VI.50) je zřejmé, že konkrétní změna množství látky Y i její

aktivity $J_Y(t) = \lambda_Y \cdot N_Y(t)$ bude záviset na vzájemném poměru rozpadových konstant λ_X a λ_Y . Např. pro $\lambda_X \gg \lambda_Y$ bude po době $t \gg \tau_X$ platit $\exp(-\lambda_X t) \ll \exp(-\lambda_Y t)$ a tedy časový průběh aktivity směsi obou nuklidů X a Y bude dán rychlostí rozpadu látky Y zatímco aktivita látky X bude v té době zanedbatelná (viz obr. VI.9a). Je-li $\lambda_X = \lambda_Y$ nebo $\lambda_X \ll \lambda_Y$, je situace složitější, čtenáři si však odpovídající vztahy snadno odvodí.

Na obr. VI.9 je znázorněn průběh aktivity směsi mateřské a dceřinné látky. Je ukázán průběh aktivity mateřské (J_X) a dceřinné (J_Y) látky a průběh celkové aktivity $J_X + J_Y$ pro tři případy poměru rozpadových konstant:

- a) $\lambda_X > \lambda_Y$
- b) $\lambda_X < \lambda_Y$
- c) $\lambda_X \ll \lambda_Y$



Obr. VI. 9 Průběh aktivity směsi mateřské a dceřinné látky pro různé poměry rozpadových konstant

VI.3.3. Druhy radioaktivních rozpadů

Jak bylo uvedeno na počátku odst. VI.3, dochází při radioaktivním rozpadu k procesům (VI.35a) - (VI.35d). Probereme si nyní jednotlivé druhy rozpadu poněkud podrobněji.

VI.3.3.1. α -rozpad

α -rozpad je typickým jevem na konci periodické soustavy prvků, kde téměř všechny jádra s $A > 210$ jsou α -radioaktivní. Protože částice α je jádro ${}^4_2\text{He}$, lze schématicky zápis (VI.35a) přepsat ve tvaru



Podrobná měření ukázala, že poločas T nabývá pro různé α -radioaktivní nuklidy hodnot od nepatrných zlomků sekundy až do hranice měřitelnosti ($T \gtrsim 10^{20}$ let). Na druhé straně energie emitovaných α -částic se pohybuje od $T \sim 3$ MeV do hodnot $T \sim 9$ MeV, přičemž se vzrůstem energie α -částice klesá velmi rychle poločas rozpadu T (roste rozpadová konstanta λ). Geiger a Nuttal našli mezi T_α a λ experimentální vztah

$$\ln \lambda = A \cdot \ln T_\alpha + B \quad (\text{VI.51})$$

Geigerovo - Nuttalovo pravidlo, kde A a B jsou konstanty určené z měření. Vztah lze vysvětlit, uvědomíme-li si, že při rozpadu musí α -částice překonat coulombovskou bariéru $U_C^\alpha(r)$ mezi jádrem a α -částicí, jak bylo ukázáno v odst. VI 2. Předpokládáme-li že α -částice vznikne v jádře před rozpadem jako důsledek jaderné interakce, lze její vytvoření charakterizovat pravděpodobností P_α . Pravděpodobnost α -rozpadu, tj rozpadovou konstantu λ lze tedy zapsat jako

$$\lambda = P_\alpha \cdot D \cdot \nu \quad (\text{VI.52})$$

kde koeficient průniku potenciálovou bariérou D je dán vztahem (V.2) a ν udává počet interakcí mezi α -částicí a povrchem jádra (počet "nárazů na coulombovskou bariéru") za jednotku času. Je-li v_α rychlost α -částice v jádře a R poloměr jádra, bude $\nu = v_\alpha / (2R)$. S uvážením vztahu (V.2) a závislosti v_α na T_α , lze (VI.52) přepsat ve tvaru

$$\lambda = k \cdot \exp [\psi(T_\alpha)] \quad (\text{VI.52a})$$

kde k je konstanta a $\psi(T_\alpha)$ je dosti složitá funkce energie T_α . Z (VI.52a) lze odvodit Geigerovo - Nuttalovo pravidlo ve tvaru

$$\ln \lambda = \ln k + \psi(T_\alpha) \quad (\text{VI.51a})$$

Podrobnější rozbor ukazuje, že (VI.51a) je možno převést na výhodnější tvar

$$\ln \lambda = A \cdot (T_\alpha)^{1/2} + B \quad (\text{VI.53})$$

kde A a B jsou konstanty závislé slabě na atomovém čísle Z .

Energie Q_α α -rozpadu, rovná $Q_\alpha = [m_X - m_Y - m_\alpha] \cdot c^2$, se uvolní ve formě kinetické energie, která se rozdělí v souladu se zákony zachování energie a impulsu mezi α -částicí a jádrem Y . Protože se jádro X rozpadá z určitého energetického stavu (základního nebo vzbuzeného) a také jádro Y vzniká v určitém energetickém stavu (opět v základním nebo vzbuzeném), plyne z odst. VI.3 1,

Je energetické spektrum α -částic bude obecně čárované.

Jak bylo uvedeno, vytvářejí nejtěžší přírodní a transuranová jádra dlouhé radioaktivní řady, které je zvykem nazývat podle izotopu s nejdelším poločasem rozpadu. V souladu s (VI.35a') platí při rozpadu pro A a Z relace $A \rightarrow A-4$, $Z \rightarrow Z-2$ a tedy můžeme vytvořit čtyři radioaktivní řady, charakterizované hmotnostním číslem A splňujícími pravidla (n je celé číslo)

1. $A = 4.n$ Thoriová řada
2. $A = 4.n + 1$ Neptuniová řada
3. $A = 4.n + 2$ Uranová řada
4. $A = 4.n + 3$ Aktiniová řada

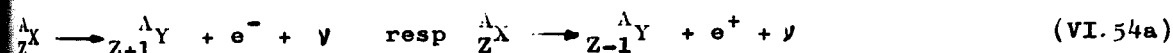
Střední doby života jednotlivých členů každé řady zahrnují velmi širokou oblast, od zlomků sekund až po více než 10^{10} let.

VI.3.3.2. β -rozpad

Existuje-li několik izobarů s daným A, budou postupně izobary vzdálené od linie stability přecházet na izobary blíže této linie, až bude dosaženo stabilní jádro (viz odst. V.3.1). Přechody budou doprovázeny emisí záporných nebo kladných elektronů (β^- - nebo β^+ -rozpad) nebo jádro zachytí elektron z vlastního atomového obalu (K-záchyt). Všechny tři procesy lze interpretovat jako změnu nábojového stavu nukleonu, při které se mění neutron na proton (β^- -rozpad) nebo proton na neutron (β^+ -rozpad) a rozdíl nábojů je unášen emitovaným elektronem (zákon zachování náboje). Při posledním z procesů, K-záchytu, dochází ke spojení elektronu, zachyceného jádrem nejčastěji z K-slupky, s protonem a k vytvoření neutronu.

Mateřské jádro se rozpadá ze stavu s určitou (diskrétní) energií E_X nejčastěji ze základního stavu. Protože také dočinné jádro vzniká ve stavu s určitou energií E_Y , lze očekávat, že energetické spektrum emitovaných elektronů bude čárové, podobně jako je tomu u spektra α -částic při α -rozpadu. Měření však ukázala, že energie T_e elektronů, emitovaných při β -rozpadu pokrývá spojitě oblast od $T_e = 0$ do T_e^{\max} , kde T_e^{\max} souvisí s energií rozpadu Q_β (viz vztah (VI.8)). Rovněž další experimentální výsledky (např. zjištěná změna spinu) vedly k rozporu s jednoduchou změnou nábojového stavu nukleonů

Vysvětlení přinesla Pauliho hypotéza, podle které je při β -rozpadu emitována kromě elektronu ještě další částice s nulovým nábojem a velmi malou, prakticky nulovou hmotností, která má však poločíselný spin ($s = 1/2$). Tato částice byla nazvána neutrino a byla později experimentálně prokázána (viz kap. VIII). Označíme-li neutrino ν , můžeme přepsat schéma rozpadu (VI.35) pro β -rozpad ve tvaru



Podrobnější studium ukázalo, že při β^- -rozpadu je emitováno antineutrino, při β^+ -rozpadu neutrino (viz kap. VIII). Později bylo na základě obecnější teorie β -rozpadu ukázáno, že neutrino musí být přítomno i při K-záchytu. Jeho schéma pak bude



Přímý experimentální důkaz existence neutrina je velmi obtížný vzhledem k mimořádně slabé interakci neutrina s látkou. Všechny metody jsou založeny na procesech opačných k (VI.54), zjišťování produktů interakce neutrina je však velmi složité. Obecně se ukazuje, že přítomnost neutrina je vlastní všem procesům vyvolaným slabou interakcí, viz též kap. VIII. Je podstatné, že se při těchto procesech nezachovává parita, tj. kvantové číslo v (VI.13) nemá určité znaménko.

Procesy (VI.54) mohou nastávat tehdy, jestliže pro energii rozpadu platí $Q_{\beta} > 0$. Nahradíme-li při výpočtu klidových energií hmotnosti jader běžně tabelovanými hmotnostmi atomů $m(k)$ ($k = X, Y$) zahrnujícími také hmotnost elektronů v obalu neutrálního atomu, není těžké ukázat, že pro jednotlivé procesy musí být splněny podmínky

$$\begin{array}{lll} [m(X) - m(Y)] \cdot c^2 & 0 & \text{pro } \beta^- \text{-rozpad} \\ [m(X) - m(Y)] \cdot c^2 & 2m_e c^2 & \text{pro } \beta^+ \text{-rozpad} \\ [m(X) - m(Y)] \cdot c^2 & m_e c^2 & \text{pro K-záchyt} \end{array} \quad (\text{VI.55})$$

Protože splnění aspoň jedné z podmínek (VI.55) pro dva izobary X a Y je možné v libovolné oblasti periodické soustavy prvků, je β -rozpad nejrozšířenějším typem radioaktivity. Nejjedonušším jádrem, vykazujícím β^- -aktivitu, je volný neutron, který se rozpadá s poločasem rozpadu $T = (11,7 \pm 0,2)$ minuty na proton, elektron a antineutrino.

Měření ukazují, že ve většině případů zůstává po β -rozpadu dceřinné jádro ve vzbuzeném stavu, z něhož přechází do nižšího stavu vyzářením fotonu - γ -rozpadem. Proto vykazuje většina β -radioaktivních nuklidů současně intenzivní γ -radioaktivitu (viz obr. VI.10).

VI.3.3.3. γ -rozpad

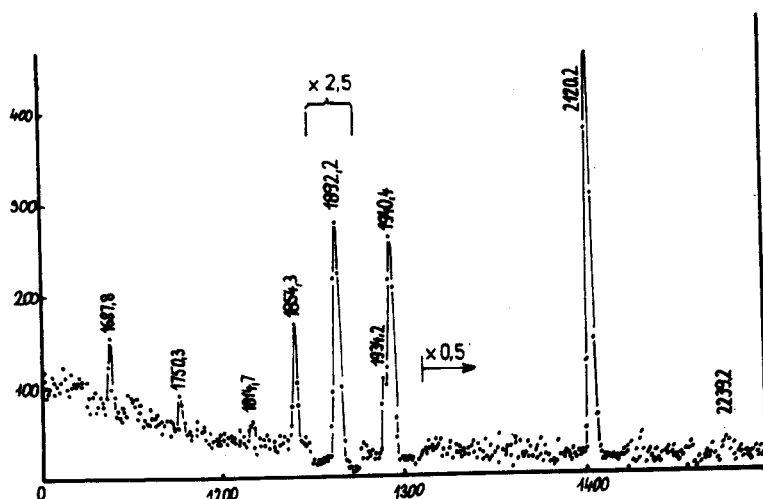
Jestliže se jádro ${}^A_Z X$ nachází ve vzbuzeném stavu s excitační energií \mathcal{E} , může dojít v důsledku elektromagnetické interakce k vyzáření fotonu o velmi vysoké energii - dochází ke γ -rozpadu. (Pokud $\mathcal{E} < S_{bx}$, kde S_{bx} je separační energie libovolné částice b v jádře X, bude tento proces jedině možný).

Energie E_{γ} , kterou bude foton unášet, bude

$$E_{\gamma} = \Delta\mathcal{E} = \mathcal{E} - \mathcal{E}_f \quad (\text{VI.56})$$

kde \mathcal{E}_f jsou excitační energie konečného stavu jádra (pro základní stav je $\mathcal{E}_f = 0$). Protože energie hladin jádra jsou diskrétní, bude také energie záření E_{γ} diskrétní a tedy energetické spektrum γ -záření bude čárové. Složitost spektra bude záviset na počáteční excitační energii \mathcal{E} a na struktuře a vlastnostech stavů jádra X. Je-li pro excitační energii splněna podmínka $\mathcal{E} > \mathcal{E}_k$ pro větší počet stavů k, může být výsledné spektrum značně složité (viz obr. VI.10 a VI.11). Intenzita přechodů mezi konkrétními stavy jádra a tedy i vnější vid spektra γ -záření je určena především zákonem zachování momentu hybnosti a parity (viz obr. VI.11). Spektrum je proto pro dané jádro charakteristické a umožňuje identifikaci nositele aktivity - jádra X.

Jako ukázka spektra γ -záření je na obr. VI.10 uvedena část γ -spektra jádra ^{85}Sr měřeného polovodičovým spektrometrem.



Obr. VI.10. Část spektra γ -záření jádra ^{85}Sr

Kromě emise fotonu může excitované jádro přejít do nižšího stavu prostřednictvím přímé interakce jádra s vlastním elektronovým obalem. Protože energie $\Delta\mathcal{E}$ předaná jádrem obalu je obecně vyšší než vazbová energie elektronu E_v v atomu ($\Delta\mathcal{E} \sim \text{MeV}$, $E_v \sim \text{eV}$ až desítky keV), bude z atomového obalu uvolněn elektron s kinetickou energií T_e

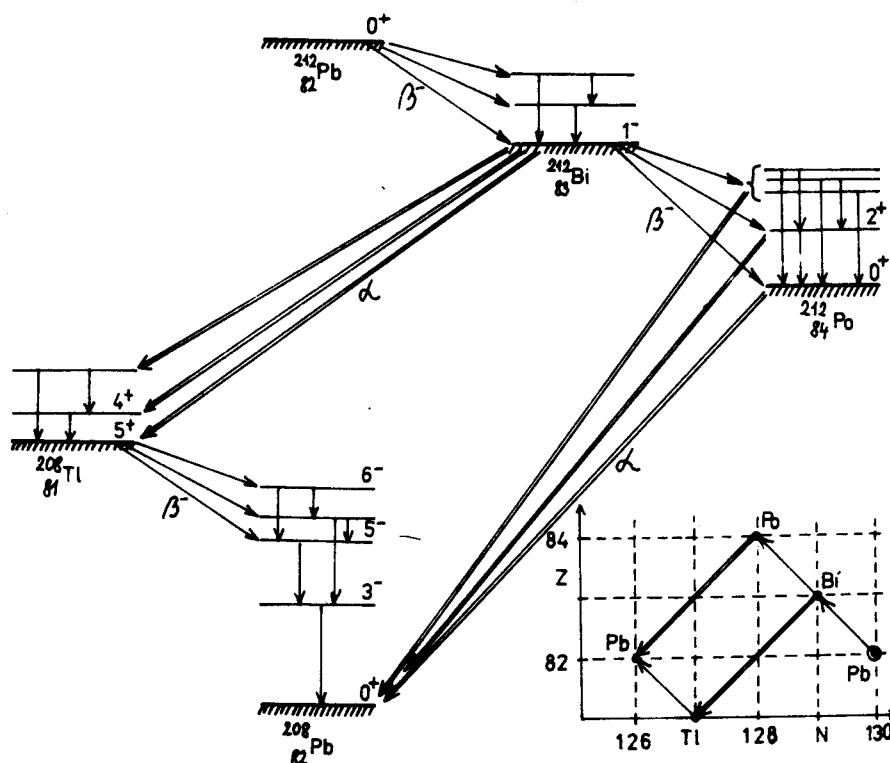
$$T_e = \Delta\mathcal{E} - E_v \quad (\text{VI.57})$$

(Protože je zpravidla $E_v \ll \Delta\mathcal{E}$, používá se v praxi často přibližný vztah $T_e \approx \Delta\mathcal{E}$). Procesu říkáme elektronová konverze a elektronů emitovaných z atomu konverzní elektrony. Na rozdíl od spektra elektronů emitovaných při β -rozpadu je spektrum konverzních elektronů čárové.

Je zřejmé, že elektronová konverze probíhá jako proces konkurující γ -rozpadu jádra. Jejich vzájemný poměr závisí na konkrétním jádře a na vlastnostech jeho vzbuzených stavů (energie, spin, parita). Oba procesy probíhají zpravidla velmi rychle (střední doba života vzbuzených stavů je $\tau \leq 10^{-7}\text{s}$) a jen zcela výjimečně dosahuje τ hodnot větších než několik sekund nebo dokonce minut. Takovým dlouhožijícím stavům říkáme izomerní stavy.

Vzhledem k mechanismu je zřejmé, že γ -rozpad doprovází všechny procesy, při kterých konečné jádro zůstává ve vzbuzeném stavu. γ -rozpad tedy doprovází α - i β -rozpad, ale také jaderné reakce, protože však probíhá prakticky okamžitě, bude se γ -aktivita projevovat pouze potud, pokud bude přítomno emitující jádro. Jestliže tedy γ -rozpad doprovází rozpad α nebo β , bude časová závislost γ -aktivity $I_\gamma(t)$ sledovat rozpadový zákon pro primární proces. (Z hlediska postupného rozpadu můžeme γ -aktivní jádro považovat za dceřinné jádro Y v řetězci (VI.48), přičemž $\tau_\gamma \ll \tau_{\alpha,\beta}$ a tedy $\lambda_\gamma \gg \lambda_{\alpha,\beta}$ (viz vztah (VI.50)).

Radoaktivní rozpad se zpravidla znázorňuje ve formě rozpadových schémat, přičemž energie základního stavu konečného (zpravidla stabilního) jádra je volena jako nulová. Na obr. VI.11 je ukázka poměrně složitého rozpadu pro část

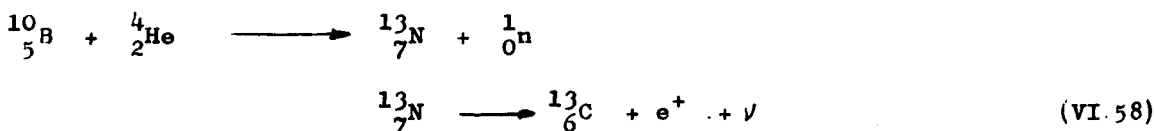


Obr. VI.11. Ukázka složitého rozpadového schématu

thoriové řady spolu se znázorněním rozpadu v N-Z diagramu. α -přechody jsou znázorněny zdvojenými, β - a γ -přechody jednoduchými šipkami spojujícími výchozí a konečný stav. U některých hladin je uveden spin I a parita π (značení I^π). Někdy se udává též exocitační energie jednotlivých hladin a u základních stavů též poločas rozpadu $T_{1/2}$.

VI.3.3.4. Umělá radioaktivita

V r.1934 pozorovali manželé Joliot - Curieovi, že při ostřelování izotopů ^{10}B , ^{24}Mg a ^{27}Al α -částicemi vznikají jádra, která vykazují β^+ -aktivitu. Intenzivní studium procesu ukázalo, že radioaktivní jádra vznikají jako konečná jádra v reakci (α, n). Schématicky lze celý proces včetně β -rozpadu zapsat např. pro reakci na boru takto:



Obdobným způsobem můžeme znázornit i další procesy.

Další studium ukázalo, že tento jev je velmi rozšířený a že jádra nestabilní vůči β -rozpadu mohou při reakcích vznikat v libovolné oblasti periodické soustavy. Aktivitu takto připravených jader označujeme jako umělou radioaktivitu a jádra jako umělé radioizotopy (radionuklidy). V současné době je známo několik tisíc takových izotopů a stále se objevují nové, z nichž mnohé jsou velmi daleko od linie stability (tzv. neutrono- nebo protonodeficitní jádra). Mnohé z nich mají mimořádný význam při využívání radioizotopů v různých oblastech společenského života, např. v lékařství (viz odst. VII.1.).

Později se ukázalo, že lze připravit také umělé α -aktivní zdroje. Zejména při rozpadu transuranů, tj. nuklidů se $Z > 92$ uměle připravených pomocí reakcí, zpravidla s těžkými ionty, hraje spolu se štěpením α -aktivita velmi důležitou roli.

Pro umělé radioizotopy platí stejné rozpadové zákony jako pro přirozené s výjimkou období přípravy, kdy je nutno zákon změny množství nuklidu poněkud modifikovat. Vezmeme-li však množství radioaktivních jader po ukončení přípravy za počáteční hodnotu N_0 a odečítáme-li čas t od této doby, platí pro rozpad všechny vztahy uvedené v odst. VI.3.2.

Umělé radioizotopy se zpravidla připravují jako produkt jaderných reakcí. Během přípravy radioaktivní látka Y vzniká v důsledku jaderné reakce, současně však se některá jádra rozpadnou ještě před ukončením vlastní přípravy. Bude tedy okamžitá změna množství $N_Y(t)$ aktivní látky Y rovna součtu výtěžku jaderné reakce R (viz vztah (VI.27)) a úbytku v důsledku radioaktivního rozpadu samotné látky Y , tj.

$$\frac{dN_Y(t)}{dt} = R - \lambda_Y N_Y(t) = \sigma \cdot j_a \cdot N_X - \lambda_Y N_Y(t) \quad (\text{VI.59})$$

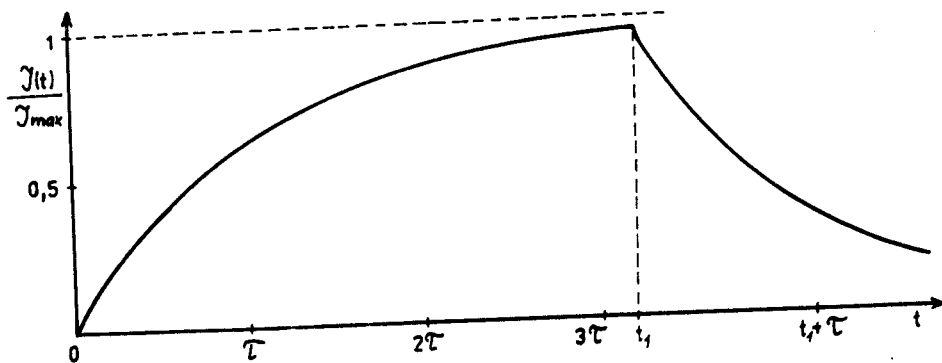
kde λ_Y je rozpadová konstanta vznikajícího izotopu Y , σ je účinný průřez reakce používané k přípravě, N_X je počet jader X v terčíku a j_a je intenzita bombardujících částic. Řešení diferenciální rovnice (VI.59) pro počáteční podmínku $N_Y(t=0) = 0$ dává pro množství látky $N_Y(t)$ v průběhu přípravy výraz

$$N_Y(t) = \frac{\sigma \cdot j_a \cdot N_X}{\lambda_Y} [1 - \exp(-\lambda_Y t)] \quad (\text{VI.60})$$

Z (VI.60) vyplývá, že při libovolně dlouhé době přípravy je množství látky limitováno hodnotou $N_Y(\max) = (\sigma \cdot j_a \cdot N_X) / \lambda_Y$, protože pro $t \gg \tau_Y$ bude druhý člen v (VI.60) velmi malý. Odpovídá to situaci, kdy množství látky $N_Y(t)$ je takové, že rychlost rozpadu je rovna rychlosti vzniku látky, tj. aktivita

$J_Y(t) = J_Y \cdot N_Y(t) = \sigma \cdot N_X \cdot j_a$ dosahuje maximální hodnoty $J_Y(\max)$. Této hodnotě se někdy říká aktivita v nasycení. Pro hodnoty ozařování $t \geq \tau_Y$ se bude $N_Y(t)$ k hodnotě $N_Y(\max)$ asymptoticky blížit stejně jako aktivita k hodnotě $J_Y(\max)$.

Na obr. VI.12 je znázorněn průběh aktivity látky, připravované po dobu t_1 a její následný rozpad.



Obr. VI.12. Průběh hromadění a rozpadu umělého radionuklidu

VI.3.3.5. Jaderná rezonanční fluorescence a Mössbauerův efekt

V souvislosti s γ -rozpadem se naskytá otázka, zda je možno γ -záření, emitované při přechodu jádra do základního stavu využít zpětně k excitaci jiného jádra téhož nuklidu. (obdobný proces je velmi dobře znám v optice jako rezonanční fluorescence - viz odst. III.3). Ukazuje se, že k realizaci podobného rezonančního procesu v jádře (jaderná rezonanční fluorescence) je nutno vytvořit speciální podmínky.

Jak bylo ukázáno v odst. VI.3.1, přebírá jádro při přechodu ze stavu s excitační energií E_r do základního stavu ($E_0 = 0$) část uvolněné energie T_X danou vztahem (VI.36) (energie odrazu). Energie γ -záření je tedy rovna $E_\gamma = E_r - T_X < E_r$. Podobně je tomu při absorpci γ -záření o energii E jádrem, kdy jádro získá stejnou energii odrazu T_X . Absorbuje-li tedy jádro γ -záření emitované jiným jádrem téhož nuklidu, získá excitační energii

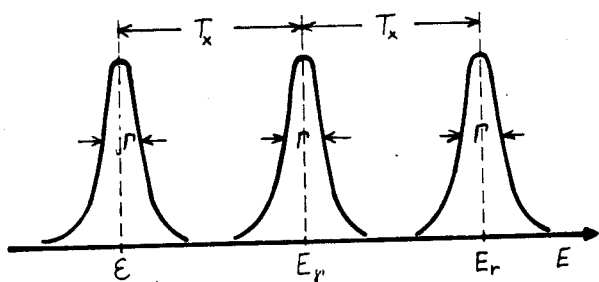
$$\mathcal{E} = E_r - 2T_X = E_r - \frac{E_\gamma^2}{m_X c^2} \quad (\text{VI.61})$$

Protože obvykle platí $E_\gamma \ll m_X c^2$ ($E_\gamma \sim 0.1 - 10 \text{ MeV}$, $m_X c^2 \sim A \cdot m_p c^2 \doteq A \cdot 931 \text{ MeV}$), je $T_X \ll E_r$ a tedy lze (VI.61) přepsat v často používaném tvaru

$$\mathcal{E} \doteq E_r \left(1 - \frac{E_\gamma}{m_X c^2} \right) = E_\gamma \left(1 - \frac{E_\gamma}{m_X c^2} \right) \quad (\text{VI.62})$$

kde ΔE je energie odrazu jádra. Rezananční absorpci γ -záření jádrem lze však popsat pomocí Breitovy - Wignerovy formule (VI.33), kde T_a odpovídá energii absorbovaná jádrem a T_r energie hladiny E_r (pro γ -záření je separační energie rovna nule). Je tedy zřejmé, že k rezonanci dojde pouze v případě, že $E_r - \mathcal{E} = 2 \Delta E \ll \Gamma$, kde Γ je šířka hladiny s energií E_r . Snadno lze ukázat výpočtem, že pro $E_r \doteq E_\gamma \sim 0.1 - 1 \text{ MeV}$ je $\Delta E \geq 0.1 \text{ eV}$, zatímco šířky hladin Γ se pohybují zpravidla v oblasti $\Gamma \leq 10^{-2} \text{ eV}$. Je tedy z (VI.33) zřejmé, že bez dodání energie $2 \Delta E$ nemůže k rezonanční fluorescenci dojít.

Schématicky je situace znázorněna na obr. VI.13, kde je pravděpodobnost rozdělení energií charakterizovaného šířkou Γ . Rozdělení kolem E_r odpovídá energii hladiny jádra X včetně její šířky, E_γ odpovídá střední energii γ -záření, rozdělení kolem \mathcal{E} odpovídá absorpci záření jiným jádrem nuklidu X.



Obr. VI.13. Vliv energie odrazu na emisní a absorpční čáru

Ke kompenzaci energie odrazu ΔE lze využít kinetické energie emitujícího a absorbujícího jádra (v podstatě jde o Dopplerův efekt), udělenou jádrům buď mechanicky (např. pomocí ultracentrifugy) nebo ve formě tepelného pohybu zahřátím na teplotu $\sim 10^3$ K. Realizace je však značně složitá a našla uplatnění prakticky pouze při řešení některých speciálních otázek jaderné fyziky.

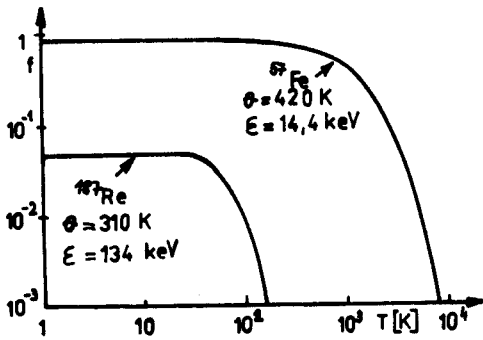
V r.1958 ukázal Mössbauer na jinou možnost realizace jaderné rezonanční fluorescence. Ukázal, že jestliže je emitující nebo absorbující jádro X pevně vázáno např. v krystalové mříži a energie odrazu T_X nepřesahuje určitou hodnotu charakteristickou pro daný krystal, nemůže se jádro z krystalu uvolnit. Impuls, odpovídající zákonu zachování (VI.10) proto přejímá krystal jako celek. Jeho hmotnost je však prakticky nekonečná, a proto je odpovídající energie odrazu (VI.36) nulová - dochází k bezodrazové emisi nebo absorpci. Proces je znám jako Mössbauerův jev.

Zjednodušeně lze proces interpretovat tak, že jádra konají v krystalu pohyb kolem rovnovážné polohy odpovídající kvantově mechanickému pohybu v oscilátorové potenciální jámě (viz Dodatek). Pokud jádro nedostane kinetickou energii $T_X = \hbar\omega$, kde $\hbar\omega$ je energetický rozdíl mezi oscilátorovými stavy, nemůže energii přijmout. Je-li T_X větší než vazbová energie atomu v krystalu, může být atom (a tedy i jádro) z krystalu vytržen a k bezodrazovému procesu nedochází.

Podrobnější analýza, provedená Mössbauerem a dalšími pracovníky, ukázala, že je proces i krystalové stavy nutno popisovat obecněji. Ukázalo se, že proces souvisí s Debyeovou teplotou Θ , která je pro každý krystal charakteristická a pravděpodobnost bezodrazového procesu f je přibližně rovna

$$f \sim \exp \left\{ - \left[\frac{3\Delta E}{2k\Theta} \left(1 + \frac{2\pi^2 T^2}{3\Theta^2} \right) \right] \right\} \quad \text{pro } T \ll \Theta \quad (\text{VI.63})$$

kde T je absolutní teplota krystalu a k je Boltzmannova konstanta. Z (VI.63) je zřejmé, že pravděpodobnost f rychle klesá jak s energií ΔE , tak zejména s teplotou T . Na obr. VI.14 je ukázka pravděpodobnosti f pro železo ^{57}Fe a rhenium ^{187}Re .

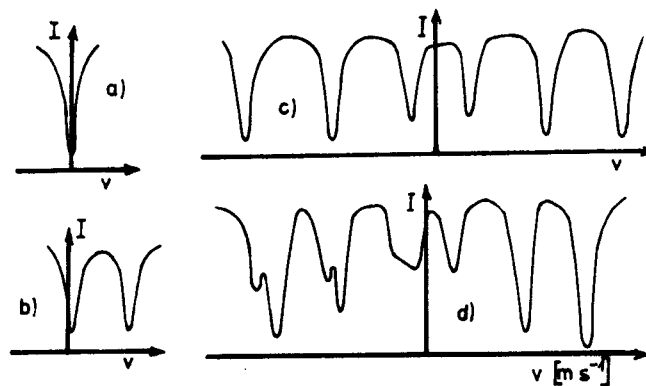


Obr. VI. 14. Průběh pravděpodobnosti f bezdravového procesu

Mössbauerův jev našel velmi rozsáhlé uplatnění v řadě oblastí. Umožňuje mj. studovat magnetické pole v látkách, v nichž je radioaktivní nuklid zabudován. Vlivem interakce jádra s okolím (např. prostřednictvím magnetického dipólu $\vec{\mu}$) dochází k rozštěpení jaderného stavu (viz též odst. V.2.3). Pro známý jaderný stav je možno z tohoto rozštěpení získat informace o silách, které na jádro působí a tedy i o struktuře okolí jádra.

