ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ռ. ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐ

Հաստատված է հրատարակության
ՀՀ կրթության և գիտության նախարարության կողմից
որպես ուսումնական ձեռնարկ բուհերի բնագիտական
ուղղություններով մասնագիտացող ուսանողների համար

ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ
2014

ՀՏԴ 539.17
ԳՄԴ 22.383.5
Բ 200

Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի
խորհուրդը

Գրախոսներ՝ Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկ., պրոֆ. Ա. Ժ. Խաչատրյան
Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկ. Տ. Յ. Մալաքյան
Ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկ., դոցենտ Գ. Բ. Ալավերդյան
Ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկ., դոցենտ Դ. Բ. Հայրապետյան
Ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկ., դոցենտ Է.Լ. Կարապետյան

Բալաբեկյան Ա. Ռ.
Բ 200 Միջուկային ռեակցիաներ / Ա. Ռ. Բալաբեկյան; -Եր.: ԵՊՀ հրատ., 2014.-... էջ:

«Միջուկային ռեակցիաներ» ուսումնական ձեռնարկը նվիրված է միջուկային վերափոխման պրոցեսների օրինաչափությունների և դրանց տեսական մոդելների նկարագրմանը: Այն ընդգրկում է նաև աստղերում տեղի ունեցող միջուկային պրոցեսների նկարագրություն:

Օգտակար կլինի ինչպես համապատասխան ուղղությամբ մասնագիտացող ուսանողների համար, այնպես էլ նրանց համար, ովքեր ցանկանում են խորացնել միջուկային ռեակցիաների վերաբերյալ իրենց գիտելիքները:

ՀՏԴ 539.17
ԳՄԴ 22.383.5

ISBN 978-5-8084-1855-4

© ԵՊՀ հրատարակչություն, 2014
© Բալաբեկյան Ա. Ռ., 2014

Բովանդակություն

ԳԼՈՒԽ ԱՌԱՋԻՆ
§1 Միջուկային ռեակցիաների դասակարգումը 4
§2 Միջուկային ռեակցիաների կտրվածքները 8
§3 Միջուկային ռեակցիաներում գործող պահպանման օրենքները ... 13
§4 Ցրման իմպուլսային դիագրաման 21
Խնդիրներ 28

ԳԼՈՒԽ ԵՐԿՐՈՐԴ
§1 Միջուկային ռեակցիաների մոդելներ 30
§2 Օպտիկական մոդելը 31
§3 Օպտիկական թեորեմը 41
§4 Դիֆուզ սահմաններով միջուկ 48
§5 Միջուկային ռեակցիաների հեղեղային մոդելը 51
§6 Հեղեղային պրոցեսի հաշվարկի մեթոդը
(Մոնտե-Կառլո հաշվարկները) 54
§7 Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկներում օգտագործվող միջուկի
պարամետրերը 59
§8 Մոնտե-Կառլոյի մեթոդով հեղեղի հաշվարկի որոշ արդյունքներ .. 63
§9 Միջուկի վիճակագրական մոդելը 69
§10 Միջուկից մասնիկների գոլորշիացման համար Վայցկոպֆի
բանաձևը 72
§11 Միջուկի մակարդակների խտության պարամետրը 77
§12 Գոլորշիացող մասնիկների էներգետիկ և անկյունային
բաշխումները 81

ԳԼՈՒԽ ԵՐՐՈՐԴ
§1 Միջուկային ռեակցիաներն աստղերում 84
§2 Աստղերում տեղի ունեցող ջերմամիջուկային
ռեակցիաների ցիկլերը 92
§3 Աստղերի էվոլյուցիան 95
§4 Սպիտակ թզուկներ 99
§5 Նեյտրոնային աստղերի առաջացումը 102
§6 Միջուկային աստղաֆիզիկա 105
§7 Աստղային նուկլեոսինթեզ 109

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ 111

ԳԼՈՒԽ ԱՌԱՋԻՆ

§1 Միջուկային ռեակցիաների դասակարգումը

Երբ երկու տարրական մասնիկներ, կամ մասնիկ և ատոմի միջուկ, կամ երկու միջուկներ մոտենում են միմյանց միջուկային հեռավորությունների վրա (10^{-13}սմ), նրանց միջև տեղի է ունենում էներգիայի և իմպուլսի փոխանակում և դա բերում է նրանց ներքին վիճակների փոփոխության, ինչպես նաև նոր մասնիկների առաջացման: Այդ պրոցեսները կոչվում են միջուկային ռեակցիաներ: Միջուկային ռեակցիաները գրվում են հետևյալ տեսքով.

$$a_1+a_2\rightarrow b_1+b_2+b_3+\ldots$$

Միջուկային ռեակցիաները սովորաբար կարող են ընթանալ տարբեր ճանապարհներով՝

$$A+a\rightarrow a+A$$
$$\rightarrow a+A^*$$
$$\rightarrow b+B$$
$$\rightarrow c+C$$
$$\rightarrow d+D$$

Ռեակցիայի ձախ մասը կոչվում է մուտքային կանալ, իսկ աջ մասը՝ ռեակցիայի ելքային կանալ: Եթե ռեակցիան երկմասնիկային է, ապա այն կարելի է գրել նաև հետևյալ տեսքով. A(a,b)B:

Ստորև բերված են ռեակցիաների մի քանի օրինակներ.

$$p+{}^{14}N \rightarrow p+{}^{14}N \quad (1)$$
$$p+{}^{14}N \rightarrow p+{}^{14}N^{*} \quad (2)$$
$$p+{}^{14}N \rightarrow {}^{15}O+\gamma \quad (3)$$
$$p+{}^{14}N \rightarrow {}^{14}O+n \quad (4)$$
$$p+{}^{14}N \rightarrow {}^{13}N+p+n \quad (5)$$
$$p+{}^{14}N \rightarrow 8p+7n \quad (6)$$

(1) ռեակցիան առաձգական ցրումն է, երբ փոխազդեցությունից հետո մասնիկների տիպը և նրանց քվանտային վիճակները չեն փոխվում:

(2) ռեակցիան ոչ առձգական ցրումն է, երբ ռեակցիայից հետո միջուկն առաջանում է գրգռված վիճակում:

(3)– (6) ռեակցիաների ընթացքում առաջանում են մասնիկներ, որոնք չկային մուտքային կանալում:

(3) ռեակցիան կոչվում է ռադիացիոն գրավման ռեակցիա:

(5) ռեակցիայի ժամանակ առաջանում են 3 մասնիկ:

(6) ռեակցիայի ընթացքում տեղի է ունենում միջուկի լրիվ տրոհում:

Ռեակցիաները տարատեսակվում են նաև ըստ մուտքային կանալի մասնիկների: Ռեակցիաները կարող են ընթանալ լիցքավորված մասնիկների ազդեցության տակ՝

$$p+{}^{16}O \rightarrow {}^{16}O^{*}+p$$
$$\alpha+{}^{14}N \rightarrow {}^{18}F+\gamma$$

γ-քվանտների և էլեկտրոնների ազդեցության տակ ընթացող ռեակցիաները կոչվում են ֆոտոմիջուկային, կամ էլեկտրամիջուկային ռեակցիաներ:

$$\gamma+{}^{14}N \rightarrow {}^{13}N+n$$
$$e^{-}+{}^{14}N \rightarrow {}^{13}C+p+e^{-}$$