Na obr. VI.15 je ukázka absorpčního spektra pro železo ^{57}Fe zabudovaného v různých sloučeninách.

Na ose y je relativní intenzita r prošlého záření jako funkce rychlosti v v potřebné pro kompenzaci energie vzniklé rozštěpení.



Obr. VI.15. Ukázka aplikace Mössbauerova efektu. a)-ocel b)-siderit FeCO_3 c)-hematit Fe_2O_3 d)-magnetit $\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{FeO}$

VII. Aplikace jaderné fyziky

V posledních desetiletích došlo k velmi rozsáhlému využití jaderné fyziky a jaderně fyzikálních metod prakticky ve všech oblastech společenského života. Zatímco koncem třicátých let se prakticky pouze v lékařství používaly některé radionuklidy, téměř výhradně přirozené, patří nyní v lékařství jaderně fyzikální metody k nejmodernějším terapeutickým i diagnostickým metodám, mj. i díky možnosti přípravy velkého počtu umělých radionuklidů. Z dalších aplikací je všeobecně známý mimořádný význam jaderných procesů jako současného i perspektivního zdroje energie. Těžko docenitelných výsledků dosáhly metody značených atomů, umožňující zkoumat látky i procesy ve velmi obtížných podmínkách. Konečně v posledních dvou desetiletích se jaderně fyzikální metody staly základem mimořádně přesných analytických metod, které našly široké uplatnění od ekologie přes lékařství až po nejmodernější techniky včetně mikroelektroniky.

V těchto textech se omezíme pouze na některé nejdůležitější oblasti, na nichž si ukážeme jednak princip, jednak možnosti aplikací jaderné fyziky. Postupně si ukážeme některé aspekty aplikací radioizotopů včetně nukleární medicíny, principy jaderně fyzikálních analytických metod, základy jaderné energetiky a konečně některé souvislosti s astrofyzikou. Na závěr budou uvedeny některé aspekty bezpečnosti práce s radionuklidy a s jaderným zářením obecně.

VII.1. Aplikace radionuklidů a jaderného záření

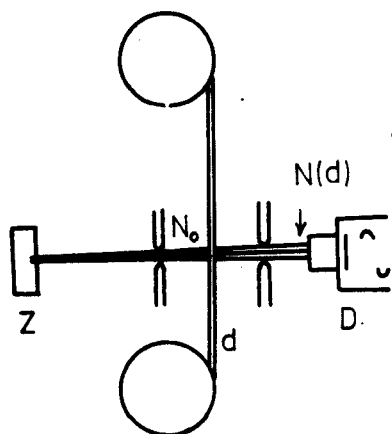
Metody, využívající radioizotopy, lze rozdělit na dvě základní skupiny. V první skupině slouží radioaktivní látka jako zdroj záření využívaného při studiu daného objektu, sama látka však s objektem do styku nepřichází. Tyto metody jsou známy jako bezdotykové. Druhá skupina aplikací je založena na možnosti identifikovat jednotlivé radionuklidy podle vysílaného záření (zejména γ -záření, viz odst. VI.3.3) a sledovat tak jejich pohyb. Prvkům, obsahujícím radionuklidy, se obvykle říká značené atomy.

VII.1.1. Bezdotykové metody

Okruh využívání bezdotykových metod je velmi široký a nelze zde všechny způsoby aplikace podrobně probírat. Proto si naznačíme princip těchto metod pouze na dvou příkladech.

VII.1.1.1. Měření tenkých vrstev

Princip metody je znázorněn na obr. VII.1. Měřená vrstva d (např. papír) je umístěna mezi zdroj radioaktivního záření Z (např. β -zářič) a detektor záření D (např. scintilační detektor). Měříme intenzitu $N(d)$ kolimovaného svazku záření, který prošel vrstvou d . Protože při průchodu dochází ve zkoumané vrstvě k absorpci záření, která závisí na tloušťce vrstvy d (viz odst. IV.4.1), můžeme ze změněné intenzity prošlého záření určit tloušťku vrstvy. Obvykle bývá četnost pro danou látku kalibrována v tloušťce vrstvy, kterou je tak možno přímo odečítat



Konkrétní uspořádání a provedení i volba zářiče závisí na technickém použití a je velmi různorodé. Na podobném principu lze sledovat také úroveň hladiny látek, např. úroveň taveniny ve vysoké peci ap. Velkou výhodou metody je možnost průběžného sledování měřeného objektu.

Obr. VII.1. Princip měření tloušťky tenké vrstvy pomocí absorpce radioaktivního záření

VII.1.1.2. Defektoskopie

Velmi intenzivních zdrojů γ -záření o energii od několika set keV do několika MeV se využívá při hledání závad v konstrukčních materiálech. Podobně jako při rentgenové defektoskopii se sleduje intenzita, případně plošné rozdělení záření, které projde zkoumaným materiálem, používání radioizotopů má však některé výrazné přednosti. Především je to možnost volby dostatečně vysoké energie γ -záření, odpovídající minimu absorpce ve zkoumaném materiálu (viz odst. IV.4.4 a obr. IV.27). Záření je proto velmi pronikavé, což umožňuje zkoumat i značně silné vrstvy (např. stěny vysokotlakých kotlů, tlakových nádob jaderných reaktorů ap.). Zcela výjimečnou předností ve srovnání s rentgenovskou defektoskopií je však možnost pracovat se zdroji γ -záření malých rozměrů (\sim cm). Zdroje je proto možno používat i v místech pro rentgenovou trubici zcela nedostupných, což umožňuje prověřovat i velmi složité konstrukce. Tato možnost je nedocenitelná např. při prověřování svárů potrubí, při kontrole složitých technologiokých celků ap. Proto se defektoskopie s použitím γ -zářičů stala nedílnou součástí strojírenského průmyslu.

VII.1.2. Metoda značených atomů

Metoda je založena na poznatku, že spektrum vysílaného záření je pro každý radionuklid charakteristické (viz odst. VI.3), což umožňuje identifikaci nuklidu. Nejčastěji se k identifikaci využívá γ -záření, které lze vzhledem k velké pronikavosti měřit i u zdrojů umístěných ve značných hloubkách a na těžko přístupných místech. Při měření se v praxi nejčastěji používají scintilační spektrometry γ -záření, v některých případech složitějších spekter je však nunto pracovat se spektrometrem polovodičovým. pro jeho výborné energetické rozlišení (viz odst. IV.6.1). Ze změřeného spektra a časového a prostorového rozložení intenzity záření můžeme usuzovat na umístění i na pohyb a rozšiřování zářiče. Protože jsou však chemické vlastnosti radioaktivních i stabilních nuklidů daného

prvku stejné, budou se získané informace vztahovat na prvek jako celek.

V praxi se zpravidla využívají radionuklidy připravené uměle (viz odst. VI.3.3). Radionuklidy se přidávají k přírodní směsi nuklidů prvku, o jehož ohodnocení chceme získat informace. K tomu účelu volíme radionuklidy s vhodným poločasem rozpadu, umožňujícím dobré sledování radionuklidu po celou dobu měření, zajišťujícím však současně rychlý rozpad po ukončení měření, čímž se zamezí zbytečnému dlouhodobému radioaktivnímu znečištění zkoumaného objektu i okolí.

Metoda značených atomů našla opět velmi široké uplatnění. Kromě lékařských aplikací, které budou uvedeny v dalším odstavci, lze pomocí této metody studovat průběh chemických reakcí a biologických procesů, průběh mísení různých látek, difuzi, opotřebování strojních součástí ap. Velký význam má metoda značených atomů v ekologii, kde umožňuje studovat pohyb a šíření různých škodlivin v jednotlivých složkách životního prostředí (vzduch, voda, spady ap.). Pro tyto účely byly vypracovány speciální měřicí metody a postupy, umožňující zjišťovat a měřit i velmi nepatrná množství radioaktivních izotopů (viz též odst. VII.2.1).

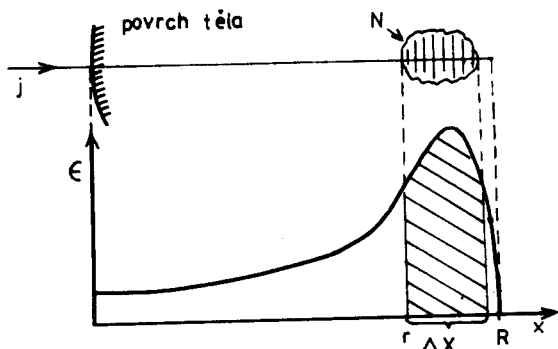
VII.1.3. Nukleární medicína

V lékařství dosáhlo využívání radionuklidů a jaderných metod takového rozvoje, že vedlo k vytvoření samostatného oboru - nukleární medicíny. Prakticky jde o rozpracování metod využívaných i v jiných oblastech pro diagnostické a léčebné účely. Základem jsou opět metody značených atomů a bezdotykové metody, v poslední době však nacházejí stále větší uplatnění i některé speciální analytické jaderné metody (viz odst. VII.2).

Používání značených atomů se stalo základem mnoha diagnostických metod, při nichž je možno sledovat stav některých orgánů a současně podle pohybu radionuklidu i jejich funkci. Velmi dobře známo je např. využívání radioaktivního izotopu jodu $^{131}_{53}\text{I}$ ke studiu funkce štítné žlázy na základě studia rozložení jodu. Podobným způsobem lze zkoumat např. usazování vápníku nebo jiných minerálů v kostech, přenos některých látek krví, činnost různých orgánů (např. ledvin) aj. Zpravidla se měření provádějí s uměle připravenými radionuklidy volenými tak, aby při splnění požadovaného úkolu došlo k minimální radiační zátěži organismu.

Velmi rozsáhlé je využívání samotného jaderného záření. Mezi nejmodernější metody sterilizace patří v současné době ozařování velmi intenzivním γ -zářením ve speciálních zařízeních, v nichž jsou radioaktivní zdroje s aktivitou $\sim 10^{10} - 10^{13}\text{Bq}$. Nejširší uplatnění však našlo jaderné záření v onkologii, kde se začalo provádět již v předválečném období ozařování nádorů. V současné době je mj. podrobně studován mechanismus účinku jaderného záření na buňky různého druhu, což umožnilo volit při léčení nádorů ozařováním optimální postupy a uspořádání zaručující poměrně vysoký stupeň úspěšnosti zejména v návaznosti na jiné, např. operativní, formy léčby. Pro tyto účely se využívá všech druhů radioaktivního záření (α , β , γ), v posledních letech se však využívají velmi efektivně protony a zejména neutrony a jako velmi nadějně se ukazují pokusy s ozařováním částicemi o velmi vysoké energii (μ a π -mezony), prováděným na speciálních ozařovacích kanálech na velkých urychlovačích.

Výhody využívání rychlých nabitých částic pro léčbu nádorů vyplývají z následujících úvah. Největší hustota ionizace vyvolané nabitou částicí a tedy i hustota předávané energie $\epsilon = [(dT)/(dx)]_{ion}$ je na konci dráhy částice, tj. v oblasti dohledu R - viz odst. IV.4.3. V této oblasti také částice předá prostředí rozhodující část své energie. Lze tedy při vhodné energii zkoncentrovat uvnitř těla předávanou energii do poměrně malé předem známé oblasti blízko R a omezit poškození vnější tkáně. Schematicky je situace na obr. VII.2, kde je



Obr. VII.2. Prostorové rozdělení energie předané tkáni. N - nádorová oblast, j - kolimovaný svazek částic

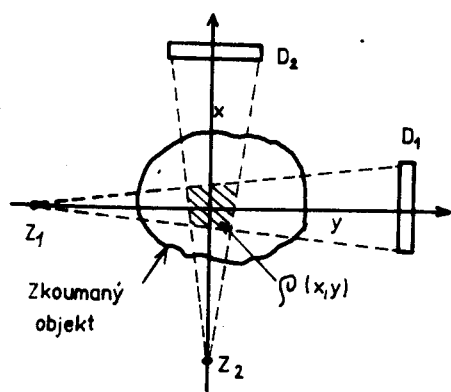
dán poměrem plochy vyšrafované na obr. VII.2 k celé ploše pod Braggovou křivkou) Lze tak výrazně zvýšit léčebný efekt při minimalizaci poškození okolní tkáně

Široké uplatnění našly v lékařství také absorpční metody, kdy rentgenové záření je nahrazeno pronikavějším γ -zářením. To se ukazuje efektivním zejména při prosvěcování kostní tkáně, kdy lze při vhodném uspořádání pozorovat nejen zlomeniny, ale i vnitřní strukturu kostní tkáně včetně ukládání různých minerálů, které je charakteristické pro různý zdravotní stav vyšetřovaného. Rovněž snímkování jiných oblastí a orgánů zakrytých kompaktnější tkání (např. hlava, pánev ap.) je při použití γ -záření značně efektivnější než při běžném rentgenování.

Mimořádného úspěchu dosáhlo, spojení prosvěcování s počítačovým zpracováním. Prosvítíme-li objekt rentgenovským nebo γ -zářením ve třech nezávislých směrech, lze v principu z intenzity prošlého záření a z jejího rozložení zpětně zkonstruovat prostorové uspořádání objektu. Podobně lze získat informaci o struktuře objektu v určitém rovinném řezu, použijeme-li ozáření ve dvou nezávislých směrech. Schematicky je situace znázorněna na obr. VII.3, kde jsou dva systémy zdroj Z + detektor D umístěny v souřadném systému v rovinách xz a yz . Ze záznamu průběhu intenzity $J_1(x)$ a $J_2(y)$ na odpovídajících detektorech D_1 a D_2 lze v principu zkonstruovat rozložení hustoty $\rho(x,y)$. Vyhodnocení a zpětná rekonstrukce objektu (tj. $\rho(x,y)$) je obecně velmi složitá a obtížná záležitost a její přesnost závisí mj. na rozlišení, s jakým je měřena intenzita. Při dobrém rozlišení však lze s použitím počítačových strojů získat dostatečně podrobný průběh $\rho(x,y)$, resp. obecně $\rho(x,y,z)$.

ukázán průběh hustoty energetických ztrát ϵ v závislosti na hloubce průniku částice do organismu (v podstatě je to Braggova křivka; kde dráha částice s je měřena od povrchu těla P).

Z obrázku je zřejmé, že při vhodném uspořádání a vhodném druhu a energii částic bude energie předaná v oblasti výskytu onemocnění podstatně vyšší než energie předaná při průniku tkání (podíl energie ΔT předané na malém úseku dráhy od r do $r + \Delta x$, $\Delta x \ll R$, $r \sim R$ na energii T předané částicí tkáni bude



Obr. VII.3. Schéma tomografického uspořádání ozařování

účinnou a těžko docenitelnou součástí současné medicíny. Současné lékařské tomografy umožňují zaregistrovat v lidské tkáni změny (např. nádorová onemocnění, ukládání různých látek ap.) v oblastech o rozměrech několika mm a navíc umožňují odpovídající objekty přesně lokalizovat. Význam tomografické metody pro lékařství potvrzuje i skutečnost, že jejím autorům - fyzikovi a matematikovi - byla udělena Nobelova cena za lékařství.

VII.2. Jaderné fyzikální analytické metody

Oblastí, kde došlo zejména v posledním období k velmi intenzivnímu rozvoji aplikací poznatků a metod jaderné fyziky, je prvková analýza vzorků z různých oblastí lidské činnosti (ekologie, technika, biologie, lékařství ap.). Jaderné analytické metody lze rozdělit na dvě hlavní skupiny. V první je přítomnost prvku určována podle aktivity navozené ozařováním vzorku vhodným zářením - mluvíme o aktivačních metodách. Druhá skupina využívá skutečnosti, že ostřelování vzorku jaderným zářením je zpravidla doprovázeno emisí sekundárního záření, typického pro jádra nebo atomy vzorku. Odpovídající metody jsou často označovány jako promptní nebo v posledních letech častěji jako analytické metody na svazku.

Podstatným rysem jaderných analytických metod je, že se analýza může provádět na původním materiálu bez nutnosti chemické nebo jiné destrukce. Proto se tyto metody často souhrnně označují jako nedestruktivní. Velmi význačné je také to, že k analýze postačuje zpravidla i velmi malé množství zkoumané látky, v některých případech $\leq 10^{-6}$ kg.

Pokud jde o přesnost, patří jaderné analytické metody k nejpřesnějším metodám vůbec. Označíme-li N celkové množství látky ve vzorku a N_A množství zkoumaného prvku A , lze přítomnost prvku A ve vzorku charakterizovat koncentrací σ , danou poměrem

$$\sigma = \frac{N_A}{N} \quad (\text{VII } 1)$$

Pro většinu jaderných analytických metod je hodnota $\sigma \leq 10^{-5}$, pro některé speciální metody a uspořádání však lze měřit příměsi odpovídající $\sigma \leq 10^{-9}$ při množství látky ve vzorku $\sim 10^{-6}$ kg. Některé metody, např. kanálování (viz

odst. IV.4.3) umožňují navíc určovat i uspořádání příměsi v hlavním materiálu.

Dále si stručně popíšeme princip a možnosti aktivizačních a promptních metod spolu s některými příklady využití.

VII.2.1. Aktivační metody

Obdobně jako při metodě značených atomů je i při aktivizačních metodách využíváno skutečnosti, že vlastnosti radioaktivního záření jsou pro rozpad daného jádra charakteristické. Na rozdíl od metody značených atomů se však radionuklid ke zkoumané látce nepřidává, ale vzorek se před měřením podrobí ozáření částicemi a , které vyvolávají jaderné reakce uvnitř vzorku a vedou k vytvoření radioaktivních jader Y - k aktivaci. Je tedy možno zjišťovat současně přítomnost většího počtu radionuklidů a tedy i prvků λ_i a jejich vzájemné zastoupení. Identifikace daného radionuklidu se opět zpravidla provádí z rozboru experimentálních spekter γ -záření.

Princip metody je následující. Předpokládejme, že chceme prokázat přítomnost látky A a určit její koncentraci σ_A (viz vztah (VII.1)). K tomu účelu vytvoříme pomocí vhodné aktivizační reakce $a + A \rightarrow Y +$ cokoliv radionuklid Y (viz odst. VI.2 a VI.3). Jeho aktivita $J_Y(t, t_1)$ při ozařování vzorku po dobu t svazkem částic a o intenzitě j_a bude v čase t_1 od skončení ozařování rovna (viz vztahy (VI.42) a (VI.60))

$$J_Y(t, t_1) = N_A \cdot \sigma_{aA} j_a [1 - \exp(-\lambda_Y t)] \exp(-\lambda_Y t_1) \quad (\text{VII.2})$$

kde σ_{aA} je aktivizační účinný průřez. Ze změřené aktivity $J_Y(t, t_1)$ lze určit množství N_A atomů A ve vzorku.

Částice a mohou být různé (p, n, α, γ), nejčastěji se však využívá aktivace neutrony. Při aplikaci metody je nutno znát aktivizační účinný průřez σ_{aA} , který však není vždy znám dostatečně přesně. Proto se obvykle provádí reaktivní měření a aktivita zkoumaného radionuklidu se srovnává s aktivitou jiného vzorku, v němž je množství nuklidu A známo. Při přesných absolutních měřeních je znalost σ_{aA} nezbytná a navíc je nutno uvažovat řadu dalších faktorů (geometrie experimentu, rozptyl a samoabsorpce ve vzorku ap.) a provést odpovídající korekce.

V současné době byly vypracovány aktivizační metody umožňující studovat složení vzorků o hmotnostech od několika μg až do několika kg , přičemž měřitelná koncentrace σ dosahuje pro některé prvky hodnot $\sigma \approx 10^{-9}$. Konkrétní hodnota σ závisí jak na typu vzorku, tak zejména na zkoumaném jádře (např. přesnost mohou výrazně ovlivnit parametry λ_Y, σ_{aA} ap.). Je zřejmé, že nejnižší koncentrace mohou být zjištěny tehdy, jestliže se nuklid Y poměrně rychle rozpadá (lze dosáhnout prakticky aktivity v nasycení $\sigma_{aA} j_a N_A$) a současně pro aktivující reakci je dostatečně velký účinný průřez.

Aktivační metody se využívají v ekologii, v technologii při studiu slitin a difuze, v geologii ap.

VI.2.2. Analytické metody na svazku ("promptní metody")

Základem těchto metod je poznatek, že při interakci jaderného záření prostředím dochází buď k pružnému rozptylu záření nebo k složitějším procesům doprovázeným emisí sekundárního záření (viz odst. IV.4 a VI.2), která je pravidla pro jednotlivé složky prostředí (prvky, nuklidy) charakteristické a emitována prakticky okamžitě (střední doba života atomárních i jaderných buzených stavů je zpravidla $\tau < 10^{-6}$ s).

K analytickým účelům lze jako primárního záření využít všech druhů záření, ale se však omezíme pouze na neutrony a na těžké nabitě částice, které se v praxi nejvíce používají. Připomeňme si, že při průchodu nabitých částic prostředím jsou hlavními procesy ionizace s následnou deexcitací atomu doprovázenou vyzářením rentgenovského (X-) záření, pružný (Rutherfordův) rozptyl na jádrech, jaderné reakce s emisí částic a jaderné reakce s emisí γ -záření. Neutrony budou vyvolávat pouze jaderné reakce. I když je možno využít k identifikaci daného prvku kterýkoliv z těchto procesů, v praxi se nejvíce využívá pružného rozptylu na velké úhly a emise elektromagnetického záření jádry nebo atomovým obalem.

VII.2.2.1. Promptní (n, γ) analýza

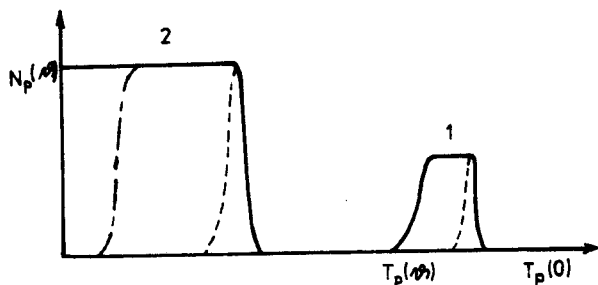
Základem metody jsou reakce vyvolané neutrony a doprovázené emisí γ -záření, tedy reakce $n + A \rightarrow Y + b + \gamma$ (pokud nedochází k emisí částice b, mluvíme o radiačním zachytu neutronů). Jako identifikátor daného nuklidu slouží spektrum γ -záření, které však je zpravidla značně složitě, a proto je nutno provádět měření s polovodičovým spektrometrem, zajišťujícím dostatečné energetické rozlišení. K identifikaci se obvykle využívají nejintenzivnější γ -přechody vhodné pro další zpracování. Známe-li účinný průřez σ_γ pro buzení konkrétního přechodu a tok j bombardujících částic, lze z intenzity přechodu (je úměrná výtěžku reakce $R = \sigma_\gamma \cdot N_a \cdot j_a$ - viz vztah (VI.27)) určit množství látky A ve vzorku. V praxi se však zpravidla provádějí opět relativní měření a výsledky pro daný vzorek se srovnávají se vzorkem se známým obsahem nuklidu A.

Promptní (n, γ) analýza umožňuje běžně měřit koncentrace σ kolem $\sigma \sim 10^{-5}$, v řadě případů, zejména pro prvky obsahující nuklidy s velkým účinným průřezem σ_γ však lze dosáhnout hodnot značně menších než 10^{-6} . Výhodou metody je, že lze pracovat s velkými vzorky, protože jak neutrony tak γ -záření se vyznačuje velkou pronikavostí.

VII.2.2.2. Pružný rozptyl těžkých nabitých částic

Při interakci těžkých nabitých částic o energii několika MeV s jádry atomů budou částice obecně rozptylovány coulombickým polem jádra na úhly $0 \leq \theta \leq \pi$ (Rutherfordův rozptyl). Protože je pro pružný rozptyl energie reakce $Q = 0$, vyplývá ze vztahu (VI.26), že po rozptylu na jádře A, nacházejícím se ve vzdálenosti x od povrchu vzorku, bude energie T'_a částice funkcí úhlu θ , hmotnosti m_A a polohy x, tj. $T'_a = T'_a(T_a^0, m_A, \theta, x)$.

Této vlastnosti pružného rozptylu se využívá ke studiu tenkých a povrchových vrstev. Např. při přípravě součástí v mikroelektronice lze Rutherfordova rozptylu využít ke studiu rozložení aktivujících prvků, implantovaných nebo difundovaných na povrch a těsně pod povrch základního polovodičového materiálu. Ukázka spektra protonů o energii T_p^0 rozptýlených na úhel $\theta = 150^\circ$ na povrchu krystalu křemíku, do něhož je implantován arsen, je na obr. VII.4. Oblast



Obr. VII.4 Rozptyl protonů na povrchu krystalu křemíku po implantaci arsenem

označená 1 odpovídá protonům rozptýleným na arsenu, oblast 2 rozptylu na křemíku. Maximální energie obou oblastí odpovídají rozptylu na povrchu krystalu. Z obrázku je patrné, že arsen se nachází pouze v povrchové vrstvě konečné tloušťky menší než je dosah protonů R , zatímco tloušťka vrstvy křemíku je větší než R . (pro nekonečně tenký vzorek by obě oblasti měly tvar ostré nerozšířené spektrální čáry, jak je na obrázku vyznačeno čárkovaně, pro konečnou vrstvu křemíku tenčí než dobeh protonu R by oblast 2 byla ohraničena při malých energiích, jak je na obr. VII.4 označeno čerchovaně).

Ze samotného principu metody je zřejmé, že jí lze využít k určování složení vzorků, je však nutno pracovat se spektrometrem s dobrým energetickým rozlišením (např. polovodičovým).

Specifičnost pružného rozptylu na krystalech - kanálování a jeho využití ke studiu struktury krystalů byla uvedena v odst. IV.4.3.

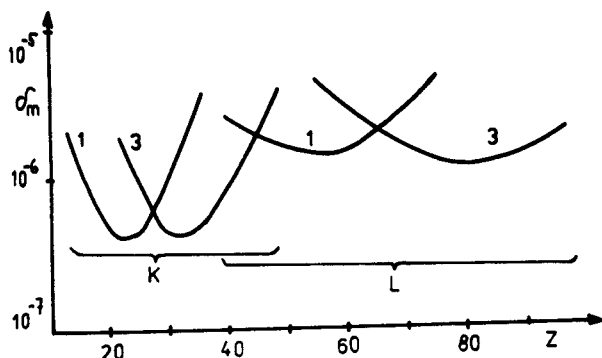
VII.2.2.3. Rentgenovské záření indukované ionty (metoda PIXE)

Jak bylo ukázáno v odst. III.3.2, je charakteristické rentgenovské (X-) záření pro každý prvek typické a lze je proto využívat k prvkové analýze konkrétních vzorků. V posledním desetiletí dosáhla mimořádného rozmachu (zejména v zahraničí) prvková analýza založená na buzení charakteristického záření těžkými ionty (p , α , ...). Metoda je běžně označována jako metoda PIXE (z anglického "Particle Induced X-Rays Emission").

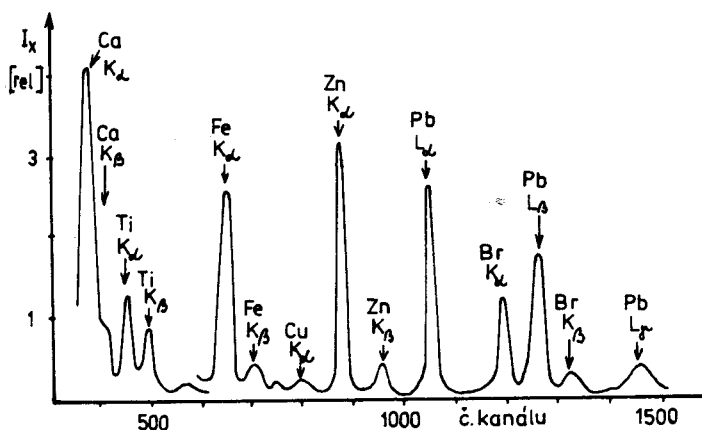
Začátkem 70-ých let bylo ukázáno, že při buzení X-záření těžkými ionty je velmi silně potlačeno spojitě pozadí, tvořené při obvyklém buzení elektrony především brzdovým zářením. Ze vztahů (IV.25) a (IV.29) je zřejmé, že při buzení těžkými ionty o energii několika MeV brzdové záření nevzniká a tedy lze získat poměrně čistá spektra charakteristického X-záření zejména v oblasti energií $E_X \geq 10$ keV. Je proto možno identifikovat i velmi slabé rentgenovské čáry a pomocí nich zjišťovat i velmi malé (stopové) koncentrace prvků.

K identifikaci prvků lze využít všech rentgenovských přechodů, nejčastěji se však využívají čáry K- a L-sérií. Na obr. VII.5 je ukázána běžně měřitelná nejnižší koncentrace σ_{\min} pro různé prvky při buzení čar K- a L-série proto-

ny o energii 1 a 3 MeV (křivky 1 a 3). Z obrázku je patrné, že prakticky pro celou periodickou soustavu je $\sigma_{\min} \sim 10^{-6}$ a tedy lze provádět současnou analýzu všech prvků prakticky se stejnou přesností. Na obr.VII.6 je ukázka



Obr.VII.5. Nejnižší měřitelné koncentrace σ_{\min} při buzení protony



Obr.VII.6. Ukázka analýzy vzorku oleje metodou PIXE při excitaci protony

je tedy velmi efektivní analytická metoda, jejím nedostatkem je však možnost analyzovat pouze velmi tenké vzorky, jejichž tloušťka je dána doběhem budících částic.

Jaderně analytické metody s nabitými částicemi našly v posledních letech velmi široké uplatnění ve všech oblastech včetně lékařství, ekologie, potravinářství, ale i při studiu materiálů a sledování technologických postupů. K tomu účelu jsou ve světě budovány speciální laboratoře vybavené zpravidla tandemovým urychlovačem a detekční aparaturou zajišťující možnost velmi rychlé analýzy vzorků všemi vhodnými metodami.

spektra X-záření ze vzorku mazacího oleje při bombardování protony o energii 2 MeV, ukazující příměsi od vápníku až po olovo.

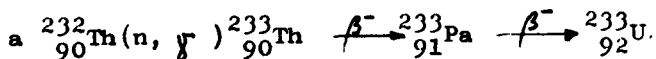
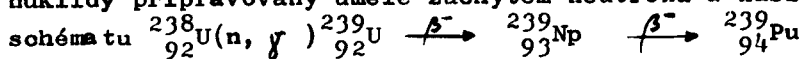
Kromě možnosti současné mnohorepvkové analýzy patří k přednostem metody PIXE možnost analýzy velmi malých množství látky (vzhledem k velmi vysoké specifické ionizaci pro těžké částice je buzení X-záření velmi intenzivní). Běžně lze provádět analýzu vzorku o hmotnosti několika miligramů, při vhodných podmínkách i menších. Tuto hodnotu lze výrazně snížit při použití tzv. mikrosvazku budících částic. Při použití speciálních kolimačních metod (pomocí iontové optiky) lze zmenšit průřez svazku až na několik mikronů. To umožňuje nejen provádět analýzu mimořádně malého množství látky (podle literárních údajů méně než 10^{-12} g při zychování $\sigma_{\min} \sim 10^{-6}$), ale i současně sledovat plošné rozložení prvků ve vzorku ("rastrování"). Metoda PIXE

VII.3. Energetické využití jaderných reakcí

Jedním z hlavních úkolů současnosti je hledání a vývoj nových zdrojů energie. Mezi velmi perspektivní a částečně již využívané zdroje patří jaderné reakce štěpení velmi těžkých a syntéza velmi lehkých jader (viz odst. VI.2.4). Je však nutno s politováním konstatovat, že oba z těchto typů reakcí tvoří základ nukleárních zbraní hromadného ničení (atomová, vodíková a neutronová bomba). Mírové využívání se zatím daří úspěšně pouze u štěpných reakcí, syntéza lehkých jader je však pokládána za nejperspektivnější zdroj energie příštího století. Probereme si proto ve stručnosti odděleně využívání obou reakcí.

VII.3.1. Současná jaderná energetika

Fyzikálním základem současné jaderné energetiky je štěpení nejtěžších atomových jader. Ve stávajících jaderných elektrárnách je to především štěpení nuklidu ^{235}U pomalými neutrony, ve stadiu prověrek je zařízení, využívající štěpení ^{239}Pu a ^{233}U neutrony o energii $T_n > 10 \text{ keV}$ (rychlé reaktory). Zatímco nuklid ^{235}U se vyskytuje v přírodě (cca 0,7 % přírodního uranu), jsou oba další nuklidy připravovány uměle záchytem neutronů a následným β^- -rozpadem podle schématu



Ukažme si možnosti zisku energie na štěpení ^{235}U . K tomu účelu odhadneme energii obsaženou v 1 kg nuklidu ^{235}U . Snadno spočítáme, že v tomto množství je obsaženo přibližně $2,5 \cdot 10^{21}$ jader izotopu ^{235}U . Pr protože se při rozštěpení jednoho jádra uvolní přibližně 200 MeV (viz odst. VI.2.4), bude energie uvolněná z 1 g nuklidu rovna $E = 2,5 \cdot 200 \cdot 10^{21} \text{ MeV} = 5 \cdot 10^{23} \text{ MeV}$ nebo $E = 8 \cdot 10^{10} \text{ J}$ ($1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$). Předpokládáme-li, že je tato energie čerpána při stálém výkonu w po dobu 24 hodin, bude tento výkon $w = E/t = 10^6 \text{ W} = 1 \text{ MW}$. Je tedy možno získávat z 1 g nuklidu ^{235}U po celých 24 hodin trvalý výkon 1 MW. Ukažme si proto princip způsobu, jak tuto energii skutečně získávat.

VII.3.1.1. Řetězová reakce

Podle odst. VI.2.4 je možno energii \mathcal{E} , potřebnou ke štěpení ($\mathcal{E} > E_f$) dodat jádru při záchytnu neutronů, přičemž se na jedno rozštěpené uvolní v průměru 2 - 3 nové neutrony. Jestliže aspoň jeden z nich vyvolá znovu štěpení, je možno proces štěpení udržet trvale. Tomuto nepřetržitému procesu, znázorněnému schématicky na obr. VII.7, říkáme řetězová reakce.

Jako charakteristika řetězové reakce se zavádí multiplikační koeficient k , definovaný jako poměr $k = N_i/N_{i-1}$, kde N_i je počet neutronů vyvolávajících štěpení v i -tém stupni řetězce (v i)té generaci neutronů. Pro udržení řetězové reakce je zřejmě nutné, aby $k \geq 1$. Při hodnotách $k \geq 1$ lze štěpení udržovat na určitém stupni rozvoje, při $k \gg 1$ však reakce proběhne velmi rychle, lavinovitě a dojde k okamžitému, explozivnímu uvolnění energie. První případ odpovídá využívání řetězové reakce v jaderných reaktorech pro mírové účely, případ $k \gg 1$

je základem klasických atomových bomb.

Multiplikační koeficient závisí obooně na řadě faktorů daných do značné míry konkrétním uspořádáním celého zařízení, ve kterém je řetězová reakce využívána. Koeficient je určen chováním neutronů během jejich existence v zařízení, především jejich interakcí s konstrukčními a technologickými součástmi a efektivností jejich využití vlastním štěpným materiálem (palivem). Je tedy nutno určovat multiplikační koeficient pro každé konkrétní zařízení a uspořádání.

VII.3.1.2. Jaderný reaktor a jaderná elektrárna

Základním zařízením pro využívání štěpení jader jsou jaderné reaktory. Konkrétní uspořádání reaktoru závisí do značné míry na jeho určení (vědecké nebo energetické reaktory), v podstatě však vychází ze dvou základních typů:

1. Pomalé reaktory využívají štěpení uranu ^{235}U pomalými neutrony ($T_n \lesssim 0,1 \text{ eV}$). Reaktory tohoto typu jsou základem současné jaderné energetiky.
2. Rychlé reaktory využívají štěpení rychlými neutrony ($T_n > 10 \text{ keV}$). Štěpným materiálem je ^{239}Pu a ^{233}U . Energetické reaktory tohoto typu jsou v současné době ve stadiu technologických zkoušek a pro svoji technickou náročnost se předpokládá, že k jejich širokému využití dojde teprve po roce 2000. Předpokládá se však, že do r. 2050 se stanou hlavním zdrojem elektrické energie.

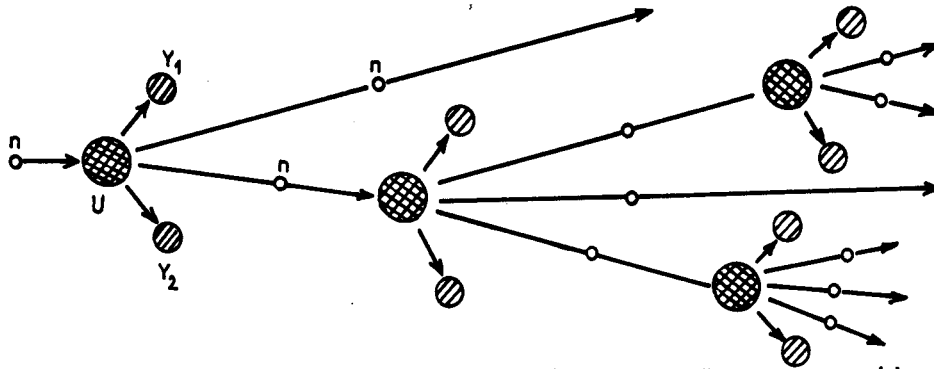
Ukažme si základní uspořádání pomalého jaderného reaktoru a princip jeho činnosti.

V pomalém reaktoru dochází ke štěpení nuklidu ^{235}U neutrony s energií $T_n \lesssim 0,1 \text{ eV}$. Protože při štěpení vznikají neutrony o střední energii $\langle T_n \rangle \sim 2 \text{ MeV}$ s maximální energií přesahující 10 MeV, je nutno energii o několik řádů snížit. K tomu se využívá mnohonásobného pružného rozptylu neutronů na jádrech lehkých prvků - moderátoru. Jako nejvhodnější moderátor se ukazuje obyčejná nebo těžká voda (tj. H_2O nebo D_2O) a grafit. (Podle druhů moderátoru se reaktory často označují jako lehkovodní, těžkovodní nebo grafitové). Moderátor spolu se štěpným materiálem (palivem) vytváří hlavní část reaktoru - aktivní zónu. Ta může být principiálně tvořena směsí (roztokem) uranu a moderátoru (homogenní reaktor), v praxi je však téměř výhradně aktivní zóna tvořena bloky paliva (palivovými články) obklopenými moderátorem (heterogenní reaktor). Kromě štěpného materiálu jsou v moderátoru umístěny bloky (tyče) silně absorbující neutrony (jsou obvykle z india nebo kadmia), jejichž přemísťování umožňuje měnit hustotu a množství neutronů v aktivní zóně a tím také intenzitu štěpení a tedy i výkon reaktoru. Schématicky je aktivní zóna znázorněna na obr. VII.8. Čísly jsou označeny: 1 - nádoba aktivní zóny, 2 - moderátor, 3 - štěpná materiál (palivové články), 4 - absorbující materiál (regulační tyče).

Jako štěpný materiál (palivo) se podle typu reaktoru používá buď přírodní uran nebo obohacený uran, obsahující od několika až do téměř sta procent nuklidu ^{235}U (u lehkovodních reaktorů je používání obohaceného uranu nezbytné). Štěpný materiál se upravuje do palivových článků, nejčastěji ve tvaru tyčí. Konstrukce palivových článků bývá značně složitá a umožňuje zpravidla přímý přenos

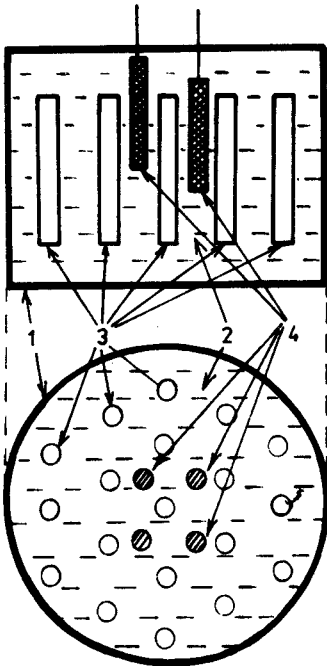
Obr. VIII.7

Schéma řetězové reakce



uvolněné energie na vhodné médium. Tím byva nejčastěji voda, která energii uvol-

něnou při štěpení přenáší ve formě tepla mimo aktivní zónu, přičemž současně palivové články ochlazuje. Přenos energie je zejména u velmi výkonných energetických reaktorů jedním ze základních technologických problémů reaktoru. (Uvažíme-li, že efektivita využití tepla pro výrobu elektrické energie v parních generátorech je $\sim 40\%$, značí to, že např. tepelný výkon reaktoru VVER-440 s elektrickým výkonem 440 MW je cca 1 200 MW tepelný výkon reaktoru VVER-1000 pak cca 2 500 MW).



Obr. VII.8 Schéma aktivní zóny heterogenního reaktoru

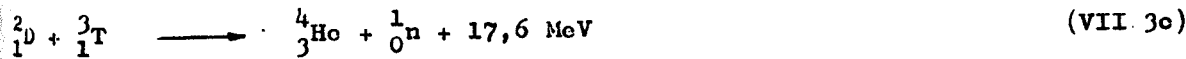
vřena a mimořádně pevná budova), zajišťující jak ochranu okolí před případným únikem radioaktivity při havárii reaktoru, tak ochranu reaktoru před poškozením zvenku (při projektování se uvažuje např. i možnost pádu letadla nebo meteoritu na elektrárnu ap.).

V jaderných elektrárnách je energie uvolněná v aktivní zóně převáděna pomocí vhodného média, nejčastěji vodou, ve formě tepelné energie mimo oblast reaktoru. Zpravidla je tento výstup dvou nebo tříokruhový, přičemž přímý styk s aktivní zónou má pouze první okruh. Vyvinuté teplo je využíváno k pohonu parní turbíny, podobně jako je tomu v klasické tepelné elektrárně.

Podle oficiálních údajů Mezinárodní agentury pro atomovou energii (MAAE) vyráběly k 31.12.1983 jaderné elektrárny přibližně 12 % celosvětové produkce elektřiny. V některých státech však již jaderné elektrárny pokrývají výrobu elektrické energie z více než 30 % (např. ve Francii přes 50 %, v Belgii a Finsku přes 40 %, v Bulharsku, Švédsku a Švýcarsku více než 30 %). V ČSSR je tento podíl v polovině roku 1985 více než 10 %, další bloky a elektrárny budou postaveny v příštích letech.

VII.3.2. Řízená termonukleární reakce

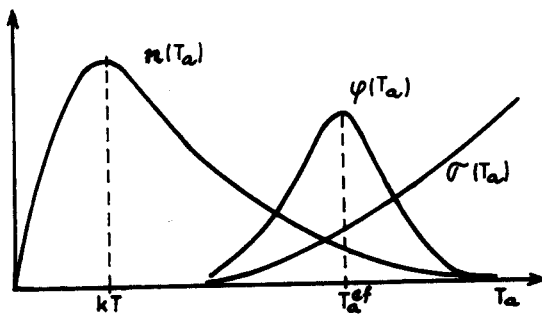
Kromě štěpení je možno získávat jadernou energii syntézou velmi lehkých jader. Pro tento účel jsou nejvhodnější reakce (viz reakce (VI 34) v odst. VI.2.4)



Pro energetické účely je nutno dosáhnout vysoký výtěžek reakce a realizovat danou reakci v makroskopickém měřítku tak, aby objemová hustota získané energie byla dostatečná (aspoň $\sim 10^8 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).

VII.3.2.1. Podmínky pro stacionární termonukleární reakci

Jak bylo ukázáno v odst. VI.2.4, je k vyvolání reakce nutno překonat odpudivou coulombickou bariéru, která dosahuje nejnižší hodnoty $U_c^{dt}(R) = 0,5 \text{ MeV}$ pro reakci (VII.3c). Ještě nepříznivější je skutečnost, že při průchodu kompaktním prostředím nabitě částice především ztrácí energii při ionizaci a tedy jen velmi málo částic vyvolá termojadernou reakci. K ionizačním ztrátám energie nedochází, jestliže prostředí tvoří plazma zahřáté na teplotu $T \sim 10^8 \text{ K}$ a představující směs ionizovaných jader a volných elektronů. Avšak i tehdy vede většina srážek částic s jádry prostředí ke coulombovskému rozptylu (zpravidla pro účinné průřezy elastického rozptylu σ_{el} a reakce σ_r platí $\sigma_{el} \gg \sigma_r$) a tedy i v plazmatu dochází k termonukleární reakci jen sporadicky. Pokud se bombardující částice v plazmatu udrží, vytvoří se termodynamická rovnováha s prostředím s Maxwelllovským rozdělením energie odpovídajícím teplotě plazmatu T a střední energii $\langle T_a \rangle = kT$. Při dostatečně vysoké teplotě plazmatu může $\langle T_a \rangle$ dosahovat hodnot, pro které je koeficient průniku coulombovskou bariérou D (vztah V.2) poměrně velký, a proto může k termonukleární reakci dojít, jestliže částice setrvá v plazmatu dostatečně dlouho (tj. jestliže počet srážek ν částice s jádry prostředí je dostatečně velký, aby $\nu \cdot D \sim 1$). K tomu přispívá také to, že v plazmatu budou značně zastoupeny i částice, jejichž energie několikanásobně překračuje střední energii



Obr. VII.9. Výtěžek termonukleární reakce jako funkce energie T_a

k T , což spolu s rychlým vzrůstem koeficientu D pravděpodobnost (a tedy i výtěžek) termonukleární reakce podstatně zvýší. Situace je znázorněna na obr. VII.9, kde je maxwellovské rozdělení četnosti jader $n(T_a)$, průběh účinného průřezu $\sigma(T_a)$ a efektivní výtěžek $\psi(T_a) \sim n(T_a) \cdot \sigma(T_a)$. Rozbory ukazují, že $\psi(T_a)$ dosahuje potřebných hodnot při teplotě $\sim 10^8 \text{ K}$, což odpovídá

střední energii $\langle T_a \rangle \sim 10$ keV.

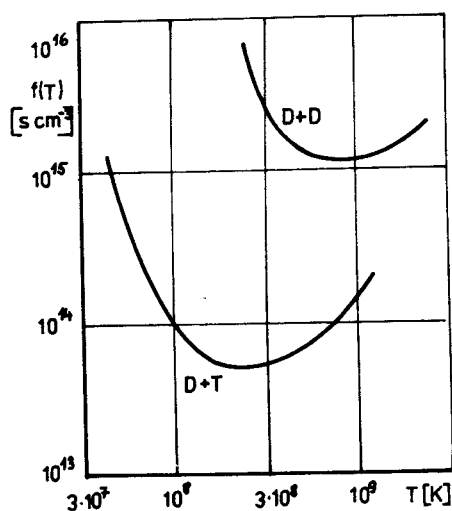
V současné době se předpokládá, že dostatečně husté vysokoteplotní plazma, vytvořené ze směsi obou druhů částic na levé straně rovnic (VII.3) a udržené dostatečně dlouhou dobu na dostatečně vysoké teplotě poskytuje jedinou cestu k řízené termonukleární reakci. Podrobné rozborů ukazují, že termonukleární reakce bude probíhat jako stacionární proces (tj. uvolněná energie je dostatečná k potřebnému zahřátí nového plazmatu, pokud je splněna rovnice

$$n \cdot \tau \geq f(T) \quad (\text{VII.4})$$

kde τ je doba, po kterou je plazma o hustotě n iontů v jednotce objemu udrženo při teplotě T a $f(T)$ je funkce, jejíž teoretický tvar vychází z několika různých předpokladů. Minimum funkce $f(T)$ odpovídá pro reakce (VII.3b) a (VII.3c) hodnotám, známým jako Lawsonovo kritérium

$$n \cdot \tau = 10^{16} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}, T = 10^9 \text{ K} \quad (\text{reakce D + D}) \quad (\text{VII.5a})$$

$$n \cdot \tau = 10^{14} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}, T = 2 \cdot 10^8 \text{ K} \quad (\text{reakce D + T}) \quad (\text{VII.5b})$$



Průběh funkce $f(T)$ pro reakce (VII.3b) a (VII.3c) je na obr. VII.10. Z obrázku a z Lawsonova kritéria je zřejmé, že nejpriznivější situace je pro reakci $D + T$, která je také v současné době z energetického hlediska považována za nejperspektivnější a možnosti jejího využití je věnována mimořádná pozornost.

Obr. VII.10. Průběh funkce $f(T)$ pro reakce $D + D$ a $D + T$

VII.3.2.2. Experimentální termonukleární zařízení

Realizace termonukleárního zařízení (často nazývaného termonukleární reaktor) je velmi složitá a využívání termonukleárních reakcí pro energetické účely naráží na velmi vážné překážky technického a technologického, ale v současné době ještě i fyzikálního charakteru. I když jsou ve světě na tuto problematiku vynakládány mimořádné prostředky, jsou dosažené výsledky zatím velmi omezené a představují jen výchozí fázi k rozvoji termonukleární energetiky. Zmíníme se zde proto jen velmi stručně o některých metodách a zařízeních, která jsou považována za nejnadějnější.

Ze vztahů (VII.5) vyplývá, že kritické hodnoty $n\tau$ lze dosáhnout dvěma způsoby:

- a) Vytvořením v dostatečně velkém objemu vysokoteplotního plazmatu ($T \geq 10^8 \text{ K}$) s reaktivně nízkou hustotou ($n \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) a jeho udržení po dobu τ takovou, aby $n\tau \geq 10^{14} \text{ s.cm}^{-3}$.
- b) Zahřátí velmi kompaktního plazmatu ($n \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) na teplotu $T \approx 10^8 \text{ K}$ za dobu kratší než je doba průletu částic oblastí plazmatu (doba průletu určuje současně dobu τ v Lawsonově kritériu (VII.5)).

I když jsou zkoumány i jiné metody k dosažení řízené termonukleární reakce, jeví se metody a) a b) jako nejnadějnější a je na ně ve světě soustředěna největší pozornost.

Do skupiny zařízení využívajících metodu a) patří především známé TOKAMAK-y, poprvé navržené a realizované v SSSR. V tomto zařízení je plazma ze směsi D+T udržováno v toroidální komoře o velkém objemu pomocí velmi silného magnetického pole toroidálního tvaru. Částice plazmatu se pohybují po velmi těsných spirálách podél magnetických siločar a jsou vhodným způsobem zahřívány na teplotu $T \sim 10^7 \text{ K}$. Zařízení je velmi složité a nákladné a je nutno při jeho budování řešit celou řadu problémů spojených především se stabilitou plazmatu a s jejím zahříváním.

Na prvním zařízení tohoto typu bylo v r.1968 dosaženo hodnoty $n\tau \sim 6 \cdot 10^8 \text{ s.cm}^{-3}$ při $T = 4 \cdot 10^7 \text{ K}$. Až dosud nejvyšších hodnot bylo dosaženo v SSSR na zařízení TOKAMAK-10 ($n\tau \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ s.cm}^{-3}$ při teplotě $T = 1,3 \cdot 10^7 \text{ K}$) a v USA na zařízení ALKATOR ($n\tau \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ s.cm}^{-3}$, avšak při teplotě jen $T = 5 \cdot 10^6 \text{ K}$). V současné době se na návrh SSSR v rámci mezinárodní spolupráce (včetně SSSR a USA) buduje pod vedením MAAE největší zařízení tohoto typu známé pod názvem INTOR, jehož spuštění se předpokládá v první polovině 90-tých let. O mohutnosti zařízení si lze udělat představu na základě těchto projektových údajů: Objem plazmatu 200 m^3 , zahřívací proud $6,2 \cdot 10^6 \text{ A}$, magnetické pole 55 T , tepelný výkon 620 MW . Očekává se, že po zapálení bude termonukleární reakce hořet cca 200 s . INTOR by mělo být posledním experimentálním zařízením před budováním experimentální termonukleární elektrárny.

Rovněž metoda b) je intenzivně zkoumána. Patří sem především systémy, v nichž je směs D+T v pevné fázi o rozměru několika milimetrů velmi rychle stlačena a zahřáta. Komprese a ohřev se provádí ostřelováním laserovými paprsky, přičemž celý systém pracuje v pulzním režimu. Palivo je umístěno ve středu zařízení a je na ně nasměrováno několik laserových generátorů, které při současném spuštění velmi rychle (v průběhu $\sim 10^{-9} \text{ s}$) zahřejí palivo na vysokou teplotu $\sim 10^6 \text{ K}$. Analýza ukazuje, že k zapálení termonukleární reakce je nutno současně ze všech stran dodat za tuto dobu energii $\geq 10^4 \text{ J}$. Tohoto typu je zařízení DELFÍN, budované v současné době v SSSR, ve kterém bude na palivo dopadat současně 216 laserových paprsků.

Na podobném principu pracují v SSSR zařízení, známá pod názvem ANGARA. Místo laserových paprsků je však pevný terčik ze směsi D+T ozařován velmi intenzivním svazkem ($\sim 400 \text{ kA}$) relativistických elektronů ($E_e \approx 2,5 \text{ MeV}$).

Souhrnně lze říci, že řízená termonukleární reakce je velmi nadějným zdrojem energie. Na základě dosavadních výzkumů vycházejí současné prognózy z předpokladu, že do konce století bude dosaženo fyzikálních výsledků, které umožní přistoupit k budování experimentálních technologických systémů. Jako masového zdroje energie však bude možno termonukleární reakce využívat pravděpodobně kolem nebo spíše po roce 2050.

VII.3.3. Jaderná energie hvězd

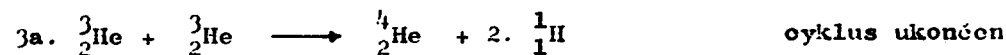
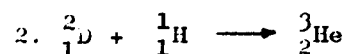
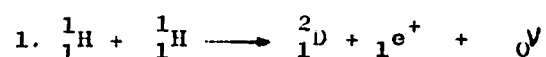
V astrofyzice se ukazuje, že na určitém stupni vývoje většiny hvězd je hlavním zdrojem energie syntéza nejjednoduchých jader, tj. termonukleární reakce. Předpokládá se, že při dostatečné hmotnosti hvězdy dochází na jejím prvním stupni vývoje vlivem gravitačních sil ke smršťování, které vede ke zvyšování průměrné teploty T hvězdy. Pro hvězdu o hmotnosti M a poloměru R , tvořenou plazmatem z protonů a elektronů (tj. hvězda je tvořena vodíkem ${}^1_1\text{H}$) je teplota určena vztahem

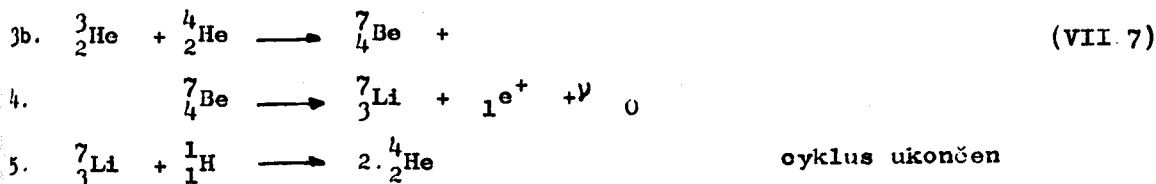
$$3kT = \alpha \cdot \frac{M}{R} \cdot m_p \quad (\text{VII.6})$$

kde k a α je Boltzmannova a gravitační konstanta, m_p je hmotnost protonu. Pro naše Slunce dostáváme ze vztahu (VII.6) průměrnou teplotu $6 \cdot 10^6$ K, které odpovídá střední kinetická energie protonů $T_p = kT = 600$ eV. Protože teplota roste směrem ke středu hvězdy, lze očekávat v blízkosti středu Slunce teplotu $T \sim 10^7$ K, při které již dochází k "zapálení" termonukleárních procesů. Pro střední energii protonů ($kT \sim \text{keV}$) bude vzhledem k malé hodnotě koeficientu průniku coulombovskou bariérou D (vztah (V.2)) odpovídající účinný průřez velmi malý. Proto hlavní podíl na zisku energie budou mít protony z chvostu maxwellovského rozdělení, pro které je efektivní výtěžek $\psi(T_p)$ podstatně vyšší (viz průběh $\psi(T_p)$ na obr. VII.9). Přesto však zůstává výtěžek reakce a tedy i energetický výtěžek na jednotku hmotnosti velmi malý (např. pro Slunce je $\epsilon \doteq 2 \cdot 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) a hlavní zdroj obrovské energie hvězd je nutno hledat v jejich obrovské hmotnosti.

Konkrétními podmínkami ve hvězdách se dále nebudeme zabývat, budeme pouze předpokládat, že uvnitř hvězdy je teplota $T \sim 10^7$ K a hustota $\rho \sim 10^5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Za těchto podmínek získávají hvězdy energii především prostřednictvím reakcí, označovaných jako proton-protonový (p-p) a uhlíkový (C) cyklus. Každý cyklus představuje několik na sebe navazujících procesů, v konečné fázi však oba představují syntézu čtyř protonů na jádro hélia ${}^4_2\text{He}$, při které se získá energie $Q = 26,7 \text{ MeV}$ (tj. cca $6,7 \text{ MeV}$ na nukleon).

Proton-protonový cyklus tvoří procesy

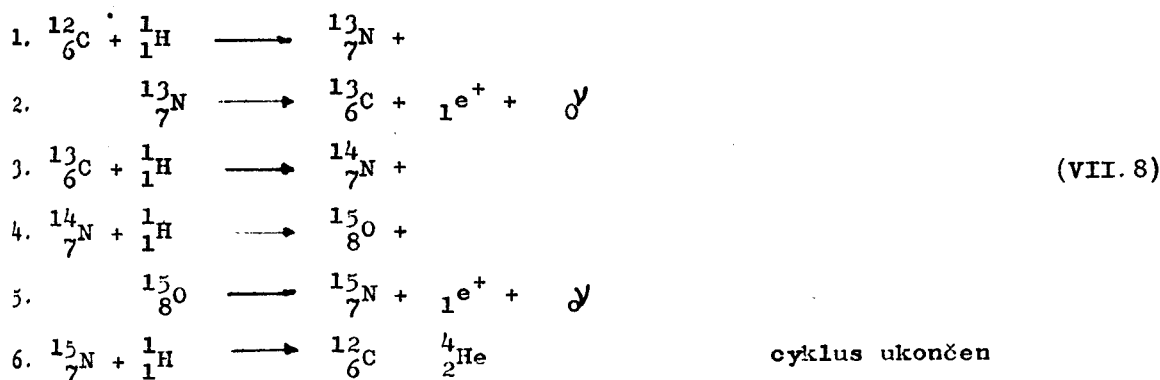




Cyklus tedy má dvě větve podle způsobu shoření helia ${}^3_2\text{He}$ (procesy 3a a 3b.)

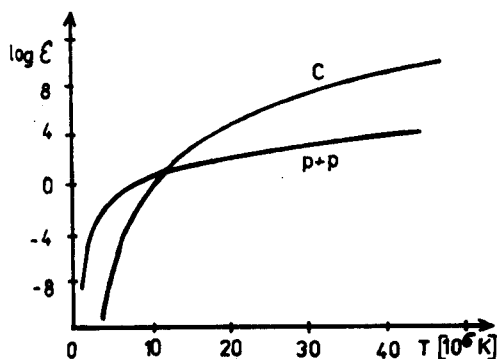
První, velmi exotická reakce probíhá v důsledku silné interakce a má proto mimořádně malý účinný průřez $\sigma \sim 10^{-51} \text{ m}^2$. Proto není v zemských podmínkách pozorovatelná a určuje také výtěžek celého p-p cyklu. Slunce by při stálých podmínkách shodných se současnými v této reakci spotřebovalo polovinu své hmotnosti za dobu $T_{1/2}^{\odot} \sim 1,4 \cdot 10^{10}$ let!

Uhlíkový cyklus jako možný zdroj energie hvězd navrhl již v r. 1938 H. Bethe. Tvoří jej procesy



Uhlík se v tomto cyklu nespaluje, působí jen jako katalyzátor. Pokud by C-cyklus byl hlavním zdrojem energie Slunce, shořela by plovina sluneční hmoty za dobu $T_{1/2}^{\odot} \sim 3 \cdot 10^8$ let.

Konkurence obou cyklů závisí na podmínkách uvnitř hvězdy, zejména na teplotě T , která velmi silně závisí na počáteční hmotnosti hvězdy. Závislost výtěžku energie ξ na teplotě T je pro oba cykly na obr. VII.11. Z obrázku je zřejmé, že při nižší teplotě (a tedy v první fázi hoření termionukleárních reakcí) je účinnější p-p cyklus, při vyšších teplotách C cyklus. S výtěžkem energie obou cyklů (a tedy s rychlostí spalování hvězdné hmoty) souvisí také doba, po kterou hvězda čerpá svou energii z těchto hlavních termionukleárních procesů. Rozbor ukazuje, že tato doba (nebo veličina $T_{1/2}$) souvisí především s hmotností hvězdy a je tím kratší, čím je hvězda hmotnější.



Obr. VII.11. Energetický výtěžek p-p a C cyklů jako funkce teploty

si pozitronu e^+ . Proto byla provedena měření intenzity neutrin přicházejících na zemi ze Slunce. (Měření jsou velmi obtížná vzhledem k mimořádně slabé inter-

akci neutronů s prostředím). Z dosavadních výsledků však vyplývá, že intenzita neutronů je přibližně třikrát nižší než odpovídá energii vyzařované Sluncem. Protože jde o informaci, která je podstatná pro pochopení stavby a vývoje hvězd, jsou k prověření rozporu připravovány další velmi náročné a nákladné experimenty.

VII.4. Dozimetrie a radiologická ochrana

Brzy po objevu radioaktivity se ukázalo, že radioaktivní záření může vést k poškození lidského organismu. Proto byla již v r. 1928 založena Mezinárodní komise pro ochranu před zářením (ICRP), která postupně vypracovala pro práci s jaderným a rentgenovským zářením a s radionuklidy řadu doporučení, z nichž poslední^o (Doporučení ICRP č. 26) bylo publikováno v r. 1977. Z těchto doporučení vychází většina předpisů a norem platných v jednotlivých státech (u nás je to norma ČSN 34 1730 - Předpisy pro pracoviště s radioaktivními látkami, připravuje se však její novelizace).

Protože bezpečnost práce s jaderným a rentgenovským zářením (dále jen "záření") představuje velmi složitou a širokou problematiku, uvedeme si zde jen některé základní pojmy a stručně jejich aplikaci.

VII.4.1. Základní dozimetrické pojmy a jednotky

Poškození biologické tkáně zářením (radiační poškození) je vyvoláno interakcí záření s atomy tkáně a probíhá především na buněčné úrovni. V dozimetrii se zavádí řada veličin a pojmů, které umožňují toto poškození vyhodnocovat kvantitativně, z nichž nejdůležitější jsou tyto.

Absorbovaná dávka D - představuje základní dozimetrickou veličinu a je definována jako energie předaná ionizujícím zářením tkáni o jednotkové hmotnosti. V SI soustavě je jednotkou dávky gray (Gy), $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$, v zahraniční literatuře se však stále dosti běžně používá starší jednotka rad. $1 \text{ rad} = 100 \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1} = 0,01 \text{ Gy}$.

Dávkový ekvivalent H, jakostní faktor Q. Kromě absorbované energie závisí účinek záření na tkáň na řadě dalších faktorů včetně druhu a energie záření. Proto se pro záření zavádí jakostní faktor Q, umožňující určit pro různé záření absorbovanou energii - dávkový ekvivalent H, která vyvolává ve tkáni stejná efekt. Tedy platí

$$H = Q \cdot D$$

(VII.9)

Pro tuto veličinu se používá speciální jednotka sievert (Sv), $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$ (starší jednotka je rem, $1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv}$).

Faktor Q souvisí především s hustotou energie předávané zářením tkáni, ale též s procesy, které záření v tkáni vyvolává. Např. pomalé neutrony ($T_n \leq 0,1 \text{ eV}$) samy předávají tkáni velmi malou energii, vyvolávají však jaderné reakce, při kterých se může uvolňovat značná energie (viz odst. VI 2) Velmi intenzivně probíhá např. radiační záchyt neutronů protony, tj. reakce $n + p \rightarrow D + \gamma$.