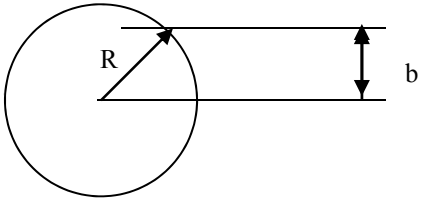
Որպես ռմբակոծող մասնիկներ կարող են հանդես գալ նաև արագացված իոնները.

$${}^{16}O+{}^{14}N \rightarrow {}^{13}C+{}^{17}F$$

Այսպիսի ռեակցիաներ օգտագործում են գերծանր միջուկների հայտնաբերման փորձերում:

Երբ որպես ռմբակոծող մասնիկ հանդես են գալիս լիցքավորված մասնիկները, նրանք պետք է հաղթահարեն առաջացած կուլոնյան պոտենցիալային արգելքը: Z_1e և Z_2e լիցքերով երկու մասնիկների միջև գործող կուլոնյան վանողական պոտենցիալը հավասար է՝ $B_K = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$, որտեղ $R = R_1 + R_2 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ֆմ (A_1, A_2 մասնիկների զանգվածային թվերն են): Ռմբակոծող լիցքավորված մասնիկի կինետիկ էներգիան պետք է մեծ լինի B_K-ից, որպեսզի ռեակցիան տեղի ունենա:

Երբ $\vec{P}$ իմպուլսով a մասնիկը փոխազդում է A միջուկի հետ b նշանացուցային հեռավորության վրա, նրա շարժման քանակի մոմենտի բացարձակ արժեքը դասական մեխանիկայում որոշվում է $|\vec{P}|b$, իսկ քվանտային մեխանիկայում՝ $\hbar\sqrt{l(l+1)}$ բանաձևերով, որտեղ l-ը a մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է:



Հաշվի առնելով վերը նշվածը կարելի է գրել. $\left|\vec{P}\right| b = \hbar\sqrt{l(l+1)}$:

Կարելի է արտահայտել մասնիկի իմպուլսը ($\vec{P}$) նրա կինետիկ էներգիայի (T) միջոցով հետևյալ կերպ՝ $\left|\vec{P}\right| = \sqrt{2\mu T}$, որտեղ

$\mu = \dfrac{m_a m_A}{m_a + m_A}$ -ն (a+A) համակարգի բերված զանգվածն է: Այստեղից ստացվում է՝

$$\sqrt{2\mu T}b = \hbar\sqrt{l(l+1)}$$

$$T = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu b^2}$$

Ելնելով այն փաստից, որ մասնիկի միջուկի մեջ մտնելու և միջուկային փոխազդեցություն կատարելու պայմանը հետևյալն է $b \le R$, կարելի է որոշել կենտրոնախույս արգելքի բարձրությունը որպես՝

$$B_C = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}$$

($\hbar$ -ը Պլանկի բերված հաստատունն է $\hbar$ =1,054·10^{-27}էրգ·վրկ):

Մասնիկի կինետիկ էներգիան պետք է մեծ լինի կենտրոնախույս արգելքի բարձրությունից: Քվանտային մասնիկը կարող է թափանցել միջուկ հաղթահարելով կենտրոնախույս արգելքը նաև եթե $T<B_C$, սակայն այդ դեպքում թափանցելիության էֆեկտիվությունը շատ փոքր կլինի:

Այսպիսով T կինետիկ էներգիա ունեցող մասնիկներից փոխազդեցությանն էֆեկտիվ մասնակցում են այն մասնիկները, որոնց ուղեծրային մոմենտի համար տեղի է ունենում հետևյալ պայմանը՝

$$l(l+1) < \frac{2\mu R^2 T}{\hbar^2}:$$

§2 Միջուկային ռեակցիաների կտրվածքները

Միջուկային ռեակցիաների կտրվածքը մի մեծություն է, որը բնութագրում է երկու փոխազդող մասնիկների համակարգի անցումը որոշակի վերջնական վիճակի:

Միջուկային փոխազդեցությունների հավանականությունը որոշվում է միջուկի այն էֆեկտիվ կտրվածքով (σ), որը գտնվում է փնջի ճանապարհին: Եթե թիրախի միավոր մակերեսի վրա ընկնող մասնիկների թիվը նշանակենք N_0, իսկ այդ մակերեսին բաժին ընկնող միջուկների թիվը n, ապա փոխազդեցությունների թիվը կլինի՝ $N=N_0\sigma n$, որտեղ σ-ն փոխազդեցության կտրվածքն է: Միջուկների թիվը միավոր մակերեսի վրա կորոշվի հետևյալ կերպ՝

$$\rho = m/V, \quad V = S\cdot d,$$

$$\rho = m/(S\cdot d) = (n\cdot M)/(S\cdot d\cdot N_A)$$

$$n = (N_A\cdot\rho\cdot d)/M,$$

որտեղ ρ-ն թիրախի նյութի խտությունն է, d-ն թիրախի հաստությունն է, N_A-ն Ավոգադրոյի թիվն է, M-ը թիրախի նյութի մոլյար զանգվածն է: Տվյալ էլեմենտի մոլյար զանգվածի թվային արժեքը արտահայտված գր/մոլ միավորով հավասար է նրա զանգվածային թվին արտահայտված զանգվածի ատոմական միավորներով:

Եթե միջուկային ռեակցիան որոշակի էներգիայի դեպքում ունի մի քանի ելքային կանալներ, ապա ռեակցիայի լրիվ կտրվածքը հավասարվում է՝

$$\sigma=\sum\sigma_b,$$

որտեղ σ_b-ն ռեակցիայի որոշակի ելքային կանալի պարցիալ կտրվածքն է: Ռեակցիայի կտրվածքի միավորը Բարն է: 1Բարն=10^{-24} սմ^2: Սովորաբար առանձնացվում է փոխազդեցության առաձգական և ոչ առաձգական մասը: Այդ դեպքում լրիվ կտրվածքն արտահայտվում է գումարի տեսքով՝ $\sigma_t = \sigma_e + \sigma_i$, որտեղ σ_e –ն առաձգական

փոխազդեցության լրիվ կտրվածքն է, իսկ σ_i-ն ոչ առաձգական փոխազդեցության լրիվ կտրվածքն է:

Կախված փորձում դրված խնդիրներից և պայմաններից օգտագործվում են ինտեգրալ, դիֆերենցիալ, կրկնակի դիֆերենցիալ և այլ կտրվածքներ:

Եթե ունենք a+A→b+B ռեակցիան, ապա ինտեգրալ կտրվածքը որոշվում է որպես $\sigma_{ab}=dN_b/(nN_0)$, որտեղ n-ը թիրախի միավոր մակերեսի վրա միջուկների թիվն է, N_0-ն թիրախի վրա ընկնող a մասնիկների թիվն է, dN_b-ն ռեակցիայի արդյունքում ստացված b մասնիկների թիվն է:

a+A →b+B ռեակցիայի դիֆերենցիալ կտրվածքը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b}=\frac{1}{nN_0}\frac{dN_b}{d\varepsilon_b},$$

որտեղ $\frac{dN_b}{d\varepsilon_b}$ ռեակցիայի արդյունքում ստացված b մասնիկների թիվն է, որոնց էներգիայի արժեքը գտնվում է ε_b-ից $\varepsilon_b+d\varepsilon_b$ ընկած տիրույթում:

Նմանապես կարելի է սահմանել նաև $\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega}=\frac{1}{nN_0}\frac{dN_b}{d\Omega}$ դիֆերենցիալ կտրվածքը, որտեղ $\frac{dN_b}{d\Omega}$-ն ռեակցիայի արդյունքում ստացված b մասնիկների թիվն է, որոնք դուրս են թռել θ բևեռային և φ ազիմուտալ անկյուններով որոշվող ուղղությամբ $d\Omega$ մարմնային անկյան տակ:

a+A→b+B ռեակցիայի կրկնակի դիֆերենցիալ կտրվածքն սահմանվում է որպես $\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b}=\frac{1}{nN_0}\frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b}$, որտեղ $\frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b}$-ն

ռեակցիայի հետևանքով ստացված b մասնիկների թիվն է, որոնք դուրս են թռել θ բևեռային և φ ազիմուտալ անկյուններով որոշվող ուղղությամբ $d\Omega$ մարմնային անկյան տակ և նրանց էներգիայի արժեքը գտնվում է ε_b-ից $\varepsilon_b + d\varepsilon_b$ ընկած տիրույթում: Ինտեգրալ և դիֆերենցիալ կտրվածքները միմյանց հետ կապված են հետևյալ առնչություններով՝

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\varepsilon_b$$

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega$$

$$\sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega d\varepsilon_b$$

Երկրաչափական կտրվածք

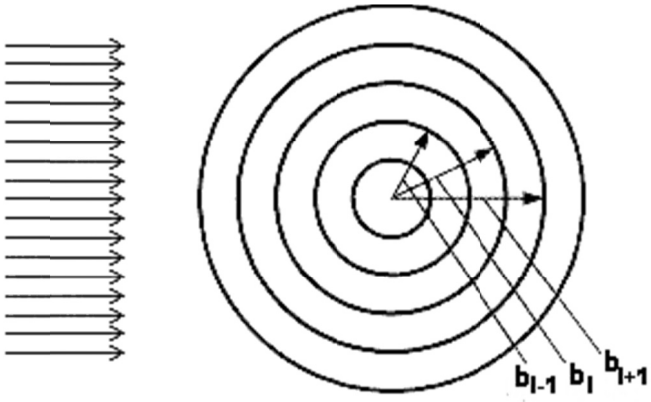
Ռեակցիայի լրիվ կտրվածքի վերին սահմանը գնահատելու համար մտցվում է ռեակցիայի երկրաչափական կտրվածքի գաղափարը: Դասական մեխանիկայում b նշանացուցային հեռավորությամբ և $\vec{P}$ իմպուլսով մասնիկի իմպուլսի մոմենտի արժեքը կորոշվի որպես $\left|\vec{P}\right| \cdot b$: Քվանտային մեխանիկայում այդ իմպուլսի մոմենտի արժեքը կորոշվի որպես $\hbar\sqrt{l(l+1)}$, որտեղ l-ը մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է: Այստեղից կստացվի՝

$$|\vec{P}| \cdot b = \hbar\sqrt{l(l+1)}$$

$$b = \frac{\hbar}{\left|\vec{P}\right|}\sqrt{l(l+1)}$$

և քանի որ $\frac{\hbar}{|\vec{P}|} = \lambda$, ապա $b = \lambda\sqrt{l(l+1)}$:

Եթե որևէ միջուկի վրա ընկնում է մասնիկների հոսք, ապա երկրաչափական կտրվածքը կարելի է ներկայացնել շրջանի օղակների պարցիալ կտրվածքների՝ S_l գումարի տեսքով։



$$S_l = \frac{1}{2}\pi(b_{l+1}^2 - b_{l-1}^2) = \frac{\pi\lambda^2}{2}((l+1)(l+2) - l(l-1)) =$$

$$= \frac{\pi\lambda^2}{2}(4l+2) = \pi\lambda^2(2l+1)$$

$$S_l = \pi\lambda^2(2l+1):$$

Քանի որ միջուկային ուժերն ունեն կարճ գործողության շառավիղ, ապա գումարի սահմանը $l_{\max}$ որոշվում է հետևյալ պայմանից՝ $b_l \le R$, որտեղ R -ը միջուկի շառավիղն է։

$b = \lambda\sqrt{l(l+1)}$ հավասարումից հետևում է՝ $l_{\max} \approx R/\lambda$:

Երկրաչափական կտրվածքը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$S = \sum_{l=0}^{R/\lambda} S_l = \sum_{l=0}^{R/\lambda}(2l+1)\pi\lambda^2 = \pi(R+\lambda)^2$$

$$S = \pi(R+\lambda)^2 :$$

Ստացումը՝

$$\sum_{l=0}^{\frac{R}{\lambda}}(2l+1)\pi\lambda^2=\pi\lambda^2\sum_{l=0}^{\frac{R}{\lambda}}(2l+1)=2\pi\lambda^2\frac{\frac{R}{\lambda}(\frac{R}{\lambda}+1)}{2}+\pi\lambda^2(\frac{R}{\lambda}+1)=$$

$$=2\pi\lambda R+\pi\lambda^2+\pi R^2=\pi(R+\lambda)^2$$

Դետալային հավասարակշռության սկզբունքը

Դիցուք տեղի են ունենում a+A→b+B և b+B→a+A հակադարձ ռեակցիաները: Այս պրոցեսների ինտեգրալ կտրվածքները միմյանց հետ կապված են դետալային հավասարակշռության սկզբունքով:

Համակարգի 1 վիճակից 2 վիճակին անցնելու հավանականությունը կլինի w_{12}, իսկ 2 վիճակից 1 վիճակին անցնելու հավանականությունը՝ w_{21}: Քանի որ համակարգի վիճակի հավասարումը ինվարիանտ է ժամանակի փոփոխության նկատմամբ՝ (t→ -t), ապա $w_{12}=w_{21}$: Եթե գոյություն ունեն g_2 վիճակներ, որոնք էներգետիկորեն մոտ են 2 վիճակին, ապա 1 վիճակից այդ վիճակներից որևէ մեկին անցնելու P_{12} հավանականությունը կորոշվի հետևյալ առընչությամբ՝ $P_{12}=g_2w_{12}$ և համապատասխանաբար՝ $P_{21}=g_1w_{21}$: Այստեղից հետևում է, որ $P_{12}g_1=P_{21}g_2$: Այս հավասարումը կոչվում է դետալային հավասարակշռության սկզբունք:

Հավասարման մեջ մտնող անդամները գնահատելու համար ենթադրենք, որ a+A→b+B համակարգը գտնվում է V ծավալում: Այդ դեպքում 1 վիճակների թիվը կորոշվի՝ $g_1=(2j_a+1)(2j_A+1)\cdot 4\pi Vp_a^2dp_a/(2\pi\hbar)^3$, որտեղ j_a-ն a մասնիկի սպինն է, j_A- A միջուկի սպինն է, P_a-ն a-մասնիկի հարաբերական իմպուլսն է: $4\pi Vp^2_adp_a/(2\pi\hbar)^3$ անդամը որոշում է համակարգի այն վիճակների թիվը, որոնց իմպուլսը գտնվում է P_a-ից P_a+dP_a տիրույթում:

Անցման P_{12} հավանականությունը կլինի՝ $P_{12} = \sigma_{ab} v_a / V$, որտեղ v_a -ն a մասնիկի հարաբերական արագությունն է, $\sigma_{ab} v_a / V$ -ն դա σ_{ab} կտրվածքով և v_a երկարությամբ գլանի ծավալի հարաբերությունն է ամբողջ ծավալին (այսինքն միավոր ժամանակում a մասնիկի գրաված ծավալի հարաբերությունն է ամբողջ ծավալին):

Նմանապես կարելի է գրել նաև b+B→a+A համակարգի համար.

$$g_2 = (2j_b + 1)(2j_B + 1) \cdot 4\pi V p_b^2 dp_b / (2\pi\hbar)^3$$

$$P_{21} = \sigma_{ba} v_b / V:$$

Հաշվի առնելով, որ $v_a dp_a = dT_a$ և

$$v_b dp_b = dT_b = d(T_a + Q) \approx dT_a$$

ստացվում է՝

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{P_b^2 (2j_b + 1)(2j_B + 1)}{P_a^2 (2j_a + 1)(2j_A + 1)}:$$

§3 Միջուկային ռեակցիաներում գործող պահպանման օրենքները

Միջուկային ռեակցիաների ժամանակ տեղի են ունենում մի շարք պահպանման օրենքներ.