Vznikající γ -kvanta odnáší energii $E_\gamma = 2,2$ MeV, která může být opět absorbována tkání, což účinek neutronů na tkáň výrazně zesiluje.

záření	Q
-, X-záření, elektrony	1
Pomalé neutrony ($T_n \lesssim 0,1$ eV)	2,3
Ostatní neutrony, protony a částice s nábojem $q = 1 e$	10
α -částice a částice s nábojem $q > 1 e$	20

V tabulce VII.1 jsou hodnoty jakostního faktoru pro různé druhy záření převzaty z Doporučení ICRP-26. V ČSN 34 1730 se pro Q užívá označení Relativní biologická účinnost a používají se starší hodnoty, které jsou poněkud odlišné od hodnot v tabulce VII.1.

Biologické účinky záření. Hlavní poškození představuje destrukce buněk v ozářované tkáni. Doporučení ICRP-26 rozlišuje dva typy poškození. a) Nestochastická poškození, pro která je typická minimální dávka - práh, nutná k tomu, aby k poškození došlo. Patří sem např. "popálení" kůže, poškození krvetvorné kostní dřeni ap.). b) Stochastická poškození, charakterizovaná pravděpodobností výskytu poškození, přičemž pravděpodobnost s rostoucí dávkou vzrůstá. Pravděpodobnost se obvykle charakterizuje počtem výskytu poškození na 1 Sv - např. pro leukemii je rovna $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ Sv}^{-1}$). Předpokládá se, že pro tato poškození práh neexistuje. Mezi stochastická poškození patří především karcinogenní a genetické účinky záření.

Konkrétní poškození závisí na celé řadě faktorů, včetně doby, za kterou tkáň dávku obdržela a jejího rozdělení. Ukazuje se, že část buněk je schopná po určité době poškození opravit (reparace), případně se některé poškozené buňky nahradí novými. Pro některá poškození však doznáží ke kumulativnímu efektu a poškození od ozáření z různých období se mohou skládat. K tomu je nutno přihlížet při hodnocení vlivu záření na organismus během celého života jedince. Efektivní dávkový ekvivalent H_E . Z hlediska stochastických poškození je možno zavést ještě další formu dávky, vycházející z toho, že při stejném dávkovém ekvivalentu je pro různé orgány různá pravděpodobnost a závažnost poškození. Tato dávka je označována jako efektivní dávkový ekvivalent a je definován vztahem

$$H_E = \sum_i w_i \cdot H_i$$

(VII.10)

kde w_i je váhový faktor i-tého orgánu a H_i je odpovídající dávkový ekvivalent.

Závažnost tohoto postupu je patrná z tabulky VII.2, kde jsou uvedeny hodnoty podle Doporučení ICRP-26.

tkáň	w_i
Gonády	0,25
Mléčné žlázy	0,15
Červená kostní dřeň	0,12
Plíce	0,12
Štítná žláza	0,03
Povrchy kostí	0,03
Ostatní části těla	0,30

Kolektivní dávkový ekvivalent S.

Tato veličina se zavádí pro účely vyhodnocení účinku záření na široké skupiny populace a je definována vztahem

$$S = \sum_i H_i \cdot P_i \quad (\text{VII.11})$$

kde P_i je počet osob v i-té skupině,

v níž každý obdržel dávkový ekvivalent H_1 . S se udává v jednotkách mansievert Z hlediska stochastických poškození udává S očekávaný počet výskytu určitého poškození bez ohledu na to, jak je kolektivní dávka v celém souboru rozložena. Např. je-li pravděpodobnost výskytu leukemie $2 \cdot 10^{-3} \text{ Sv}^{-1}$, pak při $S = 500 \text{ manSv}$ je očekáván jeden případ onemocnění nezávisle na počtu skutečně ozářených jedinců.

VII.4.2. Bezpečnost práce se zářením

Každý člověk přichází trvale do styku se zářením z přírodních zdrojů (kosmické záření, přirozená radioaktivita ap.), ale také se zářením, vyvolaným lidskou činností. V tabulce VII.3 jsou uvedeny hlavní složky dávkového ekvivalentu

Tabulka VII.3 Rozdělení průměrného dávkového ekvivalentu H

Zdroj záření	H(10^{-5} Sv)
Přírodní pozadí	~ 100
Lékařské aplikace	~ 50
Radioaktivní spad ze zkoušek jaderných zbraní	~ 5
Jaderná energetika při produkci 1 kW(e) na obyvatele	3
Ostatní lidská činnost	2
Celkem	160

připadající v průměru na jednoho obyvatele země za rok. (Skutečný podíl přírodního pozadí se může od střední hodnoty lišit více než o řád. Podobně vliv lékařských aplikací je silně individuální).

Z tabulky vyplývá, že k minimalizaci radiačního poškození lidského organismu může dojít pouze snížením záření z lidské činnosti, což však lze zpravidla pouze za cenu neúnosného omezení ekonomicky důležitých oblastí (lékařství, energetika, těžba nerostů ap.). Jedinou cestou je proto přijmout v každé oblasti práce se zářením taková bezpečnostní opatření, která nebezpečí radiačního poškození jednotlivců i celého lidstva minimalizují.

Současné bezpečnostní předpisy a normy vycházejí ze stanovených maximálních celotělových dávek, které může jednotlivec nebo skupina obyvatel dostat, současně však požadují, aby skutečné dávky byly ve vztahu k činnosti minimální. Určení limitních dávek je velmi složité a je mu věnována mimořádná pozornost. Ve starších doporučeních ICRP vychází stanovení limitů z možného poškození nejcitlivějších orgánů. Doporučení ICRP-26 se při stanovení limitů opírá o rizikové hodnocení účinku záření na organismus, přičemž limity jsou stanoveny tak, aby riziko radiačního poškození nepřekročilo rizika z ostatní lidské činnosti.

Při hodnocení rizika se zpravidla rozlišuje riziko pro celou populaci (celkové riziko úmrtí z lidské činnosti je cca 10^{-5}) a profesionální riziko z určité činnosti, které se považuje z únosné, nepřesahuje-li více než o řád riziko pro celou populaci (tj. pro úmrtí je cca 10^{-4}). Z těchto hodnot a z celkového radiačního rizika cca 10^{-2} Sv^{-1} vyplývá, že riziko radiačního poškození je

únosné, bude-li průměrný dávkový ekvivalent na obyvatele $\sim 1 \text{ mSv.rok}^{-1}$ a při profesionální činnosti $\sim 10 \text{ mSv.rok}^{-1}$. Této hladině rizika plně odpovídají limity 5 mSv.rok^{-1} a 50 mSv.rok^{-1} , zakotvené ve většině státních norem včetně československé ČSN 34 1730.

VII.4.2.1. Pracoviště se zářením

Podle ČSN 34 1730 se pracoviště s radioaktivními látkami dělí na dvě hlavní skupiny: pracoviště s uzavřenými zářiči a pracoviště s otevřenými zářiči. Uzavřený zářič je zářič pevně a neprodyšně uzavřený a schválený pověřeným orgánem.

Pracoviště s uzavřenými zářiči nevyžadují žádnou speciální úpravu, musí však být vybavena kontrolním zařízením pro zjišťování intenzity záření a zářiče musí být patřičně odstíněny tak, aby v žádném místě nebyly překročeny povolené limity dávky.

Pracoviště s otevřenými zářiči se podle aktivity a druhu zářičů dělí na tři kategorie, přičemž nejvyšší aktivity jsou povoleny na pracovišti III. kategorie. Podle kategorizace jsou pro pracoviště s otevřenými zářiči předepsány speciální úpravy (omyvatelné stěny, samostatný odpad vody ap.) a nezbytné vybavení kontrolními a měřicími přístroji. Na těchto pracovištích je zakázáno jíst, pít a kouřit. Pro každé pracoviště musí být vypracován podrobný provozní řád včetně pokynů a informací pro případ havárie. Nezbytnou součástí pracovišť s otevřenými zářiči jsou také předepsané ochranné prostředky a evidence a kontrola přístupu všech pracovníků, kteří na těchto pracovištích plní své úkoly.

Všechna pracoviště s radioaktivními zářiči musí být řádně označena předepsaným způsobem.

V normě jsou také upřesněny maximální dávkové ekvivalenty, které mohou obdržet pracovníci zaměstnaní na pracovišti i další pracovníci v blízkosti pracoviště (v oblasti, kde se trvale zdržují zaměstnanci nepracující se zářením, nesmí dávkový ekvivalent přesáhnout za 8 hodin pobytu $5 \cdot 10^{-2} \text{ mSv}$). Všichni pracovníci se zářením se musí pravidelně podrobovat lékařské kontrole. Je také stanoveno, že na pracovišti se zářením mohou pracovat pouze zaměstnanci, kteří prokázali znalost normy a všech dalších předpisů souvisejících s provozem pracoviště.

ČSN 34 1730 obsahuje také předpisy pro další činnost související se zářením (doprava, lékařské aplikace, likvidace radioaktivních odpadů ap.) a tabulky pro některé výpočty (stínění, koncentrace a ředění radioaktivních látek a další), zájemce o tyto informace však odkazují přímo na normu.

VII.4.2.2. Jaderná energetika a zdravotní riziko

Na závěr bych se chtěl stručně zmínit o často diskutované otázce vlivu jaderné energetiky na člověka. Je nesporné, že jaderná energetika, stejně jako jiná forma získávání elektrické energie, má řadu negativních důsledků, jak pro člověka, tak pro přírodu (ekologické vlivy). Jaderné elektrárny (a s nimi spojený jaderný průmysl) mají negativní vliv i na radiační situaci ve svém okolí

a přispívají k celkovému ozáření obyvatelstva. Jak je však patrné z tabulky VII.3, je tento příspěvek velmi malý a i při intenzivní výrobě elektřiny odpovídající 1 kW(e) na obyvatele (pro ČSSR to odpovídá výkonu elektráren 15 GW(e), tedy více než desetinásobek současného výkonu jaderných elektráren) představuje jen cca 2 % z průměrného dávkového ekvivalentu na obyvatele.

Při hodnocení JE je však třeba vzít v úvahu, že také ostatní zdroje energie jsou spojeny s rizikem pro obyvatelstvo. Kromě profesionálního rizika (úrazy ap.) existuje také riziko spojené s únikem škodlivých látek do životního prostředí, z nichž některé jsou známy nebo považovány za karcinogenní. Např. z uhelných elektráren uniká zejména oxid SO_2 , ale i řada těžkých kovů. Vliv SO_2 na přírodu je znám poměrně dobře, podstatně méně je však známo o vlivu SO_2 i těžkých kovů na člověka. Proto se v poslední době začíná i v této oblasti aplikovat riziková analýza, která ukazuje, že i nejaderné energetické zdroje mohou vést k výraznému poškození buněk včetně následného vyvolání karcinomu. Analýza zde však úrovně analýzy vlivu záření z jaderných elektráren zdaleka ještě nedosáhla.

Provedené rozbory jednoznačně ukazují, že za normálních provozních podmínek je ze všech dosud známých dostatečně efektivních zdrojů výroba elektrické energie v jaderných elektrárnách spojena s nejmenším rizikem pro člověka i přírodu. Určitým rizikem zůstávají možné havárie, úniku radioaktivity mimo elektrárnu by však mělo být zabráněno již samotnou konstrukcí elektráren. K minimalizaci havárií také přispívá mimořádně náročná speciální příprava obsluhujícího personálu.

Ne zcela dořešeným problémem zůstává v současné době likvidace silně radioaktivních odpadů z JE, avšak práce z poslední doby opravňují předpokládat, že i tento problém bude v nejbližší době plně nebo aspoň uspokojivě vyřešen.

VIII. Elementární částice

VIII.1. Částice, interakce

VIII.1.1. Podmínky vzniku částic

Při zkoumání atomů a molekul se vydělila třída objektů, které tvoří jejich strukturu nebo vznikají při jejich přeměnách. Těmto objektům se začalo říkat elementární částice, protože se předpokládalo, že jsou skutečně základními částicemi hmoty.

Název "elementární" se udržuje pro tyto objekty spíše z historických důvodů, protože většina těchto částic má další vnitřní strukturu a také jejich počet (několik stovek) není právě příznakem elementarity.

Pod pojmem elementární částice budeme nadále rozumět srbatomární objekt s jistou množinou vlastností, která se nemění při všech procesech, kterých se objekt zúčastní.

Obor fyziky, který se zabývá studiem elementárních částic, jejich vlastností, systematikou a interakcemi, se nazývá obvykle fyzika elementárních částic, subnukleární fyzika nebo fyzika vysokých energií.

Původ posledního názvu vyplyne z další úvahy: Pro popis běžného světa, složeného z atomů a jeho běžných přeměn, popisovaných v atomové fyzice a fyzice jádra, vytačíme s částicemi: proton, neutron, elektron (positron), foton, neutrino (antineutrino). Další elementární částice byly získány teprve v interakcích těchto částic mezi sebou při vysokých energiích srážejících se objektů. Tak při srážkách dvou nukleonů (N) dochází až do jisté energie nalétávajícího nukleonu pouze k pružnému rozptylu:

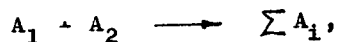


Od prahové energie $E_{\text{prah}} = 290 \text{ MeV}$ se vedle pružného rozptylu začne uplatňovat proces:



ve kterém se rodí mezon π . Pomineme-li zatím vlastní mechanismus vzniku nové částice, musí být při jejím zrodu splněn především zákon zachování energie: Energie dané reakce Q musí být minimálně rovna klidové energii vznikajících částic.

Rozebereme kinematické podmínky pro vznik částic. Mějme reakci, kde v konečném stavu vznikají částice:



kde každá částice A je popsána celkovou energií E , kinetickou energií E' a hybností \vec{p} .

V teorii relativity se dokazuje: $E^2 = p^2 + m^2$ (VIII.1)

$$E = E' + m \quad (\text{VIII.2})$$

(volíme $c = 1$). Dále pro objekty i jejich systémy platí:

$$(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2 = \text{invariant} \quad (\text{VIII.3})$$

Spočítáme tento invariant pro naši reakci v laboratorní soustavě (A_1 se pohybuje, A_2 je terč) a v těžiškové soustavě za předpokladu, že všechny částice A_i jsou v klidu (reakce při prahové energii).

Potom z (VIII.3):

$$(E_1 + m_2)^2 - \vec{p}_1^2 = (\sum m_i)^2 \quad (\text{VIII.4})$$

Použijeme vztahy (VIII.1) a (VIII.2) a upravíme (VIII.4):

$$E'_{\text{prah}} = \frac{(\sum m_i + m_1 + m_2)(\sum m_i - m_1 - m_2)}{2 m_2} \quad (\text{VIII.5})$$

protože při prahové reakci je právě $E'_1 = E'_{\text{prah}}$.

Stejně jako ve fyzice jádra zavedeme energii reakce Q :

$$Q = \sum m_i - m_1 - m_2, \quad (\text{VIII.6})$$

která se rovná prahové energii primární částice v těžiškové soustavě. V laboratorní soustavě pak platí pro E'_{prah} :

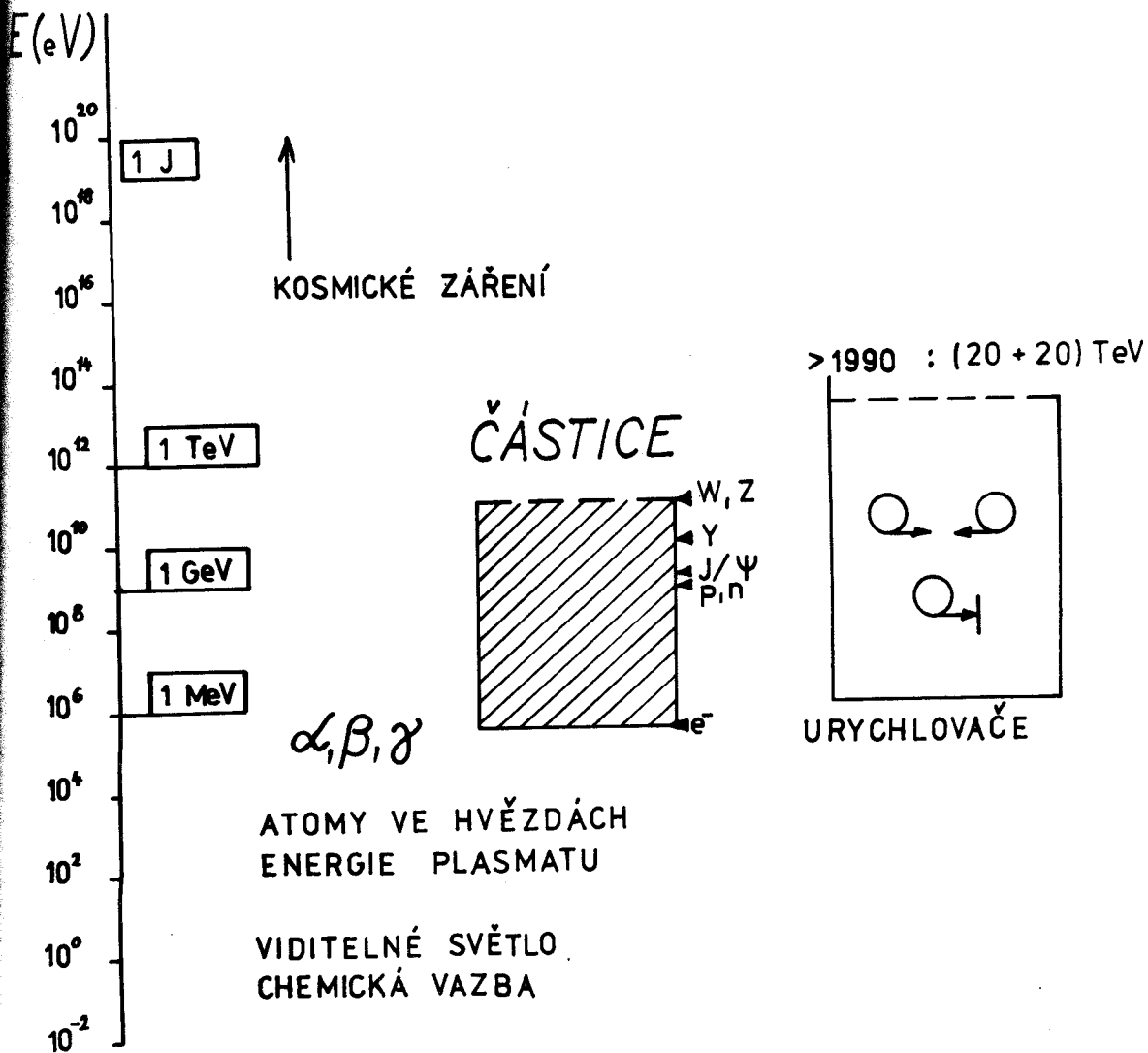
$$E'_{\text{prah}} = Q \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{2m_2} \right) \quad (\text{VIII.7})$$

pro malé Q ($Q \ll m_1, m_2$) můžeme zanedbat 3. člen v (VIII.7) a dostaneme vztah používaný ve fyzice jádra ($E'_{\text{prah}} \sim Q$). Pro fyziku elementárních částic je typické $Q \gg m_1, m_2$, a proto platí $Q \sim \sqrt{E'_{\text{prah}}}$.

Zdrojem dostatečně rychlých částic, které mohou uskutečnit srážky s velkým přenosem energie, mohou být urychlovače nebo kosmické záření. Ve srážkách částic z kosmického záření byly nové částice objevovány až do 50. let. S rozvojem urychlovací techniky se urychlovače staly hlavním zdrojem informací o částicích a jejich interakcích. Škálu energií v přírodě a její vztah k fyzice elementárních částic ukazuje obr. VIII.1.

Množina vlastností elementární částice zahrnuje především klidovou hmotnost, elektrický náboj, střední dobu života, vlastní moment hybnosti (spin), magnetický moment a celou řadu dalších vlastností (tzv. kvantových čísel), z nichž podstatné budou objasněny postupně.

Vlastnosti elementárních částic se určují známými detekčními metodami. Významnou metodou je zjišťování vlastností částic ze studia produktů jejich rozpadu. Tato metoda je přímo použitelná pro částice s dobou života do 10^{-16} s, pro částice s extrémně krátkými dobami života (např. 10^{-23} s, viz tzv. resonance) byla upravena na vydělení produktů rozpadu částice ze statistického pozadí.



Obr. VIII.1 Energetické poměry v přírodě

VIII.1.2. Základní typy částic a interakcí

Elementární částice vstupují mezi sebou do různých interakcí. Patří sem pružný rozptyl, již zmíněný vznik nových částic a rozpad částic, tj. samovolná přeměna částice na dvě, či více jiných.

Při zoběcnování vlastností těchto procesů bylo zjištěno, že k vysvětlení interakcí elementárních částic je vhodné zavést 4 interakce základní. Jsou to interakce: silná (ozn. S - angl strong), elektromagnetická (E), slabá (W - ang. weak) a gravitační (G). Základní vlastnosti těchto interakcí jsou shrnuty v tab. VIII.1. V ní pod typickým účinným průřezem (σ) rozumíme

účinný průřez charakteristického procesu, způsobeného danou interakcí.

Tab. VIII.1 Základní interakce

symbol	název	vazbová konstanta	charakterist. účinný průřez σ / fm^2 / l /	τ charakt. doba života s	dosah μ	výměnná částice
S /C	silná barevná/	$10^{-1}-10^1$	4	10^{-23}	10^{-15}	gluony
E	elektromagnetická	1/137	10^{-4}	10^{-20}	∞	foton
W	slabá	10^{-10}	10^{-11}	10^{-13}	10^{-18}	intermed.bosony W, Z
G	gravitační	10^{-38}	?	?	∞	graviton

/l/ Jako charakteristické byly zvoleny účinné průřezy dále uvedených interakcí při energii naliétávající částice $E = 10 \text{ GeV}$; S - úplný UP rozptylu nukleon-nukleon, E - UP anihilace e^+e^- , W - úplný UP rozptylu neutrino-nukleon.

τ je střední doba života částic, které se rozpadají díky dané interakci. Relativní intenzita (vazbová konstanta) interakce bude interpretována dále. Shrňme zde hlavní vlastnosti základních interakcí:

Silné interakce jsou nejsilnější známé interakce. Zprostředkují vazbu nukleonů v jádře. Popisují srážky hadronů a rychlé rozpady hadronů ($\tau = 10^{-23}$ s). Dosah působení mají omezen do $\approx 10^{-15}$ m.

Elektromagnetické interakce mají konstantu interakce rovnou konstantě jemné struktury ($\alpha = 1/137$). Zprostředkují vazbu atomů, molekul a kondenzovaných soustav. Popisují reakce fotonů a nabitých částic. Mají neomezený dosah.

Slabé interakce mají z uvažovaných sil ve světě elementárních částic nejmenší intenzitu a extrémně malé účinné průřezy. Odpovídají za většinu rozpadů nestabilních částic (včetně radioaktivity beta), ale i za neelektromagnetické reakce leptonů (hlavně neutrin). Dosah mají omezen na $\approx 10^{-18}$ m.

Gravitační interakce jsou zcela univerzální a podléhají jim všechny částice, ale pro svou malou intenzitu se mohou většinou v mikrosvětě zanedbat. Dosah mají neomezený.

Elementární částice se obvykle dělí na 3 skupiny:

- 1) kalibrační vektorové bosony
- 2) leptony
- 3) hadrony.

Zde uvedeme jenom základní charakteristiky skupin částic (podrobněji v tab. VIII.2).

Tab. VIII.2 Základní elementární částice

LEPTONY ($J=1/2, L=1, B=0$)

částice	anti-částice	L_e	L_μ	L_τ	klid. energie (MeV)	doba života (s)	hlavní kanály rozpadu
e^-	e^+	+1	0	0	0,511003	$(\tau > 2 \cdot 10^{22} \text{ let})$	
ν_e	$\bar{\nu}_e$	+1	0	0	< 46 eV		
μ^-	μ^+	0	+1	0	105,6594	$2,19714 \cdot 10^{-6}$	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (98,6%) $e^- \nu_e \nu_\mu \gamma$ (1,4%)
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	+1	0	< 0,52		
τ^-	τ^+	0	0	+1	1784	$(4,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-13}$	$p^- \nu_\tau$ (22%) $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ (18%) $\pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau$ (18%) $e^- \nu_e \nu_\tau$ (16%) $\pi^- \nu_\tau$ (11%)
ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	1	< 250		

MEZONY
(stabilní /1/)
($J^P=0^-, L=0, B=0$)

částice	anti-částice	S	C	I	I_z	klid. energie (MeV)	doba života (s)	hlavní kanály rozpadu
π^+	π^-	0	0	1	+1	139,567	$2,603 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$ (ν_μ) (100%)
π^0	π^0	0	0	1	0	134,963	$0,83 \cdot 10^{-16}$	$\gamma \gamma$ (98,8%)
η^0	η^0	0	0	0	0	548,8	$0,7 \cdot 10^{-18}$	$\gamma \gamma$ (39%) $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ (32%) $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (24%)
K^+	K^-	+1	0	1/2	+1/2	493,67	$1,237 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$ (63,5%) $\pi^+ \pi^0$ (21,2%) $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ (5,6%)
K^0	\bar{K}^0	+1	0	1/2	-1/2	497,7	K_S^0 : $0,89 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ \pi^-$ (68,6%) $\pi^0 \pi^0$ (31,4%)
							K_L^0 : $5,18 \cdot 10^{-8}$	$\pi^\pm e^\mp \tilde{\nu}_e (\nu_e)$ (38,7%) $\pi^\pm \mu^\mp \tilde{\nu}_\mu (\nu_\mu)$ (27,1%) $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ (21,5%) $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (12,4%)
D^+	D^-	0	+1	1/2	+1/2	1869	$\approx 9 \cdot 10^{-13}$	$\tilde{K}^0 X + K^0 X$ ($\approx 50\%$) $e^\pm X$ ($\approx 20\%$) $K^- X$ ($\approx 15\%$) $\tilde{K}^0 \pi^+ \pi^0$ ($\approx 10\%$)
D^0		0	+1	1/2	-1/2	1865	$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	$K^- X$ ($\approx 45\%$) $\tilde{K}^0 X + K^0 X$ ($\approx 30\%$) $K^- \pi^+ \pi^0$ ($\approx 10\%$)
F^+		+1	+1	0	0	2021	$\approx 2 \cdot 10^{-13}$?

BARYONY

(stabilní 1/1)

$$J^P = \frac{1}{2}^+ (\Omega : \frac{3}{2}^+), L = 0, B = +1$$

částice	S	C	I	I _z	klid. energie (MeV)	doba života (s)	hlavní kanály rozpadu
p	0	0	1/2	+1/2	938,279	$\approx 6,5 \cdot 10^{31}$ let	
n	0	0	1/2	-1/2	939,573	925 ± 11	p e ⁻ ν _e (100%)
Λ ⁰	-1	0	0	0	1115,6	2,63 · 10 ⁻¹⁰	p π ⁻ (64%) p π ⁰ (36%)
Σ ⁺	-1	0	0	+1	1189,4	0,80 · 10 ⁻¹⁰	p π ⁰ (52%) n π ⁺ (48%)
Σ ⁰	-1	0	1	0	1192,5	$\approx 5 \cdot 10^{-20}$	Λ γ (100%)
Σ ⁻	-1	0	1	-1	1197,3	1,48 · 10 ⁻¹⁰	n π ⁻ (100%)
Ξ ⁰	-2	0	1/2	+1/2	1315	2,9 · 10 ⁻¹⁰	Λ π ⁰ (100%)
Ξ ⁻	-2	0	1/2	-1/2	1321,3	1,64 · 10 ⁻¹⁰	Λ π ⁻ (100%)
Ω ⁻	-3	0	0	0	1672,5	0,8 · 10 ⁻¹⁰	Λ K ⁻ (69%) Ξ π ⁻ (23%) Ξ π ⁰ (8%)
Λ ⁺	0	+1	0	0	2282	(1-2) · 10 ⁻¹³	12 typů rozpadů

Vysvětlivky:

- 1) Za stabilní zde považujeme hadrony s dobou života $\tau < 10^{-23}$ s.
- 2) Mezon K⁰ / \bar{K}^0 / se rozpadá ve dvou modifikacích: jako krátkověžijící K_S⁰ a dlouhověžijící K_L⁰.
- 3) Symbol X zastupuje jiné nespecifické částice.

Kalibrační vektorové bosony jsou částice se spinem 1 (řídí se statistikou Bose-Einsteinovou, proto bosony). Pomocí jejich virtuální výměny se popisují interakce částic. Patří sem foton (kvantum elektromagnetického pole, zprostředkuje elektromagnetickou interakci) a kvanta dalších silových polí (pro slabé interakce bosony W a Z, pro silné gluony G).

Leptony jsou částice se spinem $1/2$ (řídí se statistikou Fermi-Diracovou, fermiony). Podle dosavadních experimentů nemají vnitřní strukturu. Jejich název byl odvozen od řec. leptos (lehký), což odpovídalo do 70. let jejich postavení v hmotnostní škále částic. Podléhají pouze slabým a elektromagnetickým interakcím (pokud mají el. náboj). Patří k nim nabitě leptony elektron (e^-), mion (μ^-) a tauon-lepton (τ^-) a neutrina, elektronové (ν_e), mionové (ν_μ) a tauonové (ν_τ). Mion a tauon jsou nestabilní.

Hadrony jsou těžké částice (řec. hadros - masivní, velký), mají vnitřní strukturu. U hadronů se uplatňují všechny typy interakcí. Díky tomu hraje pro ně hlavní roli silná interakce, řídící jejich srážky a některé rozpady. Podle svého spinu se dělí hadrony na dvě podskupiny:

Mezony: jsou hadrony se spinem celočíselným nebo nulovým, nejznámější mají spin roven 0: mezony π (piony), K (kaony) a mezon η .

Baryony (řec. těžký) mají spin poločíselný. Nejlehčí z nich jsou nukleony, proton (p) a neutron (n). Skupina těžších baryonů (Λ , Σ , Ξ , Ω) se nazývá hyperony. Hadrony jsou částice nestabilní (otázka stability protonu zůstává zatím otevřena). Při známých rozpadech baryonů vzniká vždy lehčí baryon. Střední doba života zatím uvažovaných hadronů (tzv. kvazistabilních) je $< 10^{-23}$ s.

Zdánlivě zvláštní postavení v systému hadronů získaly částice s extrémně krátkou dobou života (řádově 10^{-23} s), objevované v celých desítkách v 60. letech. Vznik a vlastnosti těchto hadronů můžeme zjistit pouze z produktů jejich rozpadu: tyto produkty vytvářejí extrém (rezonanci) ve spektru hmotností. Samy tyto částice můžeme považovat za systém s extrémními vlastnostmi (hmotou), který vznikl za vhodných fyzikálních podmínek. Pro tuto vlastnost se jim dříve říkalo **rezonance**. Rozpadají se na lehčí hadrony silnou interakcí (rychle). Příkladem takové částice je např. skupina Δ (s nábojovými stavy $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$), hmotností $m_\Delta = 1232 \text{ MeV}/c^2$ a rozpadem $\Delta \rightarrow N + \pi$. Tyto částice patří do systematiky hadronů, od ostatních se liší pouze krátkou dobou života. V základních tabulkách hadronů se často neuvádějí.

VIII.1.3. Antičástice

V tab. VIII.2 jsou uvedeny nejdůležitější částice se svými charakteristikami: hmotnost (vyjádřená jako klidová energie $E_0 = m_0 c^2$ v MeV), elektrický náboj (v elementárních nábojích), spin J (v jednotkách \hbar) a další kvantová čísla, jejichž význam bude postupně vysvětlen.

Tabulka obsahuje vedle částic i tzv. antičástice. Pojem antičástice se objevil ve fyzice elementárních částic ve 30. letech jako důsledek relativistického popisu pohybu elektronu v kvantové mechanice. Schrödingerova rovnice, kterou jsme pro elektron zatím používali, není relativistická. Tento nedostatek odstranil v r. 1928 P. Dirac (D. rovnice). D. rovnice má celkem 4 různá řešení: dvě s kladnou energií

$$E^+ = + \sqrt{(p^2 c^2 + m^2 c^4)}$$

a různými orientacemi spinu elektronu ($\pm 1/2 \hbar$) a dvě se zápornou energií

$$E^- = - \sqrt{(p^2 c^2 + m^2 c^4)}$$

opět s různými orientacemi spinu. Z D. rovnice přímo vyplývá existence spinu elektronu. Objekty se zápornou energií se však v přírodě nevyskytují, musely by neustále vydávat energii (konat práci) a přitom se samy urychlovaly.

Dirac k odstranění tohoto rozporu zavedl pro interpretaci stavů se zápornou energií model děr (D. děrová teorie): V modelu vystupuje elektron jako obyčejná částice s kladnou energií, neobsazený stav v pozadí záporných energií ("díra") se bude chovat jako částice nová s hmotností m , nábojem $+e$ a energií $|E^-|$. D. teorie tak předpověděla existenci positronu.

Z děrového modelu vyplývá, že pozitron vzniká vždy v páru s elektronem, hovoří se o vzniku elektron-positronových párů. Dále z něho plyne, že elektron obsazuje volný stav (díru) v systému záporných energií, splyne s pozadím a tím také pozitron (díra) přestává být pozorovatelným. Proto byl tento jev ne příliš šťastně nazván anihilací. Ve skutečnosti se v tomto procesu hmota neničí, pouze se jeden druh částic (elektron a pozitron) mění na jiné částice (fotony).

Diracův děrový model byl potvrzen již v roce 1932, kdy byl ve Wilsonově komoře, ozářené kosmickým zářením, objeven pozitron, vznikající v $e^- e^+$ - páru.

Páry $e^- e^+$ vznikají nejčastěji při interakci fotonů s látkou. Ke vzniku páru (kreace) je potřeba minimální energie $Q = 2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$. Protože při kreaci musí být současně splněn zákon zachování hybnosti, je pro vznik páru nezbytná přítomnost další částice (jádra Z nebo elektronu), které se předává část hybnosti fotonu: Proto kreace probíhá nejčastěji jako:



nebo:



Případně je možný další elektromagnetický proces (apod.):

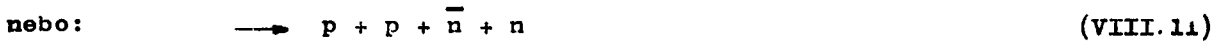
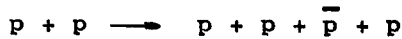


Prahová energie reakcí (VIII.8) - (VIII.10) je ovlivněna vlastnostmi interagujících částic. V (VIII.8) je prakticky rovna Q , protože těžkému jádru Z se předává malá energie.

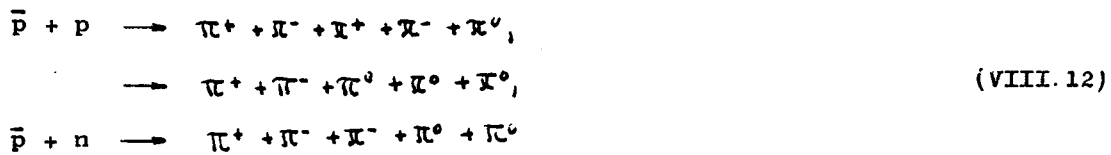
Diracův model sehrál historicky významnou roli ve vývoji fyziky elementárních částic. Na jeho základě byl zaveden pojem antičástice, první antičásticí je právě pozitron. Tento přístup je však vnitřně logicky sporný; aby zachoval v relativistických podmínkách pojem pohybu jedné částice, musí zvest představu nekonečného pozadí elektronů (částic) se zápornými energiemi, které nemá fyzikální smysl. Ve skutečnosti, jak vyplývá z kvantové elektrodynamiky, jsou existence positronů a kreace a anihilace páru částice-antičástice ($e^- e^+$) specificky relativistické jevy. Jejich popis je založen na metodě kvantové teorie silového pole, které popisuje pohyb částic jako důsledek inter-

akce 2 polí částic: pole elektron-positronového a fotonového. V rámci tohoto popisu jsou elektrony i pozitrony popsány zcela symetriicky, mají kladnou celkovou energii a liší se pouze znaménkem u elektrického náboje (případně v dalších kvantových číslech). Přes své nedostatky se Diracův děrový model stále užívá jako dobrá modelová představa např. v pásové teorii pevných látek.

Podobně jako pro elektrony je možno zavést antičástice i pro další částice a očekávat jejich existenci. Obvykle, až na výjimky patrné v tab. VIII. 2, je zvykem antičástici k a označovat \bar{a} (\bar{a}). Tak můžeme v analogii s procesem (VIII.10) očekávat vznik páru nukleon-antinukleon v reakci:



Prah reakce (VIII.11) je vysoký: při energii reakce $Q = 2m_p c^2 = 2 \text{ GeV}$, bude potřebná kinetická energie protonů podle (VIII.7) rovna $E_p = 6m_p = 5,8 \text{ GeV}$. V roce 1955 byl antiproton objeven na urychlovači v Berkeley (USA) při ostřelování měděného terče protony (prahová energie je v tomto případě menší při započítání vlastního pohybu protonů v jádře). Antiproton má stejnou hmotnost jako proton, opačné znaménko u elektrického náboje a vlastního magnetického momentu. S jinými hadrony reaguje jako proton, liší se od něho schopností anihilovat: při anihilaci nevznikají fotony, ale jiné bosony, především piony, např.:



Antiproton může tedy anihilovat i s neutronem.

Antineutrony byly objeveny na stejném urychlovači v r. 1956 v procesu, který se obvykle nazývá "výměna náboje":



Antineutron se může lišit od své částice z dosud známých charakteristik pouze znaménkem magnetického momentu.

Postupně byly objevovány antičástice ke všem známým fermionům a bosonům. V některých případech bylo třeba ze známých již částic přiřadit k sobě odpovídající dvojici (piony). Můžeme proto formulovat definici antičástice: Ke každé částici existuje antičástice. Antičástice má stejnou hmotnost, dobu života, spin a velikosti elektrického náboje a magnetického momentu. Znaménko u el. náboje, magnetického momentu a některých dalších kvantových čísel má opačné.

Úplný přehled o přiřazení částic a antičástic dává tab. VIII.2. Rozpady antičástic popíšeme tak, že zaměníme ve schemech částice a antičástice. Elektricky neutrální fermiony mají vždy částice odlišné od antičástic. Mezi neutrálními bosony se můžeme setkat také s absolutně neutrálními částicemi. Tyto částice jsou totožné se svými antičásticemi, protože se nemohou lišit ani v jediné vlastnosti. Nemají schopnost anihilovat. Patří sem např. mezony π^0 a η^0 .

Existence antičástic a jejich schopnost anihilovat otevírá řadu problémů: existence antihmoty ve Vesmíru, asymetrie našeho Vesmíru vzhledem k antičásticím aj.

VIII.2 Vlastnosti elementárních částic

VIII.2.1. Základní zobecněné náboje

Při studiu procesů, kterých se účastní hadrony a leptony (včetně antičástic) bylo zjištěno, že některé jejich interakce (reakce, rozpady, křee, anihilace) se nerealizují, i když jsou pro ně splněny základní podmínky (např. zákony zachování energie, hybnosti, momentu hybnosti, el. náboje). Příkladem takového "zakázaného" procesu může být:



Souhrn takových "zakázaných" procesů ukazuje na existenci zákonů zachování pro nové vlastnosti elementárních částic (jejich kvantová čísla). Není vyloučena i definovaná změna těchto vlastností podle určitých výběrových pravidel. Řada těchto vlastností je v interakcích aditivní a v analogii s elektrickým nábojem byla nazvána zobecněné náboje. Každé částici se pak přiřadí určitá hodnota zobecněného náboje a v interakcích se musí zachovávat součet daného náboje.

Uvedeme pro ilustraci proces zakázaný zákonem zachování elektrického náboje:



tj. nejlehčí nabitý lepton je stabilní.

Na základě studia chování baryonů byl zaveden baryonový náboj (též baryonové číslo) B . Baryonům přiřadíme $B = 1$ (antibaryonům $B = -1$), ostatním částicím $B=0$. Podle zákona zachování baryonového čísla je proces (VIII.11) možný ($\sum B=2$), též procesy (VIII.12, VIII.13), kde $\sum B=0$, ale reakce (VIII.14) bude zakázána. Při rozpadech těžších baryonů vznikají ve shodě s tímto zákonem vždy baryony lehčí, např. $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. Platnost zákona se zdála být potvrzena stabilitou protonu jako nejlehčího baryonu. Pro střední dobu života protonu (v rozpadu na lehčí nabitou částici) byla zjištěna hodnota $> 10^{32}$ let.

Stejným způsobem zavedeme pro výklad interakcí leptonů pojem leptonový náboj (leptonové číslo) L . Opět pro leptony bude $L = 1$ (pro antileptony $L = -1$), pro ostatní $L = 0$. Ve všech známých procesech je zákon zachování leptonového čísla splněn, jako příklad uvedeme rozpad neutronu:



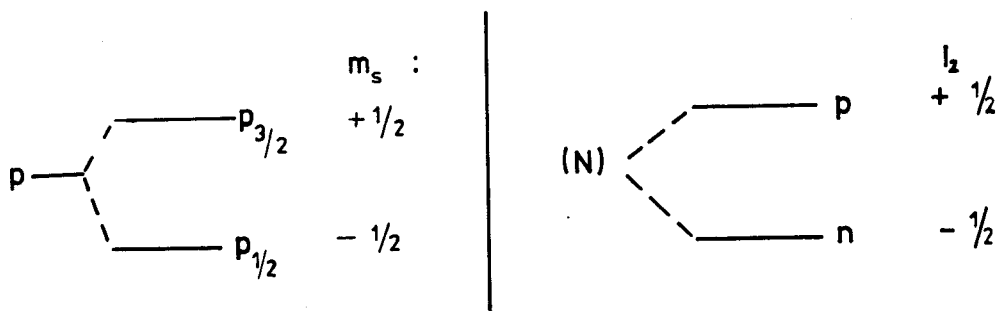
ve kterém zákon zachování leptonového čísla vyžaduje přítomnost antineutrína ($\bar{\nu}$). Současně je v (VIII.16) splněn i zákon zachování baryonového čísla. Zákon zachování leptonového čísla upravuje i rozpady dalších baryonů a mezonů a těžších leptonů (μ, τ).

VIII.2.2 Izospin

Jednou ze základních vlastností jaderných sil je nábojová nezávislost interakcí nukleonů. Spin obou typů nukleonů (protonů a neutronů) je stejný, hmotnosti prakticky stejné. Kdybychom mohli "vypnout" elektromagnetické interakce, neodlišili bychom proton od neutronu. Nábojová nezávislost je obecná vlastnost silných interakcí a projevuje se u všech hadronů vždy v situacích, kdy zkoumáme chování hadronů, lišících se fakticky jenom elektrickým nábojem ($p-n, \pi^+ - \pi^0 - \pi^-$).

Proto byl pro popis hadronů zaveden nový pojem izospin (nebo izotopický spin), poprvé navržen Heisenbergem r.1932.

Název tohoto nového kvantového čísla ukazuje na analogie použité při jeho zavedení: Pokud bychom mohli vypnout spin - orbitální vazbu v atomu vodíku, splynuly by v daném přiblížení energetické stavy ${}^2P_{1/2}$ a ${}^2P_{3/2}$ (obr. VIII.2). Zapnutí spin-orbitální interakce povede k rozštěpení stavu, k vytvoření energetického dubletu.



Obr. VIII.2 Dublet spinový (term $p \rightarrow p_{1/2}, p_{3/2}$) a izospinový (nukleon \rightarrow proton, neutron)

Analogicky, zapnutí elektromagnetické interakce rozdělí nukleon na dva různé částicové stavy, proton a neutron a vytvoří se částicový dublet. Takovou skupinu hadronů, které se liší pouze elektromagnetickými vlastnostmi, nazveme nábojový multipllet.

Podobně jako z nukleonů můžeme vytvořit nábojové multipllety i z dalších hadronů (Λ^0 - singlet, π^+, π^0, π^- - triplet, $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ kvadruplet atd.). Každý spektrální multipllet je charakterizován ve vektorovém modelu atomu celkovým spinem \vec{S} a počet komponent multiplletu je dán $(2S+1)$, kde S je kvantové číslo příslušné k \vec{S} . Jednotlivé komponenty multiplletu se liší projekcí spinu S_z .

Předpokládejme, že vlastnost hadronů tvořit nábojové multipllety je jejich stejnou vnitřní vlastností jako spin. Nazveme analogicky tuto vlastnost izospin I (izo - proto, že celý multipllet má stejné postavení v silných interakcích). Každému multiplletu přiřadíme I tak, aby počet jeho komponent byl roven $(2I+1)$. Každá částice, člen multiplletu, bude pak jednoznačně charakterizována projekcí I_z izospinu. Potom pro nukleony máme $I=1/2$ a volíme $I_z = +1/2$ pro proton a $I_z = -1/2$ pro neutron, pro piony $I=1$ a postupně $I_z = 1, 0, -1$ pro π^+, π^0, π^- .

Název izospin často svádí k mechanickým analogiím a výkladu. Izotopický je třeba chápat ve smyslu základní totožnosti členů multiplletu (jako jsou izotopa chemicky stejné). Spin byl v názvu použit proto, že matematický aparát, popisující nový jev, byl převzat z popisu obyčejného spinu. S nějakým reálným "pohybem" částice nemá izospin nic společného.

Hodnoty I a I_z jsou zachyceny jako nové vlastnosti v tabulce elementárních částic. I_z mění znaménko pro antičástice, I se nemění (antičástice tvoří stejné multipllety). Z tohoto pohledu se zdá být podivné, proč všechny piony tvoří jeden multipllet: tyto částice se však neliší v žádné charakteristice kromě náboje (zanedbáme elektromagnetické efekty).

Silné interakce jsou symetrické vzhledem k izospinu, zachovává se v nich I i I_z systému částic. Experimentálně bylo zjištěno, že ve slabých a elektromagnetických interakcích se I_z systému nezachovává - tyto interakce tedy nejsou izotopicky symetrické. Více o zákonech zachování bude řečeno v odst.

VIII.4.2.

Přes zdánlivou nadbytečnost nového pojmu ("jiný popis náboje") se ukázalo zavedení izospinu do fyziky hadronů a silných interakcí velmi významným. Nejprve umožnilo podle zákona zachování izospinu provádět výpočty pravděpodobností různých kanálů silných interakcí. Největší roli však sehrálo při vytváření systematiky hadronů.

VIII.2.3. Podivné částice

Do skupiny podivných částic patří mezony K (kaony) a hyperony, včetně jim podobných rezonancí. Název získaly podle zvláštního chování při interakcích a rozpadech, odlišného od chování pionů a nukleonů.

Na rozdíl od ostatních hadronů se při vzniku podivných částic kromě dříve definovaných zákonů zachování uplatňuje mechanismus, který vede k jejich vzniku ve zcela určitých kombinacích, např.



ačkoliv reakce se vznikem π^0 místo K^0 by byla energeticky výhodnější. Proces (VIII.17) je zcela jistě silnou interakcí, s typickým účinným průřezem. Rozpad hyperonu však probíhá pomalu ($\tau \approx 10^{-10}$ s) a je určován zřejmě interakcí slabou. Tytéž závěry plynou z interakcí, vzniku a rozpadů dalších takto "podivných" částic. M.Gell-Mann a K.Nishijima vyřešili problém ohování této skupiny hadronů zavedením nového kvantového čísla podivnost S (angl. strangeness).

Ze známých zakázaných a dovolených interakcí elementárních částic vydedukovali, že celková podivnost se v silných interakcích zachovává, ve slabých se mění za předpokladu, že je definována takto: $S=0$ pro leptony a fotony a pro nukleony a piony (a jim podobné rezonance), $S \neq 0$ pro ostatní hadrony. Hodnoty S pro jednotlivé částice jsou uvedeny v tab. VIII.2.

Podle svých aditivních a výběrových vlastností má S charakter nového zobecněného náboje. Tento fakt ještě podtrhuje jednoznačný vztah podivnosti S, baryonového náboje B a středního náboje $\langle q \rangle$ nábojového multipletu. Podle Gell-Manna a Nishijimy platí:

$$S = 2 \langle q \rangle - B \quad (\text{VIII. 18})$$

Tento vztah pomohl předpovědět ze zákonů zachování vlastnosti nových částic, v době zavedení hypotézy S dosud neobjevených. Tak byla předpovězena existence antičástice \bar{K}^0 (musí se lišit od částice K^0 v jediné vlastnosti, znaménku podivnosti) a hyperonů Σ a Ξ . Tak např. hyperonům Ξ bylo nutno připsat $S = -2$ a vznikají proto na urychlovači v nejjednodušší reakci:



Vztah (VIII.18) je možno formálně přepsat zavedením nového kvantového čísla:

$$Y = \langle q \rangle \quad \text{nebo} \quad Y = B + S \quad (\text{VIII. 20})$$

Kvantové číslo Y dostalo název hypernáboj. Vzhledem k definici se Y zachovává v silných a elektromagnetických interakcích a nezachovává se ve slabých.

To ukážeme na experimentálně pozorovaných způsobech (kanálech) rozpadů hadronů: pokud jsou ovlivněny slabou interakcí ($\tau : 10^{-10} - 10^{-8}$ s), platí při nich

$|\Delta S| = 1$. Proto se hyperon Ξ nerozpadá přímo na nejjednodušší stabilní baryon, ale postupně ve dvou oddělených etapách $\Xi \rightarrow \Lambda + \pi$, $\Lambda \rightarrow p + \pi$. Tomuto jevu říkáme kaskádní rozpad (pozoruje se i u Ω^- s $S=-3$).

Z předchozího výkladu plyne vzorec pro určení náboje q člena multipletu, který je charakterizován hodnotou I_z :

$$q = T_Z + \frac{Y}{2} = I_Z + \frac{B + S + \dots}{2} \quad (\text{VIII.21})$$

Neurčené členy ve výrazu pro Y ukazují na fakt, že hypernáboj hadronu může být určen ještě dalšími kvantovými čísly.

VIII.2.5. Parita

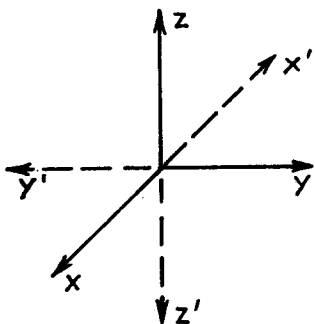
Zatím byla pro popis elementárních částic zavedena řada aditivních kvantových čísel a byly k nim vysloveny příslušné obecné či méně obecné (viz podivnost) zákony zachování.

Úvahy o zrcadlové symetrii prostoru vedou k zavedení dalšího kvantového čísla. V kartézské soustavě souřadné lze provést inverzi prostoru (prostorové zrcadlení) transformací:

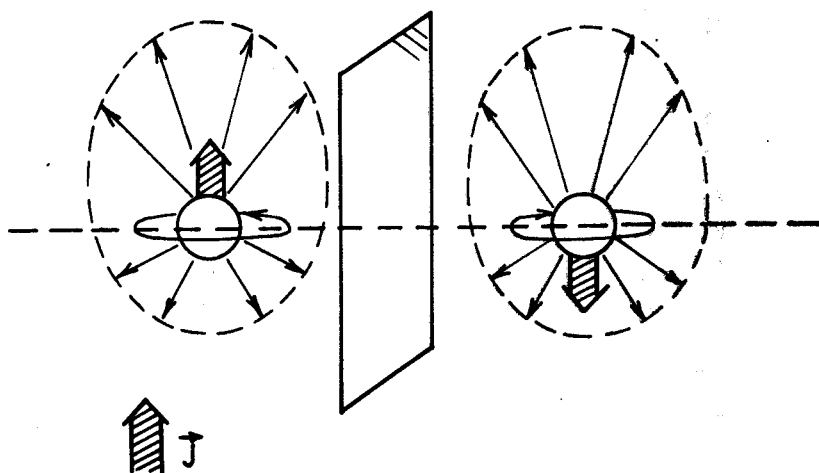
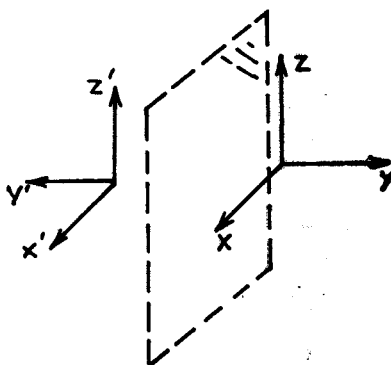
$$x' = -x, \quad y' = -y, \quad z' = -z \quad (\text{VIII.22})$$

Inverze vede ke změně pravotočivého systému na levotočivý a modelově si ji znázorníme jako zrcadlení v rovině (obr. VIII.3).

inverze prostoru
(zrcadlová transformace)



modelové zrcadlení prostoru



Obr. VIII.3 Prostorová parita

Částice můžeme podle chování jejich vlnové funkce Ψ při inverzi souřadnic rozdělit na dvě třídy, rozlišené kvantovým číslem (vnitřní) paritou P , které nabývá hodnot $P = \pm 1$. Nazveme sudými částicemi, pro které platí:

$$\Psi(-x, -y, -z) = +1 \Psi(x, y, z) \quad P = +1 \quad (\text{VIII. 23})$$

a lichými částicemi

$$\Psi(-x, -y, -z) = -1 \Psi(x, y, z) \quad P = -1 \quad (\text{VIII. 24})$$

Hodnoty parity pro některé částice jsou uvedeny v tab. VIII.2. Parita systému částic je (v prvním přiblížení) rovna součinu vnitřních parit jeho členů.

Bylo by rozumné předpokládat, že podobně jako pro jiná kvantová čísla platí v přírodě i zákon zachování parity. Zatím bez hlubších úvah (které budou provedeny dále) přijmeme jako ekvivalent tohoto tvrzení výrok, že zrcadlový obraz každého fyzikálního děje musí být opět možným procesem, zákony přírody jsou symetrické vzhledem k prostorovému zrcadlení.

První pochybnosti o platnosti takového zákona zachování vznikly v r. 1956, kdy byly pozorovány rozpady nově objevených mezonů nazvaných τ a θ a sice:

$\tau \rightarrow 3\pi$, $\theta \rightarrow 2\pi$. Kromě těchto různých způsobů rozpadu jsou obě částice identické a byly identifikovány jako jedna částice K^0 . Existence dvou typů rozpadu K^0 je však v rozporu se zákonem zachování parity: parita systému 3π je $(-1)(-1)(-1) = -1$ a systému 2π je 1 . Připíšeme-li mezonu K^0 určitou hodnotu P (ve skutečnosti -1), bude jeden z pozorovaných rozpadů narušovat zákon zachování parity.

Tento experimentální fakt posloužil fyzikům T. Leeovi a Yangovi k vyslovení hypotézy, podle které se ve slabých interakcích parita nezachovává. Lee a Yang navrhli pokus, který by sledoval nezachování parity ve slabém rozpadu neutronu (VIII.16) v atomovém jádru. Nechť má toto jádro orientován směr vlastního momentu hybnosti \vec{J} . Na obr. VIII.3 je orientovaný moment modelově znázorněn rotací jádra. Pravděpodobnost výletu elektronů z jádra je naznačena délkou úsečky v daném směru. Předpokládáme, že elektrony vylétávají asymetricky vzhledem k orientaci \vec{J} . V zrcadlovém experimentu se směr \vec{J} obrátí a znaménko asymetrie se změní. Pokud by byl svět zrcadlově symetrický pro rozpad beta, pak úhlové rozdělení elektronů by muselo být symetrické vzhledem k rovině určené modelovou rotací jádra.

V experimentu provedeném pod vedením paní C.S. Wu (1956), byl zkoumán rozpad beta jádra ^{60}Co . Spiny jader kobaltu byly magnetickým polem polarizovány do význačného směru, vliv tepelného pohybu atomů byl potlačen ochlazením na teplotu řádově 0,1 K. Byla zjištěna význačná předozadní asymetrie emise elektronů vzhledem k orientaci momentu jader. Tím bylo experimentálně dokázáno, že ve slabých interakcích se parita nezachovává. K problémům zachování parity se vrátíme dále.

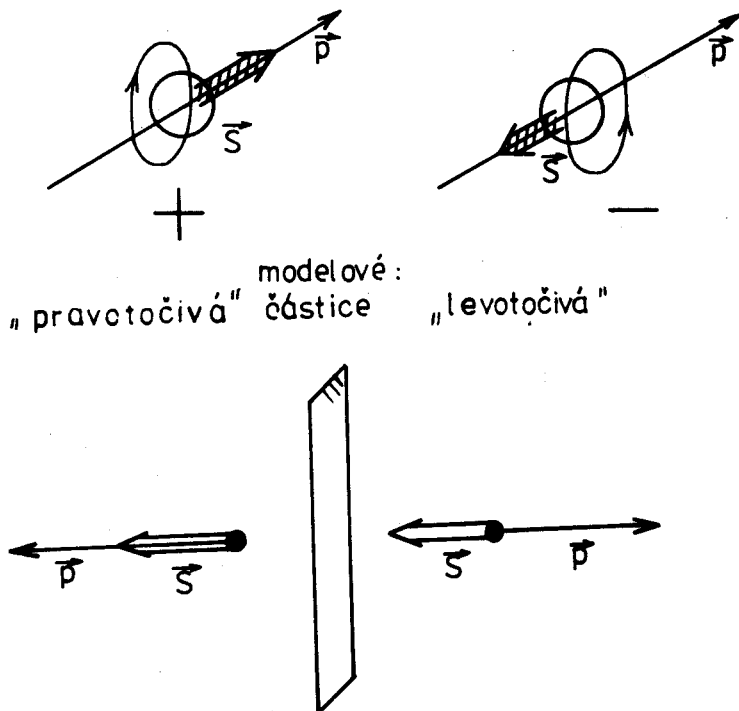
VIII.2.6. Neutrína

Skupina neutrín se natolik vyděluje z ostatních částic, že je nutné věnovat jim zvláštní pozornost. Neutrino se účastní pouze slabých interakcí, účinné průřezy jeho interakcí s jinými částicemi jsou extrémně nízké. Neutrino s energií zhruba 1 MeV má např. v olovu střední volnou dráhu přibližně 10^{20} cm. Tento fakt nepříznivě ovlivňuje všechny experimenty s neutriny. Tak sám přímý důkaz neutrína, registrace obráceného rozpadu neutronu reakce:



byl proveden až v letech 1953-56, více než 20 let po předpovědi existence neutrína. Vhodným zdrojem antineutrín jsou jaderné reaktory (z rozpadů beta fragmentů, až 10^{13} částic na cm^2 za sekundu), neutrína též vznikají v rozpadech částic, získaných na urychlovačích.

Podle zatímního výčtu vlastností (viz tab. VIII.2) by neutrino mělo splývat s antineutrínem. Přesto existuje vlastnost, pomocí které lze neutrína a antineutrína odlišit - orientace spinu neboli točivost. Tuto veličinu definujeme jako znaménko u skalárního součinu vektorů $(\vec{s} \vec{p})$, kde \vec{s} je spin a \vec{p} hybnost částice. Kladnou točivost mají částice, jejichž spin a hybnost mají stejný směr (obr. VIII.4), modelově, jejichž spin vytváří při pohybu pravotočivý



modelové:
 „pravotočivá“ částice „levotočivá“

točivost v zrcadlové inverzi

Obr. VIII.4. Točivost

šroub. Je zřejmé (obr. VIII.4), že točivost částice se mění při prostorovém zrcadlení na opačnou: směr hybnosti se přitom přeorientuje. Při respektování zrcadlové symetrie prostoru (zákon zachování parity) by se všechny částice v přírodě měly vyskytovat v pravotočivé i levotočivé variantě.

Za jakých předpokladů by bylo možno připsat částici hodnotu točivosti jako vnitřní neměnnou vlastnost? Jen tehdy, bude-li její klidová hmotnost rovna nule a rychlost rovna c . V opačném případě při $v < c$ lze vždy najít soustavu souřadnou s takovým v' , aby $v' < c$ a přitom $v' > v$. V takovém systému se změní rychlost částice co do velikosti i směru (směr \vec{p} bude opačný) a točivost změní znaménko též - točivost u "obyčejné" hmotné částice závisí na souřadné soustavě.

Na základě těchto úvah Yang, Lee, Landau a Salam předložili teorii dvousložkového neutrina. Podle ní jsou všechna neutrina polarizována tak, že mají zápornou točivost, antineutrina točivost kladnou. Neutrina se tedy modelově chovají vždy jako levotočivý šroub. Podobně znaménka točivosti tedy můžeme od sebe odlišit neutrina a antineutrina. Podélná polarizovanost neutrin byla skutečně experimentálně ověřena na rozpadech částic se spinem rovným 0. Dvousložková teorie však nutně předpokládá nehmotné neutrino a vede k zákonu nezachování parity: zrcadlení vede k záměně částice antičásticí. O důsledcích posledně zmíněného faktu bude řeč dále. Měření hmotnosti neutrin nebyly v rozporu s předpokladem o nulové klidové hmotnosti (rozpad beta), teprve experimenty v poslední době se zdají ukazovat na existenci klidové hmotnosti neutrin. Zatím nejsou natolik průkazné, aby bylo třeba na jejich základě dělat radikální zásahy do teorie neutrin.

Do jisté doby se předpokládalo, že neutrina z rozpadu nukleonů a např. z rozpadů nabitých pionů podle schématu:



jsou totožná. V r. 1962 byl navržen a realizován experiment, který ukázal, že při rozpadech s elektrony vzniká jiný druh neutrina, než při rozpadech s mio-ny. Neutrino, vznikající v rozpadu (VIII.26) pionů, získaných na urychlovači, uskuteční reakci:

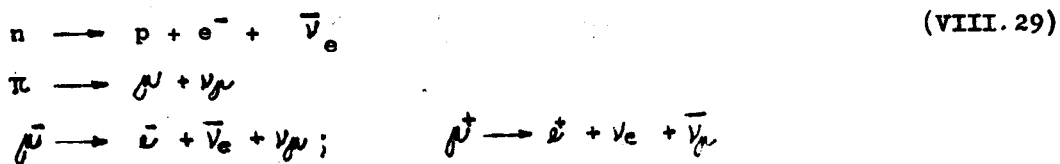


a ne jinak zcela povolenou reakci:



To se dá vysvětlit jen tak, že v reakci (VIII.27) se účastní tzv. mionové neutrino (ν_μ), vznikající rozpadem (VIII.26). Druhou reakci (VIII.28) může naopak způsobit jen elektronové neutrino (ν_e). Obě reakce jsou totiž obrácenými rozpady. Neutrino ν_e nebylo dosud přímo pozorováno, ale existují pro ně nepřímé důkazy. Vrátime-li se nyní k zákonu zachování leptonového čísla, měli bychom jej napsat jako tři nezávislé zákony zachování pro jednotlivé dvojice nabitých a neutrálních leptonů, pro L_e , L_μ a L_τ . Proto je také

treba psát korektně rozpady s přítomností neutrin:



Fyzika neutrin je přes experimentální potíže spojená s jejich detekcí zdrojem základních informací o hmotě. Neutrino nejsou ovlivněna elektromagnetickými interakcemi, mají velmi malé účinné průřezy pro interakce s hmotou. Proto nesou prakticky nezkreslené informace o svém vzniku v časoprostorově vzdálených objektech - viz neutrinová astronomie a astrofyzika.

VIII.3. Systematika elementárních částic

VIII.3.1. Supermultiplety

Pokrok fyziky elementárních částic vedl k objevu několika stovek hadronů, zatím co počet leptonů se zvýšil pouze na 6. To vedlo k pokusům o utřídění hadronů (systematika), případně v další etapě k dynamickému výkladu vzniku takového systému jako výsledku skládání hadronů z ještě elementárnějších částic. Tento postup odpovídá přístupu k třídění atomů chemických prvků: nejprve seřazení do periodické soustavy s jistou úrovní symetrie a potom vysvětlení všech vlastností atomů jako výsledku interakce tří základních částic: protonů, neutronů a elektronů.