1. Էլեկտրական լիցքի պահպանման օրենքը.
2. Նուկլոնների թվի (բարիոնային լիցքի) պահպանման օրենքը.
3. Էներգիայի պահպանման օրենքը.
4. Իմպուլսի պահպանման օրենքը.
5. Շարժման քանակի պահպանման օրենքը.

Այս հինգ պահպանման օրենքները գործում են միջուկային, էլեկտրամագնիսական, թույլ և գրավիտացիոն փոխազդեցությունների ժամանակ:

Ուժեղ և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների ժամանակ գործում է՝

6. Տարածական զույգության պահպանման օրենքը.

Ուժեղ փոխազդեցությունների ժամանակ գործում է՝

7. Իզոտոպ սպինի և նրա պրոեկցիայի պահպանման օրենքը:

Երկմասնիկային ռեակցիայի՝ a+A→b+B դեպքում պահպանման օրենքերը թույլ են տալիս չքննարկելով տվյալ ռեակցիայի մեխանիզմը որոշել ռեակցիան թույլատրելի է թե ոչ: Պահպանման օրենքները ռեակցիայի ընթացքին որոշակի սահմանափակումներ են դնում:

Էլեկտրական լիցքի և նուկլոնների թվի պահպանման օրենքները

Էլեկտրական լիցքի և նուկլոնների պահպանման օրենքներից բխում է, որ ռեակցիայի մեջ մտնող մասնիկների էլեկտրական գումարային լիցքը և նուկլոնների թիվը ռեակցիայի ընթացքում պահպանվում են.

$$\sum Z_i=\sum Z_f$$

$$\sum A_i=\sum A_f,$$

որտեղ $\sum A_i = A_a + A_A$, $\sum A_f = A_b + A_B$, $\sum Z_i = Z_a + Z_A$, $\sum Z_f = Z_b + Z_B$:

Օգտվելով այս օրենքներից կարելի է որոշել ռեակցիայի ընթացքում առաջացած անհայտ արդյունք մասնիկը: Օրինակ՝

$$p+{}^7Li\rightarrow{}^4He+X$$

ռեակցիայում առաջացած X անհայտ միջուկը գտնելու համար պետք է գրել էլեկտրական լիցքի և նուկլոնների պահպանման օրենքները.

$$Z_i = Z_p + Z_{Li} = 1 + 3 = 4 = Z_f = Z_{He} + Z_X = 2 + Z_X$$

$$Z_X = 2$$

$$A_i = A_p + A_{Li} = 1 + 7 = 8 = A_f = A_{He} + A_X = 4 + A_X$$

$$A_X = 4$$

Այստեղից հետևում է, որ անհայտ միջուկը He_2^4 միջուկն է:

Էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները

Երկմասնիկային ռեակցիաներում՝ $a + A \to b + B$ էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներն արտահայտվում են հետևյալ առնչությամբ՝

$$\sum \mathbf{P}_i = \sum \mathbf{P}_f$$

$$\sum E_i = \sum E_f$$

կամ՝

$$\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_A = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_B$$

$$E_a + E_A = E_b + E_B,$$

այստեղ E_a, E_A, E_b, E_B ազատ մասնիկների լրիվ էներգիաներն են, որոնք որոշվում են հետևյալ բանաձևերով՝

$$E_a{}^2 = P_a{}^2c^2 + m_a{}^2c^4$$

$$E_A{}^2 = P_A{}^2c^2 + m_A{}^2c^4$$

$$E_b{}^2 = P_b{}^2c^2 + m_b{}^2c^4$$

$$E_B{}^2 = P_B{}^2c^2 + m_B{}^2c^4 :$$

Ազատ մասնիկի կինետիկ էներգիան որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$T = E - mc^2 :$$

Կարելի է լրիվ էներգիան արտահայտել կինետիկ էներգիայով՝

$$T_a + m_a c^2 + T_A + m_A c^2 = T_b + m_b c^2 + T_B + m_B c^2$$

$$T_a + T_A - T_b - T_B = |Q|,$$

որտեղ՝ $Q = m_a c^2 + m_A c^2 - m_b c^2 - m_B c^2$ կոչվում է ռեակցիայի էներգիա: Այն հավասար է մասնիկների հանգստի էներգիաների տարբերությանը ռեակցիայի մուտքային և ելքային կանալներում:

Ռեակցիան, որի ժամանակ $Q > 0$ կոչվում է էկզոթերմիկ ռեակցիա: Ռեակցիան որի ժամանակ $Q < 0$ կոչվում է էնդոթերմիկ ռեակցիա: Առաձգական ցրման ռեակցիաների ժամանակ $Q = 0$: Էնդոթերմիկ ռեակցիայի ժամանակ ռմբակոծող մասնիկի էներգիան պետք է մեծ լինի ռեակցիայի շեմային էներգիայից:

Շեմային էներգիա:

Հարվածող մասնիկի այն նվազագույն կինետիկ էներգիան, որի դեպքում տվյալ ռեակցիան տեղի է ունենում կոչվում է շեմային էներգիա: Երկմասնիկային $a + A \to b + B$ ռեակցիայի ելքային կանալի մասնիկների լրիվ էներգիաները կլինեն՝

$$E_b{}^2 = P_b{}^2 c^2 + m_b^2 c^4$$

$$E_B{}^2 = P_B{}^2 c^2 + m_B{}^2 c^4 :$$

Գրված առնչությունները ճիշտ են կամայական իներցիալ հաշվարկման համակարգի համար: Հաշվարկման լաբորատոր համակարգում, երբ A միջուկը կանգնած է, իսկ հարվածող մասնիկը a -ն է, կստացվի՝

$$E_a + m_A c^2 = E_b + E_B = \varepsilon$$

$$\mathbf{P}_a = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_B = \mathbf{P} :$$

Իներցիայի կենտրոնի համակարգում ստացվում է՝

$$\widetilde{E}_a + \widetilde{E}_A = \widetilde{E}_b + \widetilde{E}_B = \tilde{\varepsilon}$$

$$\widetilde{\mathbf{P}}_a + \widetilde{\mathbf{P}}_A = \widetilde{\mathbf{P}}_b + \widetilde{\mathbf{P}}_B = \widetilde{\mathbf{P}}:$$

Մասնիկի լրիվ E էներգիան որոշվում է $E = T + mc^2$ առնչությամբ:

Հաշվարկի լաբորատոր համակարգում հարվածող մասնիկի կինետիկ էներգիան՝ T հավասար է շեմային էներգիայի այն դեպքում, երբ իներցիայի կենտրոնի համակարգում ռեակցիայի արդյունքների կինետիկ էներգիաները հավասարվում են զերոի՝ $\widetilde{T} = 0$:

$$\widetilde{E}_b = m_b c^2 \quad \widetilde{E}_B = m_B c^2 \quad \widetilde{\mathbf{P}}_b = \widetilde{\mathbf{P}}_B = 0$$

$$\tilde{\varepsilon} = (m_b + m_B)c^2 \quad \widetilde{\mathbf{P}} = 0$$

$\varepsilon^2 - P^2c^2$ ռելյատիվիստիկ ինվարիանտը իներցիայի կենտրոնի համակարգում ունի հետևյալ արժեքը՝

$$(\tilde{\varepsilon})^2 - c^2(\widetilde{\mathbf{P}})^2 = (m_b + m_B)^2 c^4$$

Լաբորատոր համակարգում, քանի որ $E_a = T_{\text{շեմ}} + m_a c^2$, որտեղ $T_{\text{շեմ}}$ ռեակցիայի շեմային էներգիան է, ապա կարելի է գրել՝

$$\varepsilon^2 - c^2\mathbf{P}^2 = (m_a c^2 + m_A c^2 + T_{\text{շեմ}})^2 - c^2\mathbf{P}_a^2 :$$

Զևափոխելով գրված արտահայտությունը, և իմպուլսն արտահայտելով մասնիկի կինետիկ էներգիայով՝

$$c^2\mathbf{P}_a{}^2 = E_a{}^2 - m_a{}^2c^4 = (T_{\text{շեմ}} + m_a c^2)^2 - m_a{}^2c^4 = T_{\text{շեմ}}{}^2 + 2T_{\text{շեմ}}.m_a c^2$$

կստանանք՝

$$\varepsilon^2 - c^2\mathbf{P}^2 = (m_a + m_A)^2 c^4 + 2T_{\text{շեմ}}.(m_a c^2 + m_A c^2)$$

$$+T_{\text{շեմ}}^2 - T_{\text{շեմ}}^2 - 2T_{\text{շեմ}} m_a c^2 = (m_a + m_A)^2 c^4 + 2T_{\text{շեմ}} m_A c^2 :$$

Քանի որ

$$(\tilde{\varepsilon})^2 - (\widetilde{\mathbf{P}})^2 c^2 = \varepsilon^2 - \mathbf{P}^2 c^2 = inv,$$

ապա.

$$(m_b + m_B)^2 c^4 = (m_A + m_a)^2 c^4 + 2T_{\text{շեմ}} m_A c^2 :$$

Այստեղից ստացվում է՝

$$T_{\text{շեմ}} = \frac{(m_b + m_B)^2 c^4 - (m_A + m_a)^2 c^4}{2m_A c^2} =$$

$$= \frac{(m_b + m_B - m_a - m_A)(m_b + m_B + m_a + m_A)c^2}{2m_A} :$$

Քանի որ $Q = \left|(m_b + m_B - m_a - m_A)c^2\right|$, ապա

$$T_{\text{որ}} = |Q| \frac{(m_b + m_B + m_a + m_A)}{2m_A}$$ կամ

$$T_{\text{շեմ}} = |Q| \frac{(m_B + m_b + m_a + m_A + m_a - m_a + m_A - m_A)c^2}{2m_a c^2} =$$

$$= |Q| \left(\frac{2m_a c^2 + 2m_A c^2}{2m_A c^2} + \frac{|Q|}{2m_A c^2} \right)$$

$$T_{\text{շեմ}} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{|Q|}{2m_A c^2} \right) :$$

Այս տեսքով շեմային էներգիան ճիշտ է ռելյատիվիստական մոտարկման դեպքում: Ոչ ռելյատիվիստական մոտարկման դեպքում՝ $Q << 2m_A c^2$ ստացվում է՝

$$T_{\text{շեմ}} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} \right) :$$

Ստացված արտահայտությունը ճիշտ է ռեակցիայի ելքում առաջացած կամայական թվով մասնիկների համար:

Ստացված առնչությունից հետևում է, որ ռեակցիայի շեմային էներգիան չի համապատասխանում ռեակցիայի էներգիային: Դա բնական է, քանի որ, ըստ իմաստի ռեակցիայի էներգիան դա շեմա-

յին էներգիան է իներցիայի կենտրոնի համակարգում: Այդ պատճառով ռեակցիայի շեմային էներգիան լաբորատոր համակարգում միշտ մեծ է ռեակցիայի էներգիայից այն քանակով, որքան անհրաժեշտ է այդ համակարգում իներցիայի կենտրոնի շարժման համար:

Շարժման քանակի մոմենտի պահպանման օրենքը

Միջուկային ռեակցիաների $a + A \to b + B$ ժամանակ պահպանվում են շարժման քանակի լրիվ մոմենտները՝

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_f \qquad \mathbf{J}_i = \mathbf{J}_a + \mathbf{J}_A + \mathbf{L}_a \qquad \mathbf{J}_f = \mathbf{J}_B + \mathbf{J}_b + \mathbf{L}_b$$

$\mathbf{J}_a, \mathbf{J}_A, \mathbf{J}_b, \mathbf{J}_B$ -- համապատասխանաբար *a, A, b, B* մասնիկների (միջուկների) սպիններն են: $\mathbf{L}_a$ -ն *a* մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է A միջուկի նկատմամբ: $\mathbf{L}_b$ -ն *b* մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է B միջուկի նկատմամբ:

Ինչպես հայտնի է $\mathbf{J}$ քվանտամեխանիկական վեկտորի համար միարժամանակ կարելի է որոշել նրա մոդուլի քառակուսին՝ $|\mathbf{J}|^2 = j(j+1)$ և նրա j_Z պրոեկցիան կամայական Z առանցքի վրա: Ընդ որում j_Z ընդունում է արժեքներ $-j$ մինչև j :

Երկու քվանտային վեկտորների գումարը $\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$ կարող է ընդունել $|j_1 - j_2|, |j_1 - j_2 + 1|, |j_1 - j_2 + 2|, \ldots, j_1 + j_2 - 1, j_1 + j_2$ արժեքներ:

Տարածական զույգության պահպանման օրենքը

ՈՒժեղ և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության դեպքում տեղի է ունենում նաև տարածական զույգության պահպանում.

$$P_a . P_A . (-1)^{la} = P_b P_B (-1)^{lb} :$$

P_a, P_A, P_b, P_B-ն համապատասխանաբար *a, b, A* և *B* մասնիկների ներքին զույգություններն են:

l_a և l_b *a* և *b* մասնիկների հարաբերական շարժման ուղեծրային մոմենտներն են:

Տարածական զույգությունը թույլ փոխազդեցությունների ժամանակ չի պահպանվում:

Իզոտոպ սպինի պահպանման օրենքը

Եթե միջուկային ռեակցիան ընթանում է ուժեղ փոխազդեցության հետևանքով, ապա տեղի է ունենում մեկ պահպանման օրենք ևս՝ իզոսպինի պահպանման օրենքը.

$$\mathbf{T}_{\text{սկ.}} = \mathbf{T}_{\text{վ.}}:$$

Ֆոտոմիջուկային ռեակցիաների ժամանակ պահպանվում է միայն իզոսպինի երրորդ պրոեկցիան: Թույլ փոխազդեցության ժամանակ դա էլ չի պահպանվում.