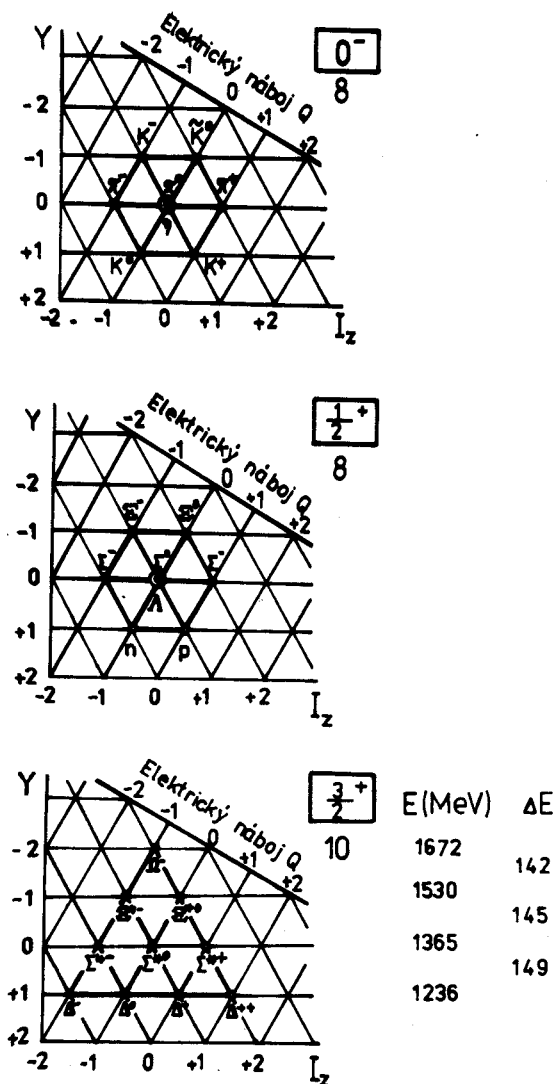
Základem systematiky hadronů se staly nábojové multiplety. Další etapou bylo sdružení multipletů do vyšších útvarů - supermultipletů. Supermultiplety jsou soustavy multipletů hadronů, jejichž členové mají stejný spin a vnitřní paritu a jejichž hmotnosti se liší zhruba o desítky % (uvnitř daného nábojového multipletu asi o jednotky %). Hodnoty I_z (náboje) a Y členů supermultipletu jsou určeny zcela určitými pravidly.

K výkladu vzniku supermultipletů použijeme analogie: Nábojové multiplety jsou odrazem izospinové symetrie silných interakcí. Supermultiplety jsou odrazem vyšší, tzv. unitární symetrie silných interakcí vůči kombinované veličině $I + Y$ (unitární spin). Formálně se příslušná symetrie popisuje transformacemi odpovídajícího spinového prostoru pomocí teorie grup. Tento postup umožňuje nejen supermultiplety ze známých částic sestavovat, ale i předvídat vlastnosti členů dosud neobjevených.

Na obr. VIII.5 jsou uvedeny nejznámější supermultiplety hadronů. Na odpovídajících osách jsou hodnoty Y , I_z a náboje členů.

Oktet 0^- obsahuje všechny obyčejné (dlouhožijící) mezony. V jeho středu leží neutrální mezony π^0 , η , η' . V době návrhu modelu unitární symetrie (Gell-Mann a Neeman, r.1961) nebyly mezony η , η' známy, ale po předpovědi vlastností skutečně objeveny.

Oktet dlouhožijících známých baryonů má základní kvantová čísla $1/2^+$.



Obr. VIII.5 Supermultiplety

Pro potvrzení modelu unitární symetrie měl zvláštní význam deкупlet $3/2^+$. Obsahuje převážně baryonové rezonance (9 částic) s dobou života řádově 10^{-23} s. Diagram deкупletu má tvar pyramidy, jejíž 2 poslední patra nebyla v r. 1961 známa. Po objevu rezonance Ξ^{*} byl v r. 1964 na 300 000 snímcích interakcí mezonů K^- s protonem ve vodíkové bublinové komoře zaznamenán jeden případ reakce:



s následným rozpadem částice Ω^- s charakteristikami $Y = -2$, $I_z = 0$ ($q = -1$) a hmotností, která byla větší než hmotnost Ξ^{*} a rozdíl (≈ 145 MeV), charakteristický pro daný supermultiplet. Tato částice byla nazvána hyperon Ω^- a přiřazena k obyčejným hyperonům. Její střední doba života je totiž $\approx 10^{-10}$ s, a rozpadá se např. $\Omega^- \rightarrow \Xi + \pi$. To je typický slabý rozpad s nezachováním

podivnosti. Rychlé silné rozpady by musely probíhat se zachováním hypernáboje a se současným vznikem dvou nebo více podivných částic, např. $\Omega^- \rightarrow \Sigma^- + \bar{K}^0$ nebo $\Omega^- \rightarrow p + K^- + K^- + \bar{K}^0$. Takové rozpady jsou však zakázány ze zákona zachování energie. Připomeňme, že baryonové rezonance se rozpadají silně, se zachováním hypernáboje, např. $\Delta \rightarrow N + \pi$, $\Delta^* \rightarrow N + \pi + \pi$ nebo $\Sigma^* \rightarrow \Lambda + \pi$, $\Sigma^* \rightarrow \Sigma + \pi$, nebo $\Xi^* \rightarrow \Xi + \pi$.

VIII.3.2. Kvarky

Rozdělením hadronů do supermultipletů není vyřešena dynamická příčina takovéto symetrie. Teorie grup však dovoluje, že popsany systém supermultipletů, zahrnující v sobě všechny hadrony, objevené zhruba do r.1975, je možno zkonstruovat z (3 + 3) základních prvků. Pro správnou konstrukci vlastností hadronů by tyto prvky měly být nositeli 3 základních (aditivních) vlastností, kvantových čísel: náboje q , podivnosti S a baryonového čísla B a to tak, že první trojice bude částice a druhá antičástice. Tyto prvky nazveme třeba základními částicemi a budeme předpokládat, že všechny hadrony jsou z nich složeny. Přitom tyto základní částice nemusí být nutně lehčí než všechny hadrony, mohou být k sobě vázány velmi intenzivním silovým polem a velkou vazbovou energií.

První inspirovaný, ale neúspěšný, model základních částic vytvořil Sakata z neutronu, protonu a hyperonu Λ a jejich antičástic. V tomto modelu se např. pion popisoval jako vázaný stav nukleonu a antinukleonu.

Model, který zaznamenal zásadní převrat ve fyzice elementárních částic, předložil v r.1964 Gell-Mann. Postuloval jako základní zcela novou trojici částic a nazval je kvarky (angl. quark) - budeme je označovat Q . Vlastnosti kvarků podle současného stavu modelu obsahuje tab. VIII.3. Podle tohoto modelu

Tab. VIII.3. Kvarky $B = 1/3$

symbol	vůně	náboj q	kvantová čísla				
			I_3	S	C	B	T
d	down	-1/3	-1/2	0	0	0	0
u	up	2/3	1/2	0	0	0	0
s	strange	-1/3	0	-1	0	0	0
c	charm	2/3	0	0	1	0	0
b	beauty	-1/3	0	0	0	1	0
t	truth	2/3	0	0	0	0	1

Vysvětlivky:

Pro kvarky s, c, b, t se zavádí nová kvantová čísla S, C, B, T. Mají stejný název jako vůně a vlastnosti zobecněných nábojů (viz dříve S). Pro vůni a kvantové číslo B se setkáváme i s názvem bottom (angl.) a pro T s názvem top (angl.).

jsou v přírodě povoleny kombinace kvarků: baryon (QQQ), antibaryon ($\bar{Q}\bar{Q}\bar{Q}$), mezon (Q \bar{Q}). Tato konstrukce je umožněna tím, že pro kvarky postulujeme B=1/3 a Q = -1/3 a 2/3. Připomeňme dále, že kvarky jsou fermiony. V tab. VIII.4 jsou uvedeny typické částice a jejich vytvářející kvarkové kombinace. Také interakce hadronů můžeme názorně zapsat v kvarkovém modelu, např.

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \equiv (\bar{u}d) + (uud) \rightarrow (uds) + (d\bar{s}) \quad (\text{VIII. 31})$$

Tab. VIII.4. Vnitřní kvarková struktura některých hadronů

symbol - název hadronu	struktura ^{1/}
π^+ pion	$u\bar{d}$ 2/
K^+ kaon	$u\bar{s}$
p proton	uud $\uparrow\uparrow\downarrow$
n neutron	udd $\uparrow\downarrow\downarrow$
Λ^0 hyperon lambda	uds $\uparrow\downarrow\uparrow$
Ω^- hyperon omega	sss $\uparrow\uparrow\uparrow$
ψ mezon se skrytým půvabem	$c\bar{c}$
Υ mezon se skrytou krásou	$b\bar{b}$
D^+ půvabný mezon	$\bar{d}c$
B^0 krásný mezon	$\bar{d}b$
Σ_c^+ půvabný hyperon	ddc
Λ_b^0 krásný hyperon	udb

Vysvětlivky:

- 1) U některých kombinací uvedena spinová konfigurace kvarků
- 2) \bar{Q} znamená antikvark k příslušnému kvarku (s vlastnostmi antičástice).

V první etapě se zdál být počet 3 kvarků pro systematiku hadronů postačující. První potíž se vyskytla při konstrukci baryonového deketu, kde například částice Δ^{++} by měla být tvořena (uuu) s paralelními spiny. Takový systém fermionů je však v rozporu s Pauliho principem.

K odstranění této závady modelu bylo pro kvarky zavedeno další aditivní kvantové číslo a nazváno "barva". Formálně byly zavedeny 3 hodnoty tohoto kvantového čísla: barva červená, modrá, zelená. Kvarky se vyskytují v definované barvě, antikvarky v antibarvě. Kombinací 3 různě barevných kvarků vzniká nebarevný ("bílý") hadron, nebarevná kombinace vznikne i kombinací barva-anti-barva u mezonu. Pozorovatelné částice tedy nejsou barevné, mají nulovou hodnotu nového kvantového čísla. Zavedené barvy umožnilo ve svých důsledcích vybudování teorie barevných interakcí kvarků, tzv. kvantové chromodynamiky, o které bude řeč dále.

Od r. 1974 byly objeveny další skupiny hadronů s velkými klidovými hmotnostmi, s relativně pomalými rozpady ($\tau < 10^{-23}$ s). K jejich výkladu bylo třeba zavést postupně 3 nové kvarky, vybavené novými kvantovými čísly: půvab C (ang. charm), krása B (angl. beauty), pravda T (angl. truth). Názvosloví ve fyzice elementárních částic se zatím bohužel nestabilizovalo a některými písmeny se označuje více veličin (viz právě C, B, T aj.).

Tato nová kvantová čísla jsou podobná podivnosti S: vstupují jako kvantová čísla do definice hypernáboje Y (VIII. 21), nezachovávají se ve slabých interakcích (podobně jako S) v částicích, kde jsou kvarky s příslušnými kvantovými čísly obsaženy.

Existuje tedy 6 druhů kvarků. Pro označení druhu kvarku byl vybrán termín "vůně" (angl. flavour). Kvark s danou vůní se může dále vyskytovat ve 3 kvantových stavech (barvách).

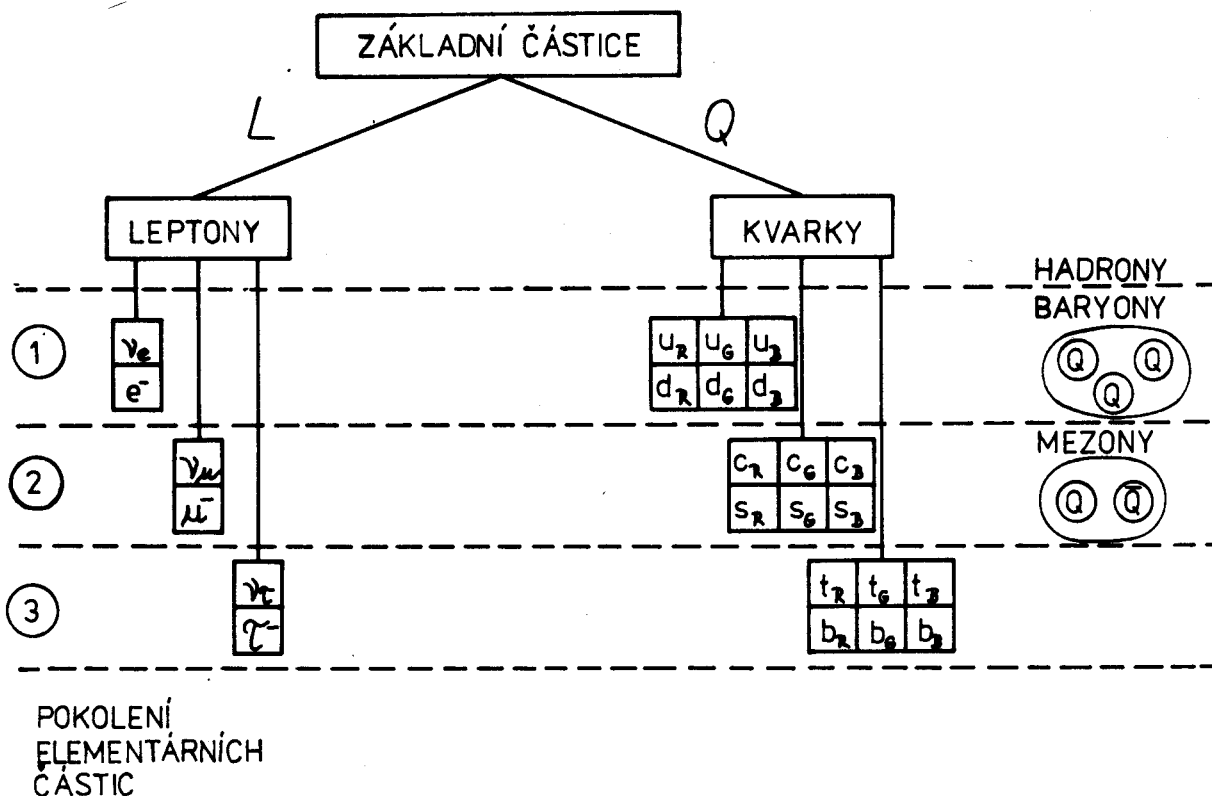
Nabízí se tudíž souvislost mezi existencí 6 leptonů (L) a 6 kvarků (Q) Převažuje názor, podle současného rozvoje experimentu i teorie elementárních částic, že veškerý materiální svět v současné etapě vývoje Vesmíru můžeme vytvořit kombinacemi $6Q + 6L$, doplněnými kalibračními bozony.

První pokolení částic (obr. VIII. 6), vytvořené čtveřicí (e, ν_e , u, d) odpovídá světu s malými změnami energie na úrovni atomů, jader a jejich transmutací. Druhé pokolení, za které odpovídají (μ , ν_μ , s, c) zahrnuje již podivné a půvabné částice. K jejich vzniku je třeba vyšší energie, jak se již zjistilo při vzniku hyperonů.

Cesta k objevu půvabných částic vedla přes reakci (1974):



ve které vzniká částice ψ/J se stavbou (c \bar{c}), se skrytým půvabem. Částice má klidovou hmotnost $\approx 3,1$ GeV a nerozpadá se silně, jak by odpovídalo ohovávání rezonancí v této oblasti. Skutečně půvabné částice byly objeveny později a od dříve známých částic se liší záměnou kvarku s na kvark c. Jsou to mezony i baryony, rozpadají se slabě, s nezachováním půvahu.



Obr. VIII.6. Základní částice přírody a jejich pokolení

Symboly barev kvarků: červená r (angl. red), zelená g (angl. green), modrá b (angl. blue).

Třetí pokolení částic, tvořené zbylými kvarky a leptony, potřebuje ke svému vzniku ještě vyšší energie - tento jev je ve druhém i třetím pokolení způsoben předpokládaným růstem klidové energie vyšších kvarků. Částice se skrytou krásou se stavbou $(b \bar{b})$ nazvaná Υ vznikla také v reakci (VIII.32), ale při energii $Q = 10 \text{ GeV}$. Podobně jako v druhém pokolení byly nalezeny krásné částice, baryony i mezony. Ve zcela nových experimentech byla nepřímo ověřena i existence šestého kvarku t.

Navržené schéma šesti a šesti základních částic by bylo jistě velmi atraktivní, kdybychom byli přesvědčeni, že je konečné a kdybychom mohli všechny jeho členy přímo registrovat. Na oba tyto problémy zatím existuje záporná odpověď.

Všechny pokusy registrovat volné kvarky byly zatím neúspěšné, přesto že byla použita klasioká metodika ostřelování složených terčů projektily, které předávají část své energie na rozbití struktury (nepružné srážky, např. ionizace atomu, desintegrace jádra). Ani částice s největšími dosažitelnými energiemi však nerozdělí hadrony na kvarky - při nepružných srážkách vznikají pouze nové hadrony.

Současné však při snadněji interpretovatelných srážkách bodových leptonů a hadrony, období Rutherfordových pokusů, bylo dokázáno, že hadrony, konkrétně baryony, mají strukturu: jsou složeny ze 3 "jadérek", s třetinovým nábojem, jejichž poloměr je asi 1/300 poloměru hadronu. Je tedy logické tyto konstituenty ztotožnit s kvarky.

Výsledek obou typů experimentů je možno souhrnně interpretovat: volné kvarky jsou nepozorovatelné. Pokusy o objevení volných kvarků stále pokračují.

VIII.4. Základní interakce v přírodě

VIII.4.1. Interakce v mikrosvětě

Popsat interakci částic v mikrosvětě znamená najít pravděpodobnost přechodu jednoho (počátečního) stavu systému částic (např. částic A, B) do stavu nového (koncového). Počáteční i koncový stav můžeme měřit, tj. určit kinematické charakteristiky částic.

Píšeme:

$$A + B \longrightarrow (A + B) + C + D + \dots \quad (\text{VIII.33})$$

Mezi částicemi koncového stavu mohou i nemusí být přítomny částice A, B. Koncový stav se může realizovat v různých variantách (kanálech), lišících se počtem a vlastnostmi částic. Každý kanál koncového stavu se realizuje se svou pravděpodobností.

Taková úloha se v klasické fyzice neřeší (připouští vznik a zánik částic!). Pro fyziku mikrosvěta je vhodným rámcem popisu děje (VIII.33) kvantová teorie polí. Tato teorie přiřazuje všem částicím, účastnicím se interakce (pojem "všem" ještě upřesníme), jisté funkce. Tyto funkce popisují vznik a zánik částic daného druhu. Nazývají se z historického důvodu polní funkce: vznik a zánik fotonů lze popsat pomocí potenciálů elektromagnetického pole. Často mluvíme stručně o elektron-positronovém, fotonovém poli atd. Vlastní interakce je pak popsána výrazem, ve kterém vystupují polní funkce interagujících částic. Tvar takových výrazů je určen symetriemi interakce.

VIII.4.2. Interakce a symetrie

Z klasické fyziky známe celou řadu zákonů zachování jistých veličin ve fyzikálních procesech. Při rozboru interakcí elementárních částic byly zavedeny (a mohou být zavedeny další) veličiny, které se více či méně obecně zachovávají. Přehled takových veličin podává tab. VIII.5, ve které je současně zachyceno, ve kterých interakcích se daná veličina zachovává.

Zákony zachování nemají jenom význam empirických "výběrových pravidel" pro fyzikální procesy. Fyzika se dopracovala k jejich hlubšímu ohápní ve vztahu k popisu interakcí.

Tvrdíme, že každý zákon zachování fyzikální veličiny je spojen s nějakou symetrií matematického popisu interakcí částic. Taková symetrie může být spojena se symetrickými vlastnostmi jistého prostoru

Tab. VIII. 5

Zákony zachování ve fyzice elementárních částic

Zákon zachování	Platí v interakci		
	S	E	W
energie E	+	+	+
hybnosti \vec{p}	+	+	+
momentu hybnosti \vec{l}	+	+	+
elektrického náboje q	+	+	+
zobec. nábojů B, L	+	+	+
podivnosti S /hypernáboje Y/	+	+	-
dalších vůní /C, B, T/	+	+	-
izospinu I	+	-	-
parity P	+	+	-
nábojového sdružení C	+	+	-
CP	+	+	-

Přitom některé zákony zachování platí zcela obecně, pro všechny typy interakcí, jiné mají platnost omezenou - říkáme, že daná symetrie se narušuje v daném typu interakce. Zcela obecně platí zákony zachování hybnosti, momentu hybnosti a energie. Odrážejí symetrické vlastnosti časoprostoru (jeho geometrické vlastnosti): homogenitu a izotropii prostoru a homogenitu času.

Dále obecně platí i zákony zachování nábojů (elektrického, baryonového, leptonových). Fyzikální smysl odpovídající symetrie se současné teorie teprve pokouší najít, trvalé experimentální prověrky tyto zákony zatím nezpochybnily.

Další skupina zákonů zachování má platnost omezenou jen na některé interakce. Vytváří se jistá hierarchie interakcí: v silné interakci se zachovává nejvíce, ve slabé nejméně veličin.

Probereme dále některé méně univerzální zákony zachování: Geometrický původ má zákon zachování parity (zrcadlová symetrie prostoru). Zákon zachování izospinu odráží symetrii nábojových multipletů. Oba tyto zákony neplatí, jak víme, obecně.

Zvláštní význam mají charakteristiky, označované C (nábojové sdružení), CP (kombinovaná parita) a T (časová inverze). Symetrie C požaduje, aby procesy s částicemi byly stejně pravděpodobné jako s antičásticemi, operace C tedy nahradí částice antičásticemi. Tato symetrie opět není obecná.

Když bylo zřejmé, že P se ve slabých interakcích nezachovává, předložili Landau, Lee a Yang hypotézu, podle které se zachovává kombinovaná parita: všichni interakce jsou invariantní vůči současnému provedení zrcadlení prostoru a náhradě částic antičásticemi. Můžeme to demonstrovat na obr. VIII.3, nahradíme-li jádro anti jádrem, přejde systém při zrcadlení sám v sebe.

Zákon zachování CP byl považován za obecně platný do r.1964, kdy byly pozorovány rozpady dlouhožijícího nenabitého kaonu K^0 na dva piony. Tento proces je zakázán podle zákona zachování CP. Předpokládá se, že obecně platnou symetrií je zákon zachování parity CPT, tedy symetrie vůči současnému provedení zrcadlení prostoru, záměny částic antičásticemi a časové inverze T (obrácení toku času). Zatím žádný experiment nevyvrátil zachování parity CPT.

Zákony zachování, především energie a hybnosti, momentu hybnosti, nám již v klasické fyzice umožnily popsat chování systému bez hlubší znalosti jeho dynamiky. Stejněho přístupu využívá ještě ve větší míře i kvantová teorie interakcí, která má, jak jsme viděli, k dispozici daleko větší systém zákonů zachování. Požadavky symetrie totiž určují tvar této teorie, jejíž předpovědi se samozřejmě musejí konfrontovat s experimentem.

VIII.4.3. Obecné rysy interakcí

V odst. VIII.4.1. jsme nastínili přístup kvantové teorie k popisu interakcí. První přesnou teorií, která byla takto vybudována, je kvantová elektrodynamika (QED), která dobře popisuje elektromagnetické interakce. Její vývoj trval asi 25 let, největších úspěchů dosáhla již v 50. letech. Může sloužit jako model pro výstavbu teorie dalších interakcí.

Koncepce popisu interakce je zde postavena na novém přístupu k jejímu mechanismu:

V klasické fyzice vycházíme při popisu elektromagnetické interakce z toho, že nabitá částice vytvoří ve svém okolí elektromagnetické pole (popsané pomocí \vec{B} a \vec{E} , příp. A a φ) a že pole naopak na nabitou částici působí.

V kvantovém popisu elektromagnetické interakce je paralelou klasického mechanismu proces, zapsaný jako:



který slovně vyjádříme takto: elektron zanikne, vznikne (zanikne) foton, vznikne elektron s jinými vlastnostmi.

Interakce elektronu s elektromagnetickým polem se v řeči kvantové teorie pole nahradí emisí (absorpcí) fotonu v tomto poli. Fotonové pole s popisem křevce a anihilace fotonů je tedy dalším "polem" v popisu interakce.

Dále se spokojíme s kvalitativními úvahami o tomto způsobu popisu interakce, který se často nazývá výměnný (fotony pak výměnné částice) z důvodů, které se vyjasní později.

Protože proces (VIII, 34) musí probíhat i pro volný elektron v klidu, dochází v něm přitom ke zcela zřejmému porušení zákonů zachování energie a hybnosti. Tento rozpor odstraníme zavedením virtuálních částic, v tomto případě fotonů, které se svými vlastnostmi liší od příslušných částic v experimentu pozorovatelných zde fotonů elektromagnetického pole. Pro virtuální částice nemusí platit zákony zachování E a \vec{p} , pokud je jejich existence omezena relací neurčitosti $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$. Interval Δt v tomto případě charakterizuje dobu, během které se realizuje interakce, tj. probíhá výměna virtuální částice.

Snadno ukážeme souvislost dosahu interakce s minimální hmotností (klidovou energií) vyměňované částice: dosah je nepřímo úměrný hmotnosti výměnné částice. Skutečně, za předpokladu, že rychlost výměny je blízká c (interakce se uskuteční i při vysokých rychlostech částic) bude pro dosah interakce R :

$$R = c \Delta t_{\max} = \frac{ch}{E_{\min}} = \frac{ch}{mc^2} = \frac{h}{mc} = \lambda \quad (\text{VIII } 35)$$

Dosah je tedy omezen na Comptonovu vlnovou délku výměnné částice. Pro foton $m = \gamma = 0$ neexistuje E_{\min} a proto $R \rightarrow \infty$, což vysvětluje neomezený dosah elektromagnetické interakce.

Zavedení virtuální částice mění pojetí polního vakua, tj. základního stavu elektromagnetického pole, v němž nejsou přítomny žádné reálné (pozorovatelné) částice. Virtuální fotony mohou, jak plyne z polního popisu, z vakua vzniknout a v něm zaniknout (totéž platí o párech $e^- e^+$). Problém vakua v jiných polích je složitější. Stojí za povšimnutí, že výměnná částice elektromagnetického pole, foton, je boson (spin roven 1).

Je nasnadě zavést výměnný mechanismus i pro popis dalších interakcí.

Zde se však fyzika střetávala s potížemi: Výměna pionů je sice základem popisu jaderných sil, které jsou jedním projevem silné interakce, ale výměna pionů (či jiných známých bosonů) vysvětluje jen omezený okruh silných interakcí. Slabé interakce byly dlouho pro svůj omezený dosah vůbec považovány za kontaktní (bez zprostředkujícího pole) a jako takové popisovány.

Zavedení výměnného mechanismu pro popis všech základních interakcí je významným úspěchem fyziky elementárních částic nejnovějšího období.

Elektrický náboj je tou vlastností nabitých částic, pomocí které elektromagnetické pole vytvářejí a na ně reagují. Velikost interakce je dána velikostí náboje.

Pro ocenění velikosti interakce je třeba najít vhodný způsob měření, nezávislý na typu nabitých částic a provedený na definované základní vzdálenosti. Pro tento účel vypočítáme vazbovou energii (danou pouze elektromagnetickou interakcí) soustavy dvou částic s hmotnostmi m a náboji q_1, q_2 ve vzdálenosti Comptonovy vlnové délky částic λ . Energií U_v stanovíme v jednotkách klidové energie částic:

$$U_v = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} q_1 q_2 \frac{mc}{h} \frac{1}{mc^2} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0 h c} q_1 q_2 \quad (\text{VIII } 35)$$

Dosadíme-li do (VIII.35) $q_1 = q_2 = e$ (náboj základních částic, elektronu, protonu), dostaneme:

$$U_V = \alpha \approx 1/137 \quad (\text{VIII } 36)$$

kde je známá konstanta jemné struktury. Nazveme ji vazbová konstanta elektromagnetické interakce. Z (VIII.35) je zřejmé, že ve vhodných jednotkách má veličina $\sqrt{\alpha}$ význam elektrického náboje.

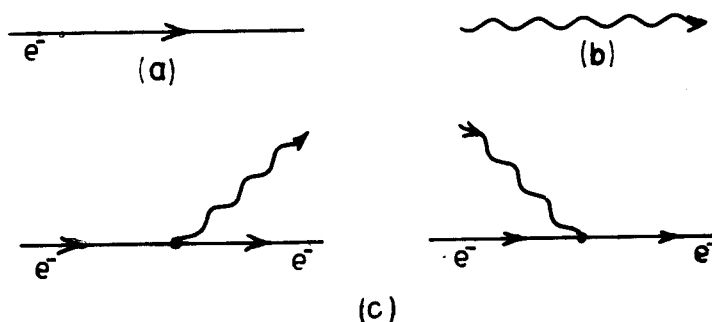
V popisu obecné interakce částice s polem se vždy vyskytne veličina (vazbová konstanta), která hraje v dané teorii stejnou roli jako α v QED. Analogicky s QED můžeme za zdroj dané interakce považovat nějaký obecný "náboj". V tab. VIII.1 jsme pro ilustraci uvedli obyčejně udávané vazbové konstanty interakcí. Velikost vazbových konstant ve skutečnosti závisí na energii interakce Q .

VIII.4.4. Feynmanovy diagramy

QED umožňuje vypočítat pravděpodobnost každého obecného elektromagnetického procesu (VIII.33) tak, že ji rozloží na příspěvky od jednotlivých dějů: počátečné a koncové stavy těchto dějů jsou stejné, způsob, jak k nim došlo (konkrétní interakce) odlišné. Tyto příspěvky můžeme v rámci QED seřadit podle ubývající velikosti. Tomuto rozkladu pravděpodobnosti procesu se říká rozklad v poruchovou řadu.

Vhodnou techniku rozkladu a jeho velmi přehledného grafického znázornění zavedl Feynman. V ní je každý proces QED (VIII.33) popsán Feynmanovým diagramem, časoprostorovým obrazem interakce.

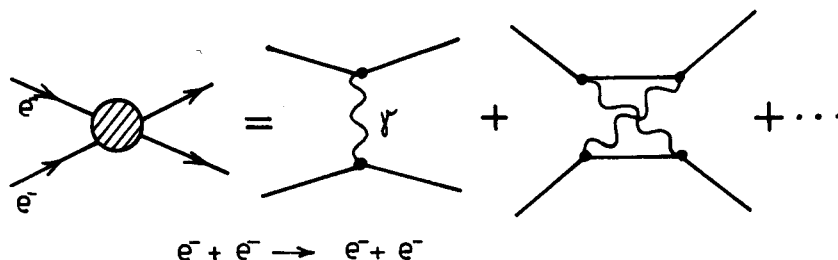
Při konstrukci a výpočtu Feynmanových diagramů se vychází z toho, že elementárními ději v QED jsou: pohyb elektronu (positronu), šíření fotonu a emise (absorpce) fotonu elektronem či positronem. Každému elementárnímu ději odpovídá elementární Feynmanův diagram (obr. VIII.7).



Obr. VIII. 7 Základní Feynmanovy diagramy elektromagnetických interakcí
a) pohyb elektronu, b) šíření fotonu, c) proces (VIII.34)

Třetí diagram (c) je třeba chápat v tom smyslu, jak jsme interpretovali jemu odpovídající základní interakci nabitých částic s elektromagnetickým polem (VIII.34). Styk částic v bodě časoprostoru nazveme uzel (vrchol) Feynmanova diagramu, zde bude vrchol jednoduchý. Průběh těchto tří základních dějů (diagramů) lze v QED přesně spočítat.

Z uvedených elementárních diagramů můžeme složit libovolný vyšší diagram, popisující konkrétní fyzikální proces. Tak rozptyl elektronu na elektronu může být např. popsán Feynmanovým diagramem na obr. VIII.8 b).



Obr. VIII.8 Feynmanovy diagramy rozptylu elektronu na elektronu

Tento diagram už má 2 jednoduché vrcholy: virtuální foton vzniklý v jednom vrcholu se absorbuje ve vrcholu druhém. Názorně můžeme říci, že elektrony si "vyměnily" foton (proto výměnná interakce). Správná interpretace vidí tento diagram jako 2 procesy (VIII.34).

Rozptyl dvou elektronů může se stejným koncovým stavem probíhat i podle diagramu na obr. VIII.8b). Tam už dochází k emisi/absorpci 2 virtuálních fotonů (4 jednoduché vrcholy).

Obebný Feynmanův diagram rozptylu pak bude roven součtu nekonečně mnoha diagramů možných popisu rozptylu - viz obr. VIII.8. Kroužkem označujeme souhrnný komplikovaný vrchol diagramů.

Techniku Feynmanových diagramů můžeme s úspěchem použít tehdy, když příspěvek dílčích diagramů v rozkladu klesá. To je v rámci QED možné: základní orientací pro pokles podílu dílčího diagramu je rostoucí počet elementárních vrcholů. Proto se omezíme v poruchové řadě na výpočet malého počtu příspěvků a ostatní diagramy zanedbáme. Tento přístup má jistá teoretická úskalí, která se podařilo překlenout vhodným navázáním teoretických předpovědí na experimentální data.

Pomocí techniky Feynmanových diagramů se provádějí výpočty v QED, která jsou ve vynikající shodě s experimentálními údaji o elektromagnetických interakcích (do 10 platných míst!).

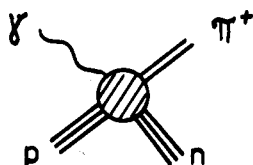
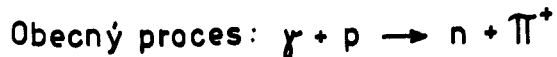
Dále budeme používat Feynmanovy diagramy i pro popis jiných dějů. Budeme si vědomi toho, že často mohou být jen názornou pomůckou a poskytují kvalitativní obraz děje. Výpočet jeho pravděpodobnosti bude složitý, pro některé interakce dosud nedorozřešený.

Nůžeme např. popsat fotoprodukci pionů

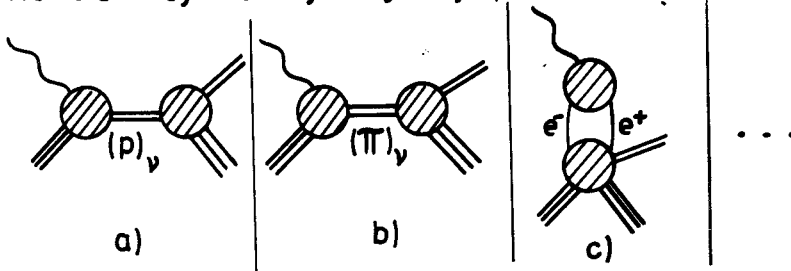


(VIII 37)

složitým Feynmanovým diagramem na obr. VIII.9 (na rozdíl od leptonů přiřadíme mezonům dvojitou a baryonům trojitou linii). Rozhodujícím zde bude diagram (b)

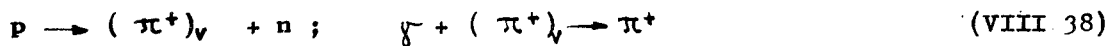


Některé Feynmanovy diagramy procesu:

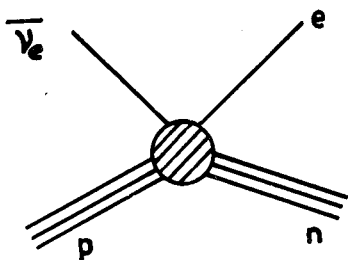


Obr. VIII.9 Feynmanovy diagramy fotoprodukce pionu

s výměnou virtuálního pionu, tedy dva virtuální procesy:



Inverzní rozpad neutronu zachytí obecný diagram na obr, VIII.10.



Obr. VIII.10 Feynmanův diagram inverzního rozpadu neutronu

VIII.5. Současný stav a perspektivy fyziky elementárních částic

VIII.5.1. Sjednocení slabých a elektromagnetických interakcí

Ve vývoji fyziky elementárních částic je zřetelně patrná snaha o nalezení skutečně základních částic a o jednotný popis jejich interakcí. První tendenci jsme sledovali až k modelu hmoty, složené z leptonů a kvarků.

Druhá tendence, po neúspěšných pokusech, dosáhla největšího úspěchu sjednocením slabých a elektromagnetických interakcí. Nemůžeme zde rozebírat kvantitativně příslušné teoretické postupy, soustředíme se na kvalitativní závěry a uvedeme některé užívané termíny.

Obě zmíněné interakce byly v 70. letech dobře experimentálně prozkoumány a teoreticky popsány. Obě mají malou vazbovou konstantu (viz tab. VIII.1). QED, jak jsme ukázali, je založena na výměnném mechanismu: kvantum elektromagnetického pole nemá elektrický náboj (jeho výměna nemění náboj interagujících částic) a má $m_\gamma = 0$ (odpovídá nekonečnému dosahu interakce).

Chceme-li také slabé interakce popsat výměnným mechanismem, musíme na základě experimentálních dat uvažovat existenci 3 výměnných bosonů s náboji (-1, 0, +1).

Tento rozdíl v popisu obou interakcí není tak podstatný, jako krátký dosah slabých interakcí, kterému odpovídá $\lambda \approx 10^{-16}$ cm a odpovídající klidová energie bosonů slabé interakce ≈ 100 GeV.

Jednotná teorie elektroslabých interakcí (EW) by v sobě měla zahrnout existenci dvou typů výměnných bosonů s různou hmotností a měla by vyložit rozdíly ve vazbových konstantách obou složek při běžných energiích.

Tyto problémy vyřešili Glashow, Weinberger a Salam svým modelem sjednocení EW. Tento model předpokládá, že existuje jistý stav hmoty, ve kterém je EW interakce zcela symetrická: její výměnné bosony mají zanedbatelnou hmotnost, vazbové konstanty jsou srovnatelné.

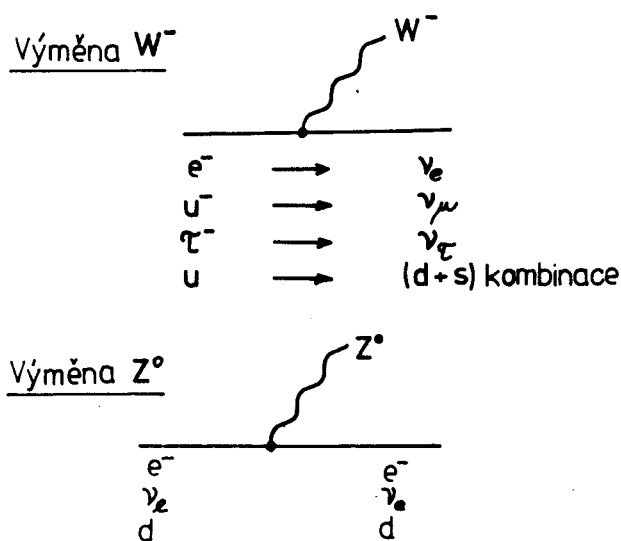
Předpokládáme, že existuje mechanismus (Higgsův), který tuto symetrii spontánně narušuje. Velikost narušení roste se vzdáleností interagujících částic. Existuje jistá kritická vzdálenost R (rozměr sjednocení), pod níž se symetrie interakce projevuje tak jak naznačeno. Rozměr sjednocení byl pro EW předpovězen na $R \approx 10^{-16}$ cm.

Chceme-li pozorovat nenarušený stav interakce, musíme k sobě částice přiblížit na vzdálenost $r < R$. K tomu použijeme srážku částic s energií Q, která je spojena s rozměrem r relací neurčitosti ($Q \sim 1/r$). Pro rozměr sjednocení EW je $Q \lesssim 100$ GeV.

Pro menší r je možno zanedbat hmotnosti všech výměnných bosonů vzhledem ke Q. Při větších r (a menších Q) se symetrie EW narušuje, slabé a elektromagnetické interakce se od sebe oddělují. Hmotnost výměnných bosonů slabé interakce se začne projevovat v tom, že jimi způsobené děje jsou pomalejší a méně pravděpodobné než procesy, podmíněné výměnou nehmotných fotonů. Konstanty obou interakcí se od sebe odliší.

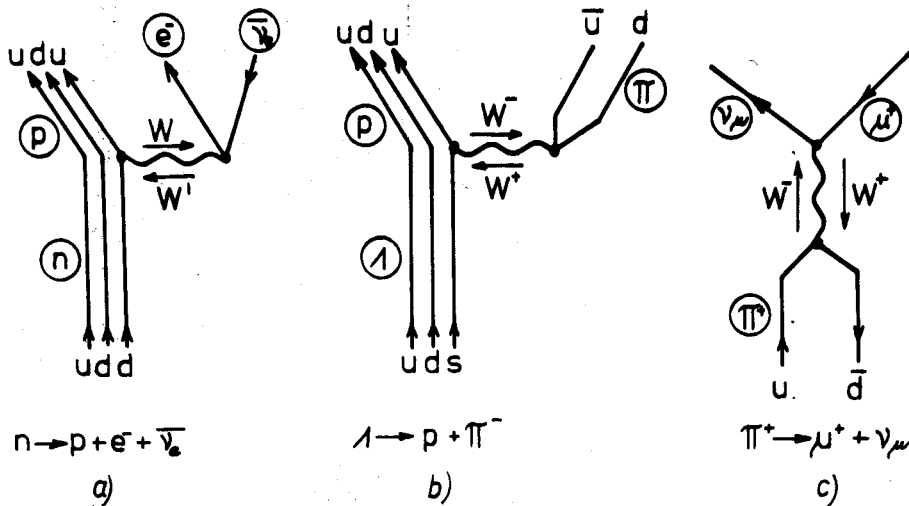
Nastíněný postup dovoluje předpovědět klidové energie potřebných tří bosonů slabých interakcí, které dostaly název intermediální bosony W^+ , W^- , Z^0 : $m_W = 80 \text{ GeV}$, $m_Z = 90 \text{ GeV}$. Tyto částice se podařilo objevit v r. 1983 v CERNu v interakcích vstřícných svazků protonů a antiprotonů (270+270 GeV). Objevitelé, Rubbia a van der Meer, dostali za jejich objev Nobelovu cenu již v roce 1984. Tento objev totiž s konečnou platností dokázal společný původ EMW interakcí a nehledě na zatím nevyřešené problémy, ukázal, že jimi navržený popis interakcí je správná cesta k popisu všech interakcí.

Na závěr popíšeme některé typické slabé interakce pomocí výměny intermediálních bosonů. Elementární Feynmanovy diagramy jsou zachyceny na obr. VIII.11: Z^0 zprostředkovává interakce, při nichž částice přechází sama v sebe,



Obr. VIII.11 Elementární diagramy slabých procesů

W mění elektrický náboj a vůni částic (kvarků). V tomto pojetí je rozpad neutronu vyjádřen interakcí kvarku d a elektronu (obr. VIII.12a). Další slabé interakce jsou opět ilustrovány obr. VIII.12.



Obr. VIII.12 Diagramy vybraných slabých procesů

VIII.5.2. Kvantová chromodynamika

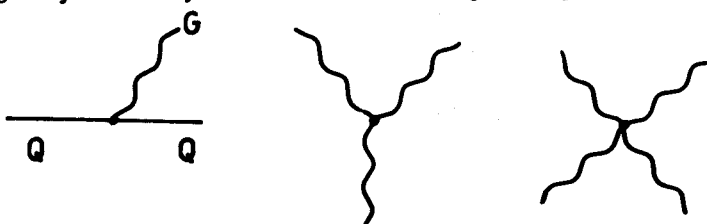
Pro popis dynamiky kvarků bylo třeba najít v rámci popsaného přístupu zachovávající se veličinu a odpovídající symetrii.

Pozorovatelné hadrony musí být vytvořeny z barevných kvarků a přitom samy jsou nebarevné. Barva je tedy vnitřní vlastnost kvarků, která jim zabraňuje existovat v pozorovatelném jevu. Přitom interakce libovolného kvarku musí být stejná a nezáviset na jeho barvě. Jinými slovy, existuje barevná symetrie kvarkových sil, barva se zachovává.

Tato symetrie je lokální, každý kvark je zdrojem vektorových silových polí, jejichž interakční konstantu oceníme "barevným" nábojem (q_c), odpovídající interakci nazveme barevná C (řec. chromos).

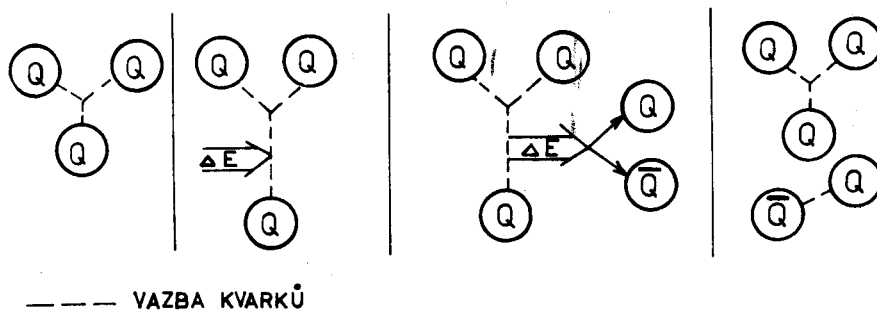
Bosony zprostředkující barevnou interakci musí mít spin roven 1 a nulovou klidovou energii. Na rozdíl od fotonů však požadujeme, aby ve shodě se zákonem zachování q_c při existenci tří barev měly samy nenulovou hodnotu q_c . Skutečně, na rozdíl od fotonu, jehož výměna nemůže vést ke změně q interagujících částic, výměna barevného bosonu musí být schopna q_c kvarku změnit - např. přechod červeného kvarku v modrý musí být provázen emisí částice s barvou (červená + antimodrá), aby byla zachována barva systému.

Nové barevné bosony byly nazvány gluony G (angl. glue-knih, lepidlo) a musí být ve shodě s předchozím výkladem dvoubarevné. Protože existují 3 barvy kvarků, je nutno k nim vytvořit 8 dvoubarevných netriviálních gluonů jako kvant barevného pole. Na obr. VIII.13 jsou elementární Feynmanovy diagramy barevných interakcí. Stojí za povšimnutí, že gluony, díky svému q_c , jsou schopny reagovat samy se sebou.



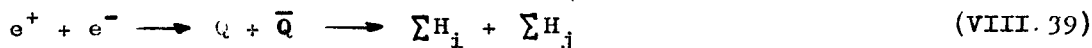
Obr. VIII.13 Elementární diagramy barevných interakcí

Odpovídající teorie barevných interakcí s gluonovým polem se nazývá podle analogie s QED kvantová chromodynamika (QCD). Z této teorie vyplývá, že q_0 je úměrný vzdálenosti interagujících částic. Tento jev se nazývá asymptotická volnost a znamená, že kvarky spolu na malých vzdálenostech prakticky neinteragují - tento modelový přístup dobře popisuje některé vlastnosti interakcí hadronů. Na druhé straně, vzdálíme-li kvarky od sebe, síly působící mezi nimi se při nejmenším nezmenší a potenciální energie soustavy kvarků roste. Tomuto jevu se říká infračervené vězení a vysvětloval fakt, že nepozorujeme volné kvarky. Energie, dodávané systému kvarků, se nerealizuje v jejich odtržení, ale spotřebuje se na vytrhávání párů ($Q\bar{Q}$) z vakuua. Tyto kvarky a antikvarky

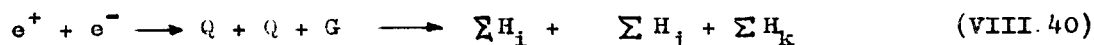


VIII.14 Uvěznění kvarků

vytvářejí kombinacemi nové reálné hadrony (obr. VIII.14). Tímto modelem vysvětlujeme mnohonásobnou produkci hadronů H , např. v reakci:



kdy vznikají dvě skupiny, tzv. jety (angl. - tryska) hadronů, které zachovávají směr letu kvarku, jehož "obalením" vznikly. Byly pozorovány též tříjetové interakce elektronů s pozitrony, které jsou interpretovány jako:



kdy při dostatečné energii reakce (VIII.40) se uvolní gluon G , který jako částice s barevným nábojem může vyvolat vznik párů ($Q\bar{Q}$) a vytvořit další jet. Celkový moment hybnosti částic takového jetu má hodnotu 1. Můžeme proto považovat existenci reakce (VIII.40) za jeden nepřímý důkaz gluonu.

VIII.5.3. Sjednocená teorie interakcí elementárních částic

Postup použitý při sjednocení slabých a elektromagnetických interakcí se dá použít k tzv. velkému sjednocení (GU, angl. - grand unification) tří základních silových polí.

Vyjdeme z faktu, že QCD má stejnou strukturu jako EW interakce: zdrojem interakce je barevný náboj, který se zachovává, interakce se zprostředkovává výměnou částic - gluonů, které jsou samy "barevné". Gluon může mít požadované vlastnosti (nulovou hmotnost a spin roven 1).

K velkému sjednocení EWC(GU) je možno přistupovat různě. Za rozumný se považuje postup, který pracuje se 4 základními náboji: elektrickým, slabým a dvěma barevnými (třetí barevný je jimi určen). Kromě již známých výměnných částic (γ , Z^0 , W^+ , W^- , 8 G), musí minimální varianta symetrické teorie GU obsahovat ještě 12 výměnných částic, pro které se razí název X. Jsou nositeli všech typů nábojů (elektrický náboj předpokládáme třetinový). Základní rodina částic v této teorii má pět členů: kvark d (ve třech barvách), positron a elektronové neutrino. V rámci této rodiny jsou povoleny přechody (leptony označíme L): $L \rightleftharpoons L$, $Q \rightleftharpoons Q$, ale i $Q \rightleftharpoons L$ a $Q \rightleftharpoons Q$, způsobené výměnou bosonů X. Dále jsou v této teorii vazbové konstanty všech interakcí stejné.

Při běžně dostupných interakčních energiích jsou však leptony a kvarky odděleny, stejně jako interakce (různé vazbové konstanty, různé symetrie).

Podle postupu použitého pro sjednocení EW tvrdíme, že velké sjednocení představuje symetrii přírody, která je ve skutečnosti spontánně narušena. Předpokládáme, že klidové energie bosonů X jsou velké a efekty jimi způsobené jsou při běžných energiích silně potlačeny. Existuje opět rozměr sjednocení, na kterém se výměna X uplatní a interakce je přísně symetrická. Rozměr sjednocení se předpokládá na úrovni 10^{-29} cm, což odpovídá energii interakce $Q \approx 10^{15}$ GeV.

Na těchto a menších vzdálenostech mezi částicemi by byly všechny interakce (včetně výměny X) rovnoprávné, všechny výměnné částice by měly hmotnost malou v porovnání s Q (byly by prakticky nerozlišitelné).

Budeme-li od sebe interagující částice oddalovat nad rozměr sjednocení, začnou se nejdřív vydělovat částice X (nejtěžší z výměnných), přechody mezi L a Q se stanou málo pravděpodobnými. Oddělí se barevné a interakce, "obalí se" hadrony z kvarků. Na již zmíněné vzdálenosti 10^{-16} cm se začnou oddělovat elektromagnetické a slabé interakce a hmota přejde do běžně pozorovaného systému částic a jejich interakcí.

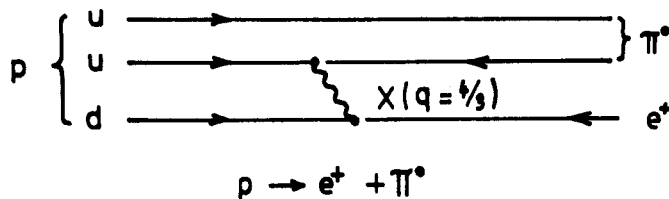
Podle provedených úvah by měla hmotnost částic X dosahovat 10^{15} GeV. Proto zřejmě nebudou tyto částice nikdy uměle připraveny v laboratoři - urychlovače počátku 21. století dají energii Q asi 50 TeV. Existenci takových částic můžeme však prokázat implicitně pomocí jevů, ve kterých dochází k jejich výměně. Taková výměna bude zřejmě velmi málo pravděpodobná (interagující částice se musí přiblížit na 10^{-29} cm).

Jedním takovým jevem může být rozpad protonu, který z navržené teorie jednoznačně vyplývá. Tento rozpad znamená současně porušení zákonů zachování baryonového a leptonového čísla, které nenašly žádný odraz v symetrii přírody, ale považovali jsme je za obecně platné (nemají také charakter obecného náboje, proto pro ně raději užíváme termín "číslo"). Jeden z možných kanálů rozpadu protonu probíhá jako:



a jeden z možných Feynmanových diagramů tohoto kanálu s výměnou X je na obr. VIII.15. Proces (VIII.41) však pokračuje dále; positron anihiluje s nejbližším elektronem a neutrální pion se rozpadne na dva fotony. Atom vodíku se tedy to-

tálně desintegruje na fotony. Teoretické odhady však dávají pro rozpad protonu hodnoty $\approx 10^{31}$ let.



Obr. VIII.15 Jeden z možných diagramů rozpadu protonu

Nalezení rozpadu protonu (případně ekvivalentního rozpadu neutronu) je tedy důležitou prověrkou správnosti postupu velkého sjednocení. Případná stabilita protonu je v rozporu se současným projektem GU. Prováděné pokusy jsou nesmírně náročné. Uvážíme, že 1 000 tun látky obsahuje asi 5×10^{32} nukleonů. Pak při daném odhadu poločasu můžeme očekávat 50 takových rozpadů za rok. Výsledky experimentů zatím nejsou průkazné.

VIII.5.4. Závěr

Fyzika elementárních částic dosáhla v posledních letech zásadního pokroku v budování jednotného popisu materiálního světa.

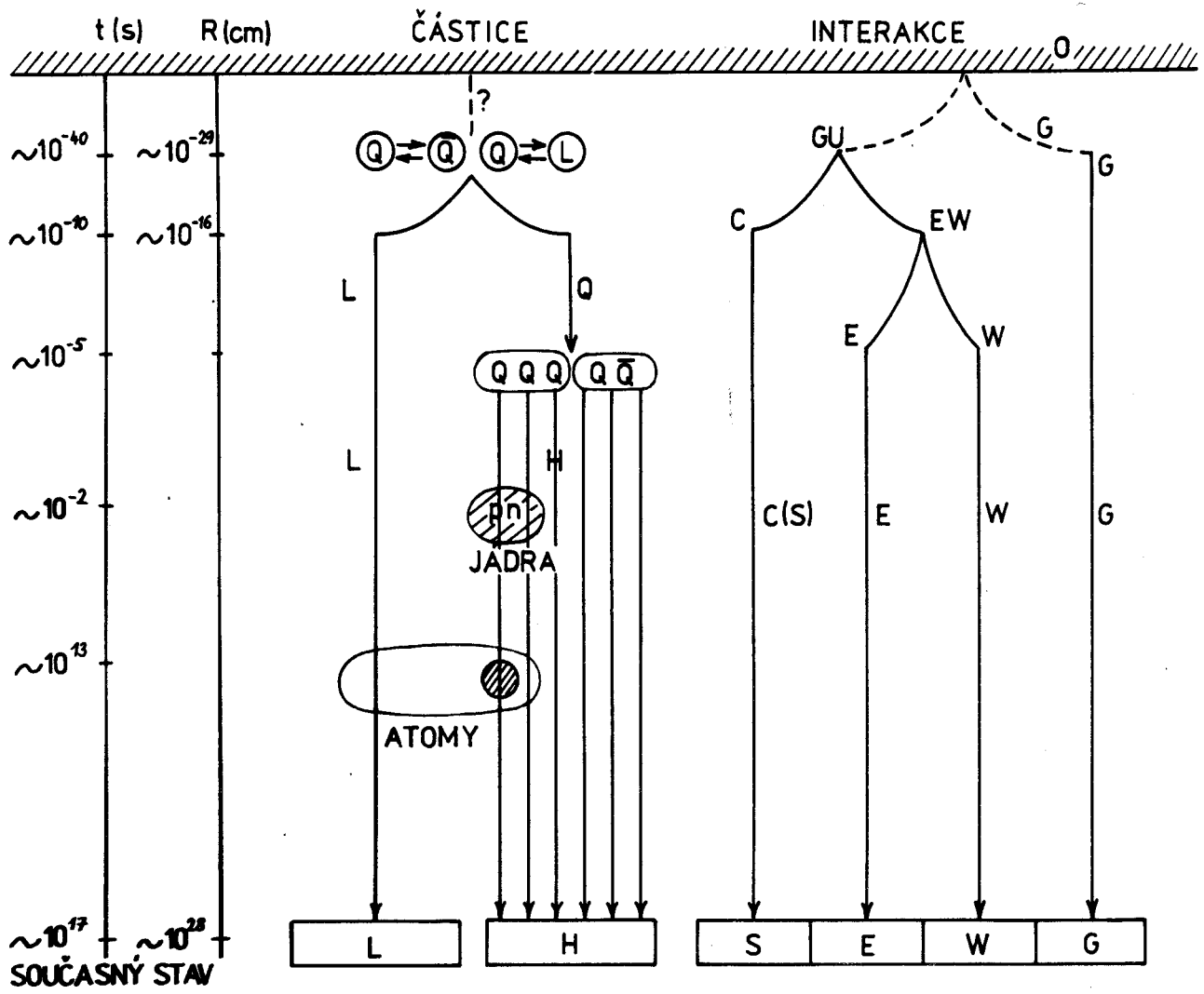
Ukazuje, že rozdíly mezi částicemi a jejich vzájemnými interakcemi, jak je pozorujeme v současném energetickém a prostorovém stavu Vesmíru, nejsou fundamentální - jsou pouze odrazem toho, že částice interagují na velkých vzdálenostech a s malým přenosem energie mezi sebou.

Obsahem syntetického pohledu na hmotu (velkého sjednocení) jsou dva fakta: kvarky a leptony jsou jedním typem (rodinou) elementárních částic, základní interakce (barevná, elektromagnetická a slabá) jsou různým projevem jedné interakce univerzální. Přitom velké sjednocení nelikviduje dobře fungující (EW) nebo dobře založené (C) teorie interakcí, pouze je zapojuje do jediné struktury.

V této jediné struktuře zatím není zahrnuta základní ze všech interakcí, gravitační (G). Rozvíjejí se však teoretické postupy, jejichž cílem je zapojení všech čtyř interakcí do supersjednocené teorie. Obraz přírody podle současného stavu teorie elementárních částic podává obr. VIII.16.

Spontánní narušení symetrie interakcí v závislosti na interakční vzdálenosti dává do souvislosti časový vývoj Vesmíru s oddělováním interakcí. Vesmír, tak jak jej dnes pozorujeme, je důsledkem zcela určité formy spontánního narušování symetrie v procesu energetického ochlazení a expanze Vesmíru (tak můžeme třeba vysvětlit přebytek hmoty nad antihmotou). Rozvoj fyziky elementárních částic ji ještě více svázal s vědou o Vesmíru.

STAV VESMÍRU



Obr. VIII.16 Částice a jejich interakce ve vývoji Vesmíru

Klasické a kvantové statistiky

V molekulové a atomové fyzice studujeme často velké soubory částic a nemůžeme proto u každé částice určit rychlost, hybnost, energii, atd. Statistická fyzika studuje tyto velké soubory a uvádí metody, jak určit střední hodnoty fyzikálních veličin, které charakterizují takové soubory (např. střední aritmetická rychlost, střední energie). Některé zákony statistické fyziky budeme používat i v dalším výkladu, a proto si je objasníme na jednoduchém myšlenkovém experimentu.

Představme si, že máme tři stejné částice (molekuly, atomy, elektrony, fotony atd). Tyto tři částice označme A, B, C. Tyto tři částice budeme náhodně umísťovat do tří buněk označených 1, 2, 3. Výsledky našeho pokusu můžeme popsat následovně (v některé buňce mohou být všechny tři částice, dvě, jedna nebo žádná).

Možné uspořádání		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Buněk	1	3	0	0	2	1	2	1	0	0	1
	2	0	3	0	1	2	0	0	2	1	1
	3	0	0	3	0	0	1	2	1	2	1
Pravděpodobnost uspořádání	pro klasické částice	1	1	1	3	3	3	3	3	3	6
	pro mikročástice (platí princip nerozlišitelnosti)	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	pro mikročástice (platí princip Pauliho)	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

(molekuly, atomy)

mikročástice s nulovým nebo celočíselným spinem (fotony)

mikročástice s poločíselným spinem (elektrony)

I. Klasické částice

Tyto částice můžeme rozlišit, tj. určit, která je A, B a C. V tomto případě je nejpravděpodobnější uspořádání č. 10 ($3! = 6$), poněvadž dává nejvíce možností. Pro klasické částice (molekuly, atomy) platí statistika Boltzmannova. Jestliže máme v našem souboru N částic, potom N_E částic z tohoto souboru bude mít při teplotě T energii E . Počet těchto částic bude roven

$$N_E \approx \text{Konst. } N \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad - \text{ Boltzmannovo rozdělení} \quad (\text{A.1})$$

S tímto typem rozdělení jste se v podstatě již setkali v molekulové fyzice u Maxwellova rozdělení rychlostí molekul.

II. V mikrosvětě platí princip nerozlišitelnosti, tj. nemůžeme zjistit, která z částic je A, B nebo C. Potom všechna uspořádání v našem pokusu jsou stejně pravděpodobná. Touto statistikou se řídí mikročástice s nulovým nebo celočíselným spinem. Pro počet částic N_E s energií E z našeho souboru N částic zde platí

$$N_E = \text{Konst. } N \frac{1}{e^{\frac{E}{kT}} - 1}$$

Bose-Einsteinovo
statistické rozdělení

(A.2)

III. Jak uvidíme později, řídí se některé mikročástice principem Pauliho. Jsou to mikročástice s tzv. poločíselným spinem (elektrony). Takové mikročástice se nemohou nalézat společně v jedné buňce. Pro počet částic N_E s energií E v tomto případě platí

$$N_E = \text{Konst. } N \frac{1}{e^{\frac{E}{kT}} + 1}$$

- Fermi-Diracova
statistika

(A.3)

Tato ne zcela přesná úvaha nám však ukázala, jak odlišně se mohou některé částice mikrosvěta chovat. Tvary statistických rozdělení v dalším výkladu několikrát použijeme.

Speciální teorie relativity

Při výkladu některých částí atomové fyziky se neobejdeme bez znalosti základních relativistických vztahů.

Ještě na začátku tohoto století se předpokládalo, že elektromagnetické vlny a tedy i světlo se šíří v prostoru pomocí pružného prostředí - éteru, který tyto vlny přenáší. Pečlivé experimenty však ukázaly, že toto hypotetické prostředí neexistuje a že rychlost světla ve vakuu je vždy konstantní a nezávisí na rychlosti zdroje i pozorovatele.

Speciální teorie relativity, formulovaná A. Einsteinem (1905), se týká inerciálních vztažných soustav, tj. souřadných soustav, které se pohybují navzájem rovnoměrně a přímočaře. Einstein ukázal, že absolutní čas neexistuje a tedy i každý pohybující se souřadný systém charakterizovaný souřadnicemi x, y, z má i vlastní čas t , který je nutno při přechodu z jednoho souřadného systému do druhého transformovat společně s pravouhlými souřadnicemi.

Rovnice, pomocí nichž se tato transformace provádí, byly odvozeny Lorentzem. V případě dvou souřadných soustav, z nichž jedna (x', y', z', t') se pohybuje ve směru osy x s relativní rychlostí v vzhledem k soustavě druhé (x, y, z, t), mají Lorentzovy transformační vztahy tvar

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{v x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{B.1})$$

kde c je rychlost světla ve vakuu.

Z uvedených vztahů vyplývá, že pro x -souřadnice dvou bodů v soustavě (x, y, z, t) v čase t a soustavě (x', y', z', t') platí jednoduchá relace

$$x_1 - x_2 = (x'_1 - x'_2) \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

nebo

$$l = l' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (\text{B.2})$$

Tedy délka l měřená v souřadné soustavě (x, y, z, t) je při srovnání se stejnou délkou měřenou v soustavě (x', y', z', t') kratší - kontrakce délek.

Podobně, nechť t_1 a t_2 jsou dva časové okamžiky, kdy v jednom bodě vzhledem k souřadnému systému (x, y, z, t) proběhla nějaká událost, potom

$$t_1 - t_2 = \frac{t'_1 - t'_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad \Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad dt = \frac{dt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{B.3})$$

Potom v soustavě (x', y', z', t') naměří pozorovatel delší čas trvání této události - dilatace času.

Z uvedených vztahů vyplývá, že žádná hmotná částice se nemůže pohybovat rychlostí $v \geq c$.

Uvažujme nyní hmotnou částici, která se pohybuje vzhledem k oběma vztažným soustavám (x, y, z, t) a (x', y', z', t') . Pozorovatel v soustavě (x, y, z, t) zjistí u částice tři složky rychlosti $V_x = dx/dt$, $V_y = dy/dt$, $V_z = dz/dt$. Podobně pozorovatel v (x', y', z', t') zjistí jiné složky rychlosti

$$V_x' = dx'/dt', \quad V_y' = dy'/dt', \quad V_z' = dz'/dt'.$$

Složky hybnosti částice dostaneme násobením složek rychlostí hmotností částice. Situace zde však bude složitější, poněvadž jak čitatel, tak i jmenovatel u složek hybnosti je nutno transformovat:

Diferencováním Lorentzových transformačních rovnic pro x' , y' , z' a t' dostaneme

$$dx' = \frac{dx - v dt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad dy' = dy, \quad dz' = dz, \quad dt' = \frac{dt - \frac{v}{c^2} dx}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Potom

$$V_x' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx - v dt}{dt - \frac{v}{c^2} dx} = \frac{V_x - v}{1 - \frac{v}{c^2} V_x}, \quad (B.4)$$

$$V_y' = \frac{V_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c^2} V_x}, \quad V_z' = \frac{V_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c^2} V_x}$$

což jsou relativistické transformace složek rychlosti.