$a + A \to b + B$ միջուկային ռեակցիայի համար կարելի է գրել՝

$$\mathbf{T}_a + \mathbf{T}_A = \mathbf{T}_b + \mathbf{T}_B :$$

T-ն կարող է ընդունել հետևյալ արժեքները՝

$$T_{\min} = \frac{|Z - N|}{2}, \text{ իսկ } T_{\max} = A/2$$

կախված միջուկի էներգիական վիճակներից.

$$T_z = \frac{(Z - N)}{2}:$$

§4 Ցրման իմպուլսային դիագրամը

Ֆիզիկական պրոցեսները նկարագրելու համար օգտվում են երկու կոորդինատային համակարգերից՝ լաբորատոր և իներցիայի կենտրոնի: Այդ երկու համակարգերի առկայությունը պայմանավորված է նրանով, որ ֆիզիկական փորձերի արդյունքները հարմար է ստանալ լաբորատոր համակարգում, իսկ տեսական հաշվարկները կատարել իներցիայի կենտրոնի համակարգում: Այս առումով կարևոր է իմանալ այն առնչությունները, որոնք մեկ համակարգի ֆիզիկական մեծությունները ներկայացնում են մյուս համակարգում: Դրա համար կարելի է օգտվել ցրման իմպուլսային դիագրամից:

Երկու մասնիկների փոխազդեցությունը հնարավոր է նկարագրել իմպուլսային դիագրամի միջոցով: Ենթադրենք որ M_1 զանգվածով և $\mathbf{v}$ արագությամբ շարժվող մասնիկն առաձգական բախվում է M_2 զանգվածով անշարժ մասնիկի հետ: Երկու մասնիկների համակարգի իներցիայի կենտրոնի շարժման արագությունը կլինի $\mathbf{v}_c=\frac{M_1}{M_1+M_2}\mathbf{v}$: M_2 մասնիկի արագությունը իներցիայի կենտրոնի համակարգում կլինի $\tilde{\mathbf{v}}_2=-\frac{M_1}{M_1+M_2}\mathbf{v}=-\mathbf{v}_c$, իսկ նրա իմպուլսը նշված համակարգում կլինի $\tilde{\mathbf{P}}_2=-\frac{M_2}{M_1+M_2}\mathbf{P}_1$: M_1 մասնիկի իմպուլսը մեծությամբ հավասար է այս իմպուլսին, սակայն ուղղված է հակառակ ուղղությամբ՝ $\tilde{\mathbf{P}}_1=-\tilde{\mathbf{P}}_2=\frac{M_2}{M_1+M_2}\mathbf{P}_1$:

Ենթադրենք AB հատվածը որևէ մաշտաբում ներկայացնում է M_1 մասնիկի իմպուլսը լաբորատոր համակարգում մինչ բախումը՝

$\left|\mathbf{P}_1\right|=AB$: O կետով կարելի է այս հատվածը բաժանել՝ ըստ զանգվածների հարաբերության՝ AO:OB=M1:M2: Այս դեպքում՝

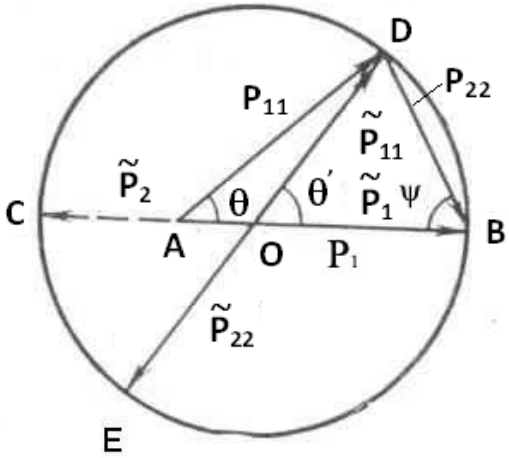
$$OB=\frac{M_2}{M_1+M_2}\left|\mathbf{P}_1\right|=\left|\tilde{\mathbf{P}}_1\right| \text{ իսկ } \left|\tilde{\mathbf{P}}_2\right|=-\left|\tilde{\mathbf{P}}_1\right|=OC:$$

Ըստ իմպուլսի պահպանման օրենքի՝ իներցիայի կենտրոնի համակարգում բախումից հետո իմպուլսները հավասար կլինեն մեծությամբ և ուղղված հակառակ ուղղություններով: Իներցիայի կենտրոնի համակարգում բախման արդյունքը հանգեցվում է երկու մասնիկների արագությունների պտույտին, մնալով հակաուղղված և մեծությամբ անփոփոխ: Այս դեպքում մասնիկների իմպուլսները կարելի է ներկայացնել $\left|\tilde{\mathbf{P}}_{11}\right|=OD$ և $\left|\tilde{\mathbf{P}}_{22}\right|=OE$ հատվածներով:

Կոորդինատների լաբորատոր համակարգին վերադառնալու համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել իներցիայի կենտրոնի համակարգի շարժման արագությամբ՝ $\mathbf{v}_c=\frac{M_1}{M_1+M_2}\mathbf{v}$, պայմանավորված իմպուլսը:

$$M_1\mathbf{v}_c=\frac{M_1^2}{M_1+M_2}\mathbf{v}=\frac{M_1}{M_1+M_2}\mathbf{P}_1$$

$$M_2\mathbf{v}_c=\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}\mathbf{v}=\frac{M_2}{M_1+M_2}\mathbf{P}_1$$



նկ.1

Նկարի վրա $M_1\mathbf{v}_c$ և $M_2\mathbf{v}_c$ իմպուլսներին համապատասխանում են AO և OB հատվածները: Կոորդինատների լաբորատոր համակարգում ցրումից հետո M_1 մասնիկի իմպուլսը՝ $\mathbf{P}_{11}$ որոշվում է $M_1\mathbf{v}_c$ և $\tilde{\mathbf{P}}_{11}$ իմպուլսների վեկտորական գումարով. $\overrightarrow{AD}=\overrightarrow{OD}+\overrightarrow{AO}$: Նմանապես, գումարելով $\tilde{\mathbf{P}}_2=\overrightarrow{OE}$ և $M_2\mathbf{v}_c=\overrightarrow{OB}$ վեկտորները, ստացվում է $\overrightarrow{DB}=\overrightarrow{OB}-\overrightarrow{OD}=\overrightarrow{OB}+\overrightarrow{OE}$ վեկտորը, որը նկարագրում է ետ հարվածի միջուկի իմպուլսը ցրումից հետո՝ $\mathbf{P}_{22}$: Ինչպես և սպասվում էր երկու վեկտորները $\overrightarrow{AD}$ և $\overrightarrow{DB}$ M_1 մասնիկի սկզբնական $\mathbf{P}_1=\overrightarrow{AB}$ իմպուլսի հետ միասին կազմում են վեկտորական եռանկյունի՝ $\mathbf{P}_1=\mathbf{P}_{11}+\mathbf{P}_{22}$:

Այսպիսով ցրված մասնիկի և ետ հարվածի միջուկի իմպուլսները ստանալու համար անհրաժեշտ է անել հետևյալ կառուցումները.