Uvažovaná hmotná částice nechť je v souřadné soustavě (x, y, z, t) v klidu a má zde hmotnost m_0 (m_0 - klidová hmotnost).

Předpokládejme nyní, že se naše částice začne pohybovat v soustavě (x, y, z, t) rychlostí V_y , tj. kolmo na směr vzájemného pohybu $v \parallel x$ našich vztažných soustav ($V_x = V_z = 0$). Potom musí být splněn zákon zachování hybnosti ve směru osy y .

Tedy $m_0 V_y = m V_y'$, odkud po dosazení za V_y' dostaneme

$$m_0 V_y = \frac{m V_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c^2} V_x}. \quad (B.5)$$

Poněvadž se V_x nezměnila, tj. $V_x = 0$, dostaneme po úpravě

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{B.6})$$

což je známý relativistický vztah závislosti hmotnosti na rychlosti. Správnost tohoto vztahu byla mnohokrát experimentálně prokázána.

Dosazením do 2. Newtonova zákona $\frac{d}{dt} (m \vec{v}) = \vec{F}$ za hmotnost podle relativistického vztahu dostaneme

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \vec{v} \right) = \vec{F} \quad (\text{B.7})$$

Elementární práce dA vykonaná silou \vec{F} je rovna skalárnímu součinu síly a posunutí $d\vec{r}$ hmotného bodu

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) \quad (\text{B.8})$$

a musí se rovnat změně kinetické energie bodu dW .

Potom
$$dW = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \vec{v} \right) \cdot d\vec{r} =$$

$$= \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{m_0 v^2}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot \frac{dv}{dt} \right) \cdot d\vec{r}$$

Poněvadž

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \quad \text{potom bude} \quad \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} = \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{v} = v \cdot dv$$

Po dosazení

$$dW = \frac{m_0 v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} dv \quad (\text{B.9})$$

Z relativistického vztahu (B.6) však vyplývá, že

$$dm = \frac{m_0 v}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} dv \quad (\text{B.10})$$

Z posledních dvou relací plyne vztah $dW = c^2 dm$. Tedy změna energie je úměrná změně hmotnosti, přičemž koeficientem úměrnosti je kvadrát rychlosti světla. Po integraci dostaneme známý relativistický vztah o ekvivalenci hmotnosti a energie

$$W = m c^2 \quad (\text{B.11})$$

Poněvadž hybnost $p = m v = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$
za v relaci

$$m_0^2 c^4 = W^2 - p^2 c^2$$

dostaneme po dosazení

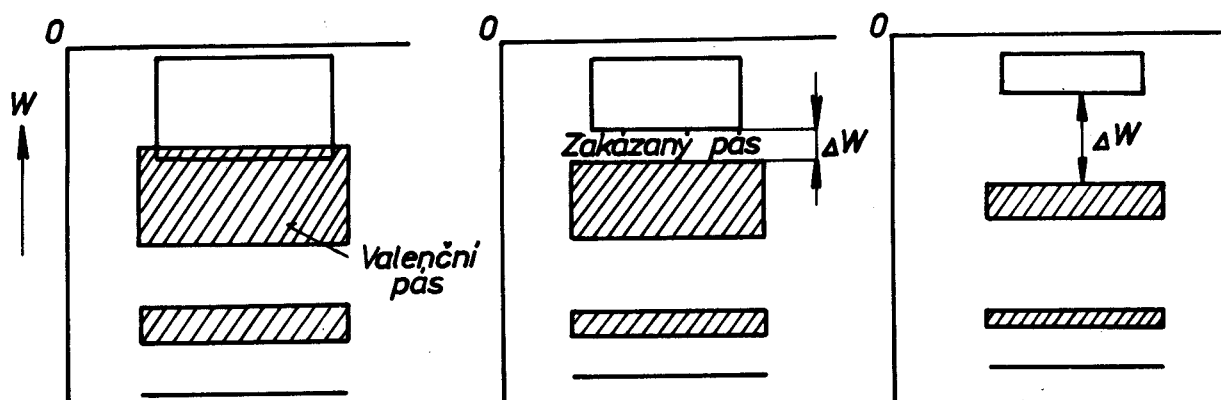
(B.12)

Relativistické vztahy (B.6, B.11, B.12) , jejichž odvození jsme naznačili se v dalším výkladu často uplatní, přičemž vztah (B.12) má hlubší význam i pro teorii pozitronu, β - rozpadu, objeví se i v Diracově rovnici.

Základy pásové teorie pevných látek

V pevných látkách jsou atomy již tak těsně u sebe, že elektrické pole elektronových slupek způsobuje štěpení původně diskretních hladin. Podobně jako u Starkova jevu zde dochází ke štěpení jednotlivých hladin působením "vnitřního" el. pole v pevné látce. Každá hladina se může rozštěpit na tolik podhladin, kolik je atomů v uvažovaném objemu pevné látky. Tyto podhladiny jsou velmi těsně u sebe, a proto se každá hladina rozšiřuje v pás energií. Jednotlivé energetické pásy, mezery mezi nimi a stupeň obsazení jednotlivých pásů elektrony určují zejména elektrické, ale i ostatní fyzikální a chemické vlastnosti pevné látky.

Energetické pásy v pevné látce jsou obdobou energetických hladin atomu, přičemž elektrony mohou mít jen takové energie, které leží uvnitř těchto pásů - obr. C.1



Obr. C.1 Vzájemná poloha valenčního a vodivostního pásu v kovu, pravém polovodiči a izolátoru.

Nejširší pásy vznikají štěpením nejvyšších energetických hladin atomů a jsou obsazovány zejména valenčními elektrony. Nejvíce rozšířené pásy se u pevných látek mohou a nemusí překrývat. Energetické mezery mezi pásy se nazývají pásy zakázaných energií. Fyzikální vlastnosti pevných látek jsou určeny způsobem obsazení dvou nejvyšších energetických pásů elektrony. Nejvyšší pás, který je ještě zcela obsazen elektrony (na každé podhladině jsou ve shodě s principem Pauliho dva elektrony) se nazývá valenční pás. Nad valenčním pásem se nalézá pás vodivostní, který je buď prázdný, nebo je elektrony obsazen jen částečně. Dno vodivostního pásu je od nejvyšší hladiny pásu valenčního odděleno pásem zakázaných energií.

Pozn. V kvantové mechanice později poznáte, že zavedení periodického el. potenciálu do Schrödingerovy rovnice vede k řešení s pásovou energetickou strukturou.

Na zjednodušených schématech energetických hladin pevných látek lze názorně vysvětlit zejména jejich elektrické vlastnosti (obr. C.1)

U dobrých vodičů el. proudu, tj. zejména u kovů, je nejvyšší energetický pás (vodivostní pás) obsazen elektrony jen částečně. Valenční elektrony ve vodivostním pásu se mohou volně pohybovat a zprostředkovat tak vedení elektrického proudu. U izolátorů je vodivostní pás prázdný a od valenčního pásu je oddělen poměrně širokým pásem zakázaných energií. Ve valenčním pásu jsou obsazeny všechny elektronové stavy, tj. na každé hladině se ve shodě s principem Pauliho nalézají dva elektrony s opačně orientovaným spinem (počet valenčních elektronů je tedy číslo sudé). Elektrony z valenčního pásu prakticky nemohou přeskočit široký pás zakázaných energií a umožnit tak přechodem do pásu vodivostního el. vodivost. U pravých polovodičů je sice vodivostní pás bez elektronů, ale šířka pásu zakázaných energií je malá (~ 1 eV). V tomto případě mohou elektrony z valenčního pásu, např. při termické excitaci, snadno přeskočit do pásu vodivostního a způsobit elektrickou vodivost tohoto materiálu. U polovodičů roste el. vodivost s rostoucí teplotou.

Přeskokem elektronu z původně zcela zaplněného pásu valenčního do pásu vodivostního zůstává ve valenčním pásu díra, která se chová jako "kladný náboj +e". V elektrickém poli mohou sousední elektrony přeskakovat na místo zaujímané "kladnou dírou". Díra se potom posunuje ve směru opačném než elektrony - mluvíme o děrové vodivosti. Tento typ vodivosti se uplatňuje zejména u některých příměsových (nepravých) polovodičů.

Příměsové (nepravé) polovodiče vznikají znečištěním základního materiálu pravého polovodiče vhodnou příměsí. Jestliže základní materiál vlastního polovodiče je tvořen atomy se čtyřmi valenčními elektrony (Ge, Si), potom přidáním atomů fosforu do základního materiálu v koncentraci větší než 10^{15} atomů cm^{-3} lze vytvořit v pásu zakázaných energií dodatečné hladiny příslušející příměsí.

Jestliže bude příměs tvořena atomy s pěti valenčními elektrony (např. fosfor), projeví se přebytek jednoho valenčního elektronu tak, že vzniklé hladiny nečistot jsou dobře obsazeny elektrony. Poněvadž tyto hladiny leží v blízkosti dna vodivostního pásu, mohou elektrony z těchto hladin poměrně snadno přeskočit do pásu vodivostního. Tyto hladiny se tedy chovají jako "dárci" (donory) elektronů a elektrony (záporně nabitě částice - negative) zprostředkovávají vedení el. proudu. Zkráceně tento typ příměsových polovodičů nazýváme n-typ.

Bude-li příměs tvořena atomy se třemi valenčními elektrony (např. B), budou vzniklé hladiny nečistot vykazovat deficit elektronů. Na tato volná místa mohou přeskakovat elektrony z valenčního pásu, přičemž ve valenčním pásu zanechávají prázdná místa - kladné díry. V tomto případě hladiny nečistot elektrony přijímají (akceptory) - vedení el. proudu se uskutečňuje málo pohyblivými kladnými dírami. Tento typ příměsových polovodičů označujeme jako p-typ.

Podstata elektrické vodivosti pevných látek

Z celé řady fyzikálních vlastností pevných látek je pro pochopení funkce moderních elektronických součástek nejdůležitější objasnění podstaty elektrické vodivosti.

Teorie el. vodivosti pevných látek je poměrně složitá, vyžaduje znalost kvantové mechaniky, statistické fyziky a zavedení celé řady nových speciálních pojmů. Pro naše účely využijeme Sommerfeldovu teorii z r. 1928, kterou budeme interpretovat tak, abychom vystačili s našimi současnými znalostmi.

V pevné látce (kovu) je nejvyšším pásem pás vodivostní, který, jak již víme, není elektrony úplně obsazen. Je rovněž známo, že k uvolnění jednoho elektronu z kovu je nutno dodat tzv. výstupní práci. Elektron v kovu je analogií částice v potenciálové jámě, kde hranice kovu tvoří potenciálovou bariéru. Potom všechny vlnové funkce elektronů ve vodivostním pásu budou mít formu rovinných vln s uzly na hranicích kovu.

Nechť v krychli kovu o hraně a se nalézá N valenčních (volných) elektronů. Každému z těchto elektronů přísluší de Broglieho vlna $\lambda = h/p$, ($h = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{mv}{\hbar}$). Potom počet volných elektronů, které mají vlnový vektor k v intervalu od 0 do k , zjistíme tak, že vypočítáme celkové množství vlnových funkcí, které v krychli o hraně a "rezonují", tj. mají uzly na hranách krychle. Tento výpočet jsme však již provedli při odvození Rayleigh-Jeansova vztahu (I.16)

Zjistili jsme již, že v naší krychli o hraně a může vykonávat stacionární oscilace v intervalu frekvenci od 0 do ν následující počet de Broglieho vln

$$N(\nu) = \frac{1}{8} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2a\nu}{c} \right)^3 = \frac{4\pi}{3} \frac{a^3}{\lambda^3} = \frac{4\pi}{3} \frac{a^3 p^3}{h^3} = N(p) \quad (\text{C.1})$$

Počet vlastních vlnových funkcí, které odpovídají stacionárním stavům volných elektronů v intervalu impulsů $\langle p, p+dp \rangle$ získáme derivací vztahu (C.1)

$$dN(p) = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp, \quad V = a^3. \quad (\text{C.2})$$

Počet elektronů však bude, vzhledem ke dvěma možným orientacím spinu, dvakrát větší.

Potom můžeme snadno zjistit v energiové reprezentaci počet volných elektronů v krychli o objemu V , které mají energii v intervalu $\langle E, E+dE \rangle$

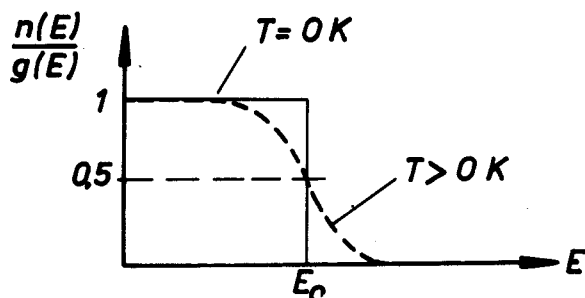
$$E = \frac{p^2}{2m}, \quad p = \sqrt{2mE}, \quad dp = \frac{mv}{p} dE \quad (\text{C.3})$$

$$g(E) = 2 dN(p) = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp = \frac{8\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} E^{1/2} dE \quad (\text{C.4})$$

Přihlédneme-li ještě k tomu, že pro elektrony platí statistika Fermi-Diracova, dostaneme pro počet volných elektronů s energií $\langle E, E+dE \rangle$ v jednotce objemu uvažované pevné látky

$$dn(E) = \frac{g(E)}{\exp \frac{E-E_0}{kT} + 1} dE = \frac{8\pi (2m^3)^{3/2}}{h^3} \frac{E^{3/2}}{\exp \frac{E-E_0}{kT} + 1} dE \quad (C.5)$$

Význam shora uvedeného vztahu objasníme pomocí obr. C. 2



Pro velmi nízké teploty $kT \ll E_0$ je pro energie $E < E_0$ jmenovatel ve vztahu (C. 5) roven 1, ale pro $E > E_0$ je jmenovatel roven 0.

Obr. C. 2 Obsazení energetických hladin elektronů ve vodivostním pásmu kovu

Při $T=0$ K jsou tedy obsazeny všechny hladiny vodivostního pásu až po energii $E_0 = E_F$. Tuto energii nazýváme energií (hladinou) Fermiho. Pravděpodobnost obsazení hladiny Fermiho elektrony je rovna 1/2. Při vyšších teplotách se některé elektrony dostávají i nad Fermiho hladinu.

Celkový počet volných elektronů (valenčních) v jednotce objemu dostaneme integrací vztahu (C. 5) při $T=0$ K.

$$n = \frac{8\pi (2m^3)^{3/2}}{h^3} \int_0^{E_0} E^{3/2} dE = \frac{16\pi}{3h^3} (2m^3)^{3/2} E_0^{3/2} \quad (C.6)$$

Potom pro hodnotu Fermiho energie dostaneme

$$E_0 = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} = 5,84 \cdot 10^{-38} \cdot n^{2/3} \quad [J] \quad (C.7)$$

Příklad:

Stříbro má hustotu $\rho = 10,5 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$.
Atomová hmotnost stříbra činí 108

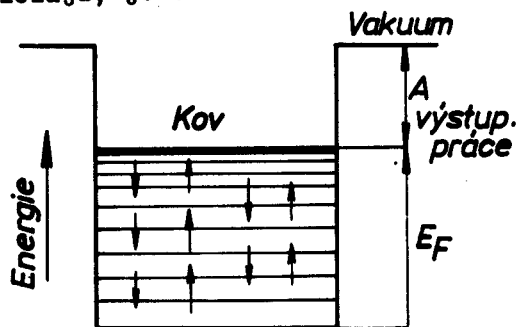
$$\frac{N}{V} = n = \frac{6.02 \cdot 10^{26} \cdot 10,5 \cdot 10^3}{108} = 5,85 \cdot 10^{28} \frac{\text{elektronů}}{\text{m}^3}$$

Atom stříbra má pouze jeden valenční elektron

$$E_0 = 5,84 \cdot 10^{-38} \cdot (5,85 \cdot 10^{28})^{2/3} = 8,8 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$E_0 = 5,5 \text{ eV.}$$

Poněvadž $n(E) \sim E^{1/2}$ budou ve vodivostním pásu s rostoucí energií hladiny více nahuštěny. Celková hloubka potenciálové jámy, ve které se elektrony vodivostního pásu nalézají, je rovna součtu energie Fermiho a výstupní práce.

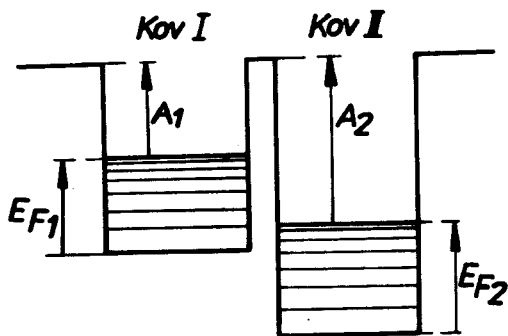


Obr. C.3 Poloha Fermiho hladiny v kovu

Kontaktní potenciál kovů

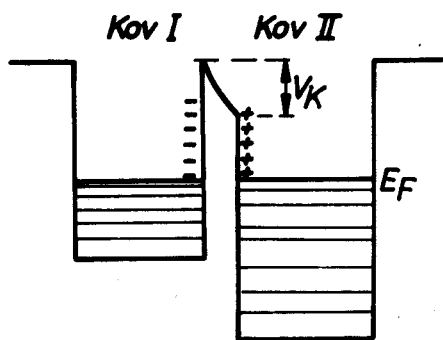
Dva různé kovy se liší velikostí výstupní práce i Fermiho energií. Přiložíme-li dva kovy těsně k sobě, zůstane v místě dotyku mezi kovy nanejvýš tenká monomolekulární vrstva vzduchu. Z obr. C.4a je patrné, že celá řada elektro-

nů v kovu I má větší energii než elektrony v kovu II. Proto budou např. i tunelovým jevem přecházet elektrony z kovu I do kovu II tak dlouho, až se Fermiho energie vyrovnají. Přitom rozhraní mezi kovy se ze strany kovu I nabije kladně a ze strany kovu II záporně. Rozdíl potenciálů V_K na rozhraní (tzv. kontaktní potenciál) je potom, jak z obr. C.4b přímo vyplývá, roven při teplotě OK



Obr. C.4a Vznik kontaktního potenciálu

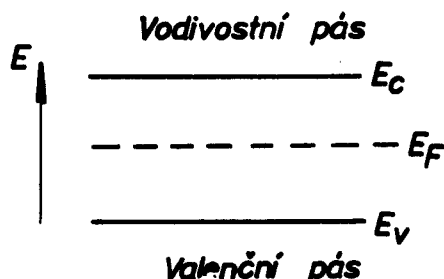
$$V_K = \frac{A_2 - A_1}{e} \quad (C.8)$$



Obr. C.4b Kontaktní potenciál dvou kovů

Kontaktní potenciál není velký, prakticky činí několik desetin nebo i setin voltu. Při konstrukci moderních polovodičových součástek hraje důležitou roli zejména při vytváření el. kontaktů.

Fermiho energie v polovodičích



Energie Fermiho v pravých polovodičích leží přibližně uprostřed pásu zakázaných energií. Pokud jsou ve vodivostním pásu nějaké elektrony, mají svůj původ v páse valenčním (obr C 3)

Obr. C.

Pro hustotu elektronů ve vodivostním pásu platí

$$n_{\text{vod}} = \frac{n}{\exp \frac{E_C - E_F}{kT} + 1} \quad (\text{C.9})$$

kde n je celková hustota valenčních elektronů a E_C je energie dna vodivostního pásu,

Pro hustotu elektronů ve valenčním pásu analogicky dostaneme

$$n_{\text{val}} = \frac{n}{\exp \frac{E_V - E_F}{kT} + 1} \quad (\text{C.10})$$

kde E_V je energie nejvyšší hladiny ve valenčním pásu

$$\text{Poněvadž } n_{\text{vod}} + n_{\text{val}} = n \quad (\text{C.11})$$

dostaneme po dosazení (C.9) a (C.10) do (C.11) a úpravách

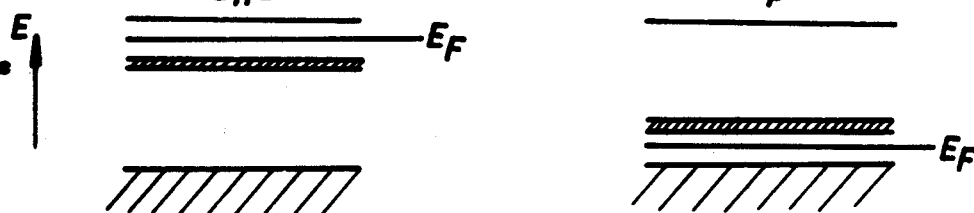
$$E_F = \frac{1}{2} (E_C + E_V) \quad (\text{C.12})$$

Fermiho hladina se nalézá ve vlastním polovodiči uprostřed pásu zakázaných energií.

Podobně bychom mohli ukázat, že Fermiho hladina u polovodičů typu n leží přibližně uprostřed mezi hladinou donorů a dnem vodivostního pásu (obr. C.6) U příměsového polovodiče typu p leží Fermiho hladina přibližně uprostřed mezi hladinou akceptorů a valenčním pásem. Tyto jednoduché úvahy platí pro nízké teploty a poměrně malé koncentrace donorů, resp. akceptorů.

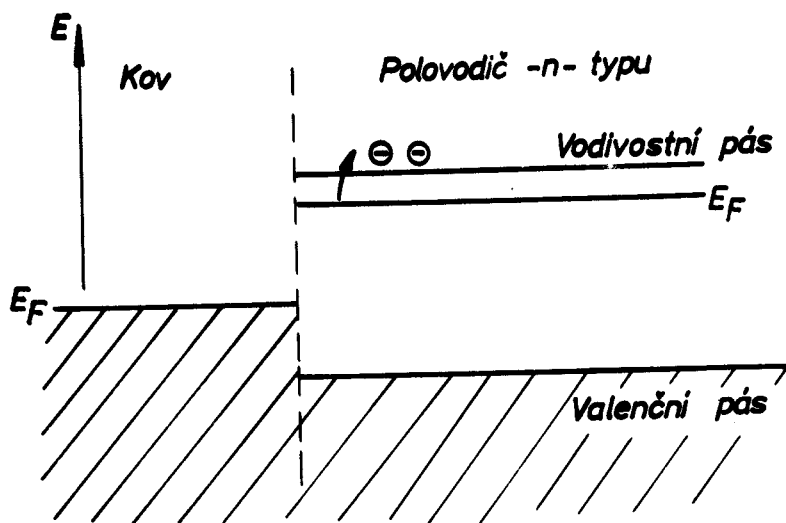
Obr. C.6

Fermiho energie v polovodiči typu n a p



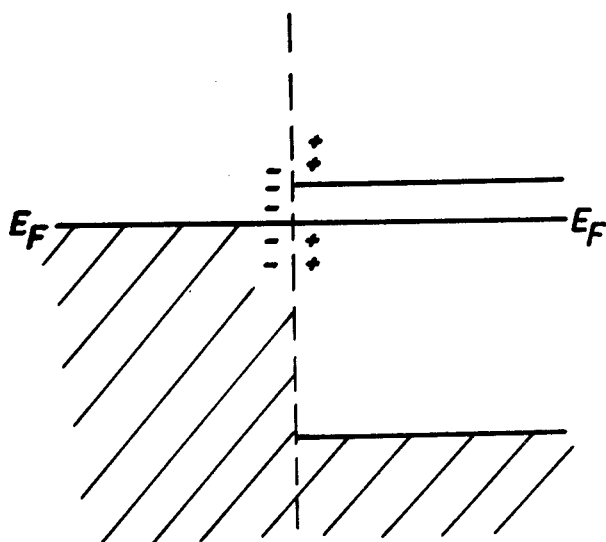
Usměrnění elektrického proudu na rozhraní kov-polovodič

Jako příklad uvedeného typu usměrňovače vezmeme idealizovaný model, který popíšeme pomocí obr. C.8



Obr. C.8 Poloha Fermiho hladin na rozhraní kov-polovodič typu n

Elektrony ve vodivostním pásu polovodiče typu n mají větší energii než v kovu, a proto budou pronikat do kovu. Díry se budou pohybovat opačným směrem. Na rozhraní se vytvoří potenciálový rozdíl a Fermiho hladiny se vyrovnají (obr. C.9)

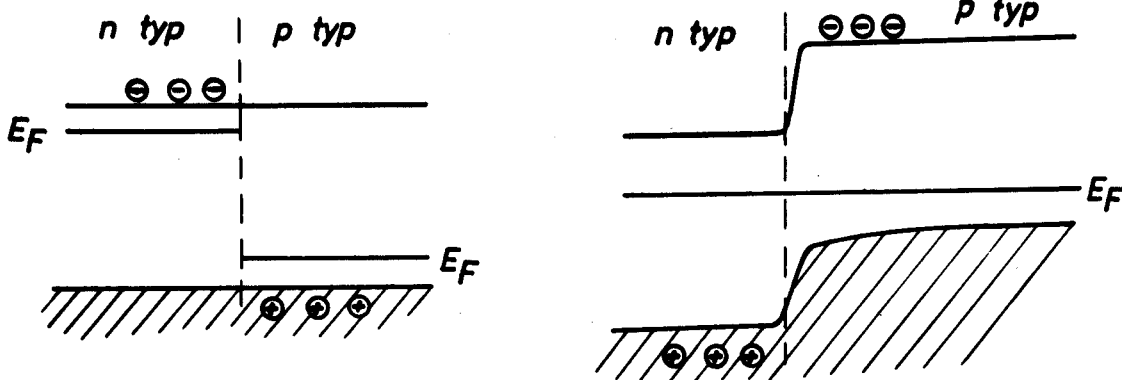


Připojíme-li na n typ minus pól z baterie a na kov +pól, zvýšíme znovu energii elektronů v n typu a elektronový proud bude procházet. Jedná se o zapojení v propustném směru. Při opačné polaritě se sice zvýší energie el. v kovu, ale potenciálový val na rozhraní způsobuje, že tento proud je mnohem slabší - závěrný směr. U spojení kov-polovodič jsou polarity v propustném i závěrném směru opačné než u n typu.

Obr. C.9 Vznik hradlového potenciálu na rozhraní kov-polovodič typu n

Usměrňující účinky p-n přechodu

Při realizaci spojení polovodičů typu p a n dojde opět k vyrovnání Fermiho hladin a vzniku potenciálové bariéry v oblasti p-n přechodu



Obr. C.9 Princip usměrnění el. proudu na p-n přechodu

Přiložením záporného napětí na n typ se zvýší energie el. v n typu a energie děr v p typu. - propustný směr. Při opačné polaritě se zvýší energie el. v p typu a energie děr v n typu. Těchto minoritních nositelů je však málo, a proto p-n přechodem protéká jen slabý proud v závěrném směru.

Tranzistorový jev

V r. 1948 ukázali Bardeen a Brattain, že vytvořením dvojitého přechodu n-p-n (resp. p-n-p) lze velmi jednoduše zesilovat signály podobně jako s vakuovou triodou.

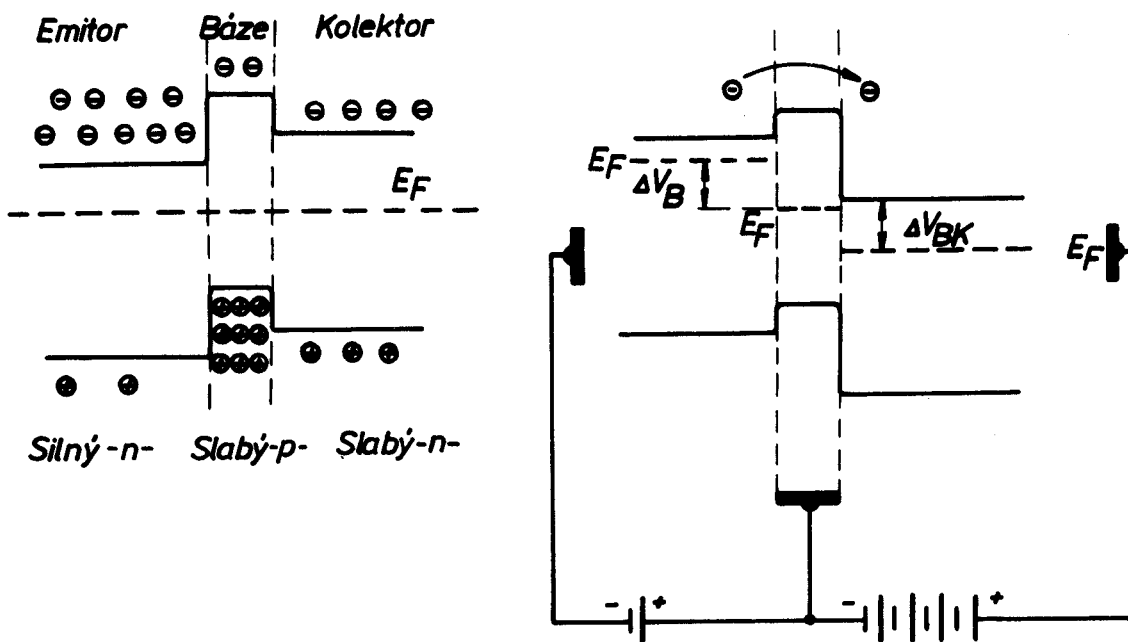
Tranzistor s přechody n-p-n se skládá z jedné oblasti silného n-typu (emitor), tenké oblasti slabého p typu (báze) a oblasti slabého n typu (kolektor). Oblast báze musí být velmi tenká $\approx 10^{-3}$ cm.

Tranzistor má nejčastěji funkci výkonového zesilovače, kdy je emitor vzhledem k bázi zapojen v propustném směru a kolektor vzhledem k bázi ve směru nepropustném. Elektrický odpor přechodu emitor-báze je velmi malý (řádově desítky Ω). Impedance kolektoru je naopak velmi vysoká ($10^5 - 10^6 \Omega$). Schematicky je funkce tranzistoru znázorněna na obr. C.10.

Poněvadž oblast báze je velmi tenká, může většina elektronů vyslaných emitorem projít bázi až na kolektor a podstatně zesílit kolektorový proud.

Impedance kolektor-báze (R_{KB}) je mnohem větší než impedance emitor-báze (R_{EB}).

Jestliže je emitorový proud modulován v rozsahu ΔI_E , potom výkon přiváděný na tranzistor bude $\Delta I_E^2 R_{EB}$. Změny emitorového proudu vyvolají změny kolektorového proudu v rozsahu ΔI_K a výstupní výkon bude $\Delta I_K^2 R_{KB}$. Předpokládáme-li, že $I_E \approx I_C$, bude výstupní výkon podstatně větší než výkon vstupní. Výkon bude přibližně zesílen R_{KB}/R_{EB} krát.



Obr. C.10 Vzájemná poloha valenčných a vodivostných pásov u tranzistoru typu npn. Princíp činnosti tohoto typu tranzistoru.

LITERATURA

- 1 Savelev I.V.: Kurs obščej fiziki tom 3 Moskva, Nauka 1982.
- 2 Belser A.: Osnovnyje predstavlenija sovremennoj fiziki (ruský překlad) Moskva, Atomizdat 1973.
- 3 Abramov A.I.: Osnovy jadernoj fiziki, Moskva Energoatomizdat, 1983.
- 4 Prochorov A.M.: Fizičeskij enciklopedičeskij slovar, Sovětskaja enciklopedija 1983.
- 5 Orear J.: Základy fyziky, Alfa, VIEL, Bratislava 1977.
- 6 Korzunskij M.I.: Optika, istrojenje atoma, atomnoje jadro, GIFML, Moskva 1962.
- 7 Mayer-Kuskuk T.: Fyzika atomového jádra, SNTL, Praha 1979.
- 8 Horák Z.: Úvod do molekulové a atomové fyziky, SNTL, Praha 1957.
- 9 Klimov A.N.: Jadernaja fizika i jadernyje reaktory, Energoatomizdat, Moskva 1985.
- 10 Geraščenko O.A., Gordov A.N., Laok V.I., Stadnyk B.I., Jaryšev N.A.: Temperaturnyje izmerenija, Naukova dumka, Kiev 1984.
- 11 Špolskij E.V.: Atomová fyzika I. a II. SNTL Praha 1956.
- 12 Drška L., Klimeš B., Slavík J.B.: Základy atomové fyziky nakl. ČSAV
- 13 Vanoviš J.: Atómová fyzika, Alfa a SNTL Bratislava 1980.