1. Կառուցել AB հատվածը, որը հավասար է M_1 մասնիկի սկզբնական իմպուլսին՝ $\overrightarrow{AB}=\mathbf{P}_1$:
2. Այն O կետով բաժանել, ըստ զանգվածների հարաբերակցության $AO/OB=M_1/M_2$, և O կետից տանել շրջանագիծ, որն անցնի B կետով:
3. A կետից տանել ուղիղ գիծ ցրման անկյան տակ (որը հայտնի է փորձից) մինչ շրջանագծի վրա D կետի հետ հատվելը և այդ կետը միացնել B կետի հետ:
4. Կառուցել տրամագիծ, որն անցնում է D կետով:

Այս դեպքում, ըստ վերը բերված ներկայացման, AD հատվածը նկարագրում է ցրված մասնիկի իմպուլսի մեծությունը, $\angle BAD=\theta$-ն M_1 մասնիկի ցրման անկյունն է, DB հատվածը ետ հարվածի միջուկի իմպուլսի մեծությունն է, $\angle DBA=\psi$-ն M_2 ետ հարվածի միջուկի ցրման անկյունն է, $\angle DOB=\theta'$-ը M_1 մասնիկի ցրման անկյունն է իներցիայի կենտրոնի համակարգում, OB և OD հատվածները M_1 մասնիկի իմպուլսների մեծություններն են իներցիայի կենտրոնի համակարգում մինչ ցրումը և դրանից հետո, OC և OE հատվածները M_2 մասնիկի իմպուլսների մեծություններն են իներցիայի կենտրոնի համակարգում, մինչ ցրումը և դրանից հետո:

Եթե ցրման (θ անկյունը անհայտ է և դիագրամը կառուցվում է այն որոշելու նպատակով, ապա դիագրամի կառուցման ժամանակ 3 և 4 կետերը տեղերով փոխվում են: Այս դեպքում D կետը ստացվում է M_1 մասնիկի իներցիայի կենտրոնի համակարգում ցրրման θ' անկյան տակ տարված տրամագծի և շրջանագծի հատումից:

Ներքևում բերված են մի շարք կինեմատիկական մեծություններ, որոնք կարելի է ստանալ վերը ասվածից:

1. Իներցիայի կենտրոնի համակարգում երկու մասնիկների գումարային կինետիկ էներգիան կլինի (հարաբերական

կինետիկ էներգիան)՝ $\tilde{T}=\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}\frac{v^2}{2}=\frac{M_2}{M_1+M_2}T=\frac{\mu v^2}{2}$,

որտեղ $\mu=\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}$ M_1 և M_2 մասնիկների բերված զանգվածն է:

2. Երկու մասնիկների իներցիայի կենտրոնի շարժման կինետիկ էներգիան կլինի $T_c=(M_1+M_2)v_c^2/2$, կամ քանի որ

$$\mathbf{v}_c=M_2\mathbf{v}/(M_2+M_1),$$

կստացվի՝

$$T_c=\frac{M_1^2}{M_1+M_2}\frac{v^2}{2}=\frac{M_1}{M_1+M_2}T:$$

Այստեղից ստացվում է $\tilde{T}+T_c=T$, որտեղ T-ն M_1 մասնիկի սկզբնական կինետիկ էներգիան է լաբորատոր համակարգում:

3. Բախումից հետո M_1 և M_2 մասնիկների կինետիկ էներգիաները լաբորատոր համակարգում համապատասխանաբար կլինեն՝

$$T_{11}=\frac{M_1^2+M_2^2-2M_1M_2\cos 2\psi}{(M_1+M_2)^2}T \qquad (T_{11})_{min}=\left(\frac{M_1-M_2}{M_1+M_2}\right)^2T,$$

$$(T_{11})_{max}=T$$

:

$$T_{22}=\frac{2M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}(1+\cos 2\psi)T \qquad (T_{22})_{min}=\left(\frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}\right)T,$$

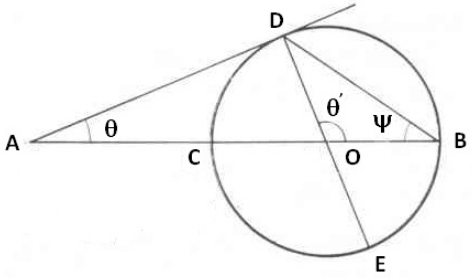
$$(T_{22})_{max}=0$$

ընդ որում առաձգական ցրման դեպքում էներգիայի պահպանման օրենքից հետևում է՝ $T_{11}+T_{22}=T$:

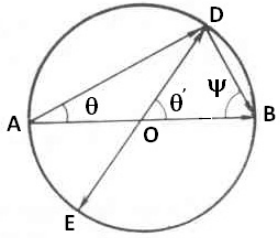
4. M_1 և M_2 մասնիկների ցրման անկյունները լաբորատոր համակարգում միմյանց հետ կապված են հետևյալ առըն-

չությամբ՝ $tg\theta=\dfrac{\sin 2\psi}{M_1/M_2-\cos 2\psi}$: M_1 մասնիկի θ ցրման անկյունը լաբորատոր համակարգում կապված է նրա θ' անկյան հետ իներցիայի կենտրոնի համակարգում հետևյալ առնչությամբ՝ $tg\theta=\dfrac{\sin\theta'}{M_1/M_2+\cos\theta'}$:

5. $M_1>M_2$ դեպքում (նկ. 2) M_1 մասնիկի համար գոյություն ունի ցրման մաքսիմալ անկյուն լաբորատոր համակարգում: Այն որոշվում է հետևյալ առնչությունից՝ $\sin\theta_{max}=M_2/M_1$:



նկ.2



նկ.3

Իմպուլսային դիագրամը թույլ է տալիս արագ և հարմար լուծել առաձգական ցրման բազմաթիվ խնդիրներ: Նրա միջոցով հայտնի զանգվածների դեպքում կարելի է որոշել նրանց էներգիաները և իմպուլսները ցրումից հետո ցրման կամայական անկյունների դեպքում: Երկու մասնիկների ցրման հայտնի θ, ψ անկյունների և մեկ մասնիկի հայտնի զանգվածի դեպքում կարելի է որոշել երկրորդ մասնիկի զանգվածը:

Երկու մասնիկների հավասար զանգվածի դեպքում իմպուլսային դիագրամը շատ պարզ տեսք ունի (նկար 3): Այս դեպքում

առնչություններն իմպուլսների, էներգիաների և անկյունների միջև ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$\mathbf{P}_1=\overrightarrow{AB};\ \ \mathbf{P}_2=0;\ \ \tilde{\mathbf{P}}_1=\mathbf{P}_1/2=\overrightarrow{OB};\ \ \tilde{\mathbf{P}}_2=\overrightarrow{OA};$$

$$\mu=M_1/2=M_2/2;\ \ \tilde{T}_1=(\tilde{\mathbf{P}}_1)^2/2M_1=T/4;$$

$$\tilde{T}_2=(\tilde{\mathbf{P}}_2)^2/2M_2=T/4;\ \ \tilde{T}_1+\tilde{T}_2=T/2;$$

$$\theta'=2\theta;\ \ \theta+\psi=\pi/2;\ \ \mathrm{ctg}\theta\mathrm{ctg}\psi=1;$$

$$\mathbf{P}_{11}=\overrightarrow{AD}=\overrightarrow{AB}\cos\theta=\mathbf{P}_1\cos\theta=\mathbf{P}_1\sin\psi;$$

$$\mathbf{P}_{22}=\overrightarrow{DB}=\overrightarrow{AB}\cos\psi=\mathbf{P}_1\cos\psi=\mathbf{P}_1\sin\theta;$$

$$T_{11}=T_1\cos^2\theta;\ \ T_{22}=T_1\cos^2\psi=T_1\sin^2\theta$$

$$(T_{11})_{max}=T_1;\ \ (T_{11})_{min}=0;\ \ (T_{22})_{max}=T_1$$

$$(T_{22})_{min}=0;$$

Խնդիրներ

1. Ինչպիսի նվազագույն էներգիա պետք է ունենա նեյտրոնը լաբորատոր համակարգում, որպեսզի տեղի ունենա հետևյալ ռեակցիան $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$:

2. Որոշել $^{7}Li(p,\alpha)^{4}He,\ ^{7}Li(p,\gamma)^{8}Be$ ռեակցիաների շեմային էներգիաները:

3. Որոշել ինչպիսի նվազագույն էներգիա պետք է ունենա պրոտոնը, որպեսզի տեղի ունենա հետևյալ ռեակցիան՝ $p+d \to p+p+n$: Տրված են զանգվածների պակասորդները՝ $\Delta(^{1}H)=7.289$ ՄէՎ, $\Delta(^{2}H)=13.136$ ՄէՎ, $\Delta(n)=8.071$ ՄէՎ:

4. $T=10$ ՄէՎ կինետիկ էներգիայով α մասնիկների ազդեցությամբ հնարավոր են արդյոք հետևյալ ռեակցիաները՝

1. $\alpha + {}^{7}Li \to {}^{10}B + n$
2. $\alpha + {}^{12}C \to {}^{14}N + d$:

5. Նույնականացնել X մասնիկը և հաշվել ռեակցիայի էներգիան հետևյալ դեպքերում՝

1. $^{35}Cl + X \to {}^{32}S + \alpha$
2. $^{10}B + X \to {}^{7}Li + \alpha$
3. $^{7}Li + X \to {}^{7}Be + n$
4. $^{23}Na + p \to {}^{20}Ne + X$
5. $^{23}Na + d \to {}^{24}Mg + X$
6. $^{23}Na + d \to {}^{24}Na + X$:

6. Հաշվել հետևյալ ռեակցիաների էներգիաները և շեմային էներգիաները.

1. $d(p,\gamma)^{3}He$
2. $d(d,{}^{3}He)n$
3. $^{7}Li(p,n)^{7}Be$
4. $^{3}He(\alpha,\gamma)^{7}Be$
5. $^{32}S(\gamma,p)^{31}P$
6. $^{32}(\gamma,n)^{31}S$
7. $^{32}S(\gamma,\alpha)^{28}Si$
8. $^{4}He(\alpha,p)^{7}Li$:

7. Ինչպիսի միջուկներ կարող են առաջանալ՝

1) 10 ՄէՎ էներգիայով պրոտոնների ազդեցությամբ ^{7}Li թիրախում

2) 10 ՄէՎ էներգիայով ^{7}Li միջուկների ազդեցությամբ ջրածնի թիրախում։

8. Բնական բորից թիրախը ճառագայթվում է պրոտոնների փնջով։ Ճառագայթումից հետո β մասնիկների դետեկտորը գրանցում է 100 Բեկերել ակտիվություն։ 40 րոպե հետո ակտիվությունը նվազում է մինչև 25 Բեկերել։ Որն է այդ ակտիվության աղբյուրը։ Ինչպիսի միջուկային ռեակցիա է ընթանում։

9. $T = 10$ ՄէՎ կինետիկ էներգիայով α մասնիկը առաձգական ճակատային բախում է տալիս ^{12}C միջուկի հետ։ Որոշել բախումից հետո ^{12}C միջուկի T_C կինետիկ էներգիան լաբորատոր համակարգում։

10. Օգտագործելով իմպուլսային դիագրամը գտնել լաբորատոր և զանգվածի կենտրոնի համակարգերում մասնիկի ցրման անկյունների միջև կապը։

ԳԼՈՒԽ ԵՐԿՐՈՐԴ

§1 Միջուկային ռեակցիաների մոդելներ

Մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկների հետ բավականին բարդ պրոցես է, որն իր մեջ ներառում է մեծ թվով բախումներ ոչ թե առանձին նուկլոնների հետ, այլ նուկլոնային խմբերի հետ: Նույնիսկ եթե դիտարկվում է փոխազդեցությունը երկու նուկլոնների միջև, միևնույն է գոյություն ունեն չբացահայտված հարցեր կապված միջուկային ուժերի բնույթի հետ: Այդ պատճառով ժամանակակից միջուկային ֆիզիկայում մեծ տեղ են գրավում տարբեր մոդելային պատկերացումներ, որոնց միջոցով փորձ է արվում որոշ մոտավորությամբ նկարագրել միջուկների, կամ նրանց փոխազդեցությունների այս կամ այն հատկությունները:

Մոդելների կիրառությունը դա մի փորձ է ավելի խորությամբ պատկերել բավականին բարդ երևույթի մի որևէ կողմ, որոշ դեպքերում անտեսելով ոչ պակաս կարևոր մեկ այլ կողմ: Կարելի է ասել, որ մոդելը տվյալ երևույթի պրոեկցիան է մի որևէ հարթության վրա, իսկ բոլոր մոդելները միասին տալիս են բավականին ամբողջական պատկերացում այդ երևույթի մասին:

Առաջին մոդելներից է պոտենցիալային հորի մոդելը, որն այժմ ունի պատմական նշանակություն: Այն մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկի հետ ներկայացնում էր որպես մասնիկի շար-

ժումը պոտենցիալային հորի մեջ: Այս մոդելի որոշ դրույթներ կիրառվում են ներկայումս գործող որոշ մոդելների մեջ:

Հաջորդ մոդելը Բորի բաղադրիչ միջուկի մոդելն է: Ըստ այդ մոդելի մասնիկի ուժեղ փոխազդեցության շնորհիվ միջուկի հետ առաջանում է բաղադրիչ միջուկ (մասնիկ գումարած միջուկ) գոգռված վիճակում: Այնուհետև դիտվում է այդ գոգռված միջուկի տրոհում:

Արագացուցչային տեխնիկայի և միջուկային ֆիզիկայի հետագա զարգացումը ցույց տվեց, որ Բորի մոդելը բավարար չի նկարագրում միջուկային փոխազդեցություններն էներգետիկ լայն տիրույթում: Հետագա զարգացումների շնորհիվ ստեղծվեցին օպտիկական մոդելը և հեղեղագոլորշիացման մոդելը:

§2 Օպտիկական մոդելը

Օպտիկական մոդելը, թաղանթային մոդելի նման, միամասնիկային, դինամիկ մոդել է: Այսինքն դիտարկվում է մեկ մասնիկի շարժումը մյուս բոլոր մասնիկների ստեղծած դաշտում: Այդ բոլոր մասնիկների ստեղծած դաշտը տրվում է միջուկի պոտենցիալի տեսքով: Նուկլոնների փոխազդեցությունը դիտվում է թույլ շնորհիվ այն բանի, որ նուկլոնները ենթարկվում են Պաուլիի սկզբունքին: Պաուլիի սկզբունքի համաձայն յուրաքանչյուր էներգիական մակարդակին, որը բնորոշվում է 4 քվանտային թվերով՝ ***n, l, m, s*** (գլխավոր, ուղեծրային, նրա պրոեկցիան և սպինային քվանտային թվեր) կարող է տվյալ տեսակի միայն մեկ մասնիկ գտնվել: Այս պատճառով նուկլոնների միջև փոխազդեցությունը ոչ էֆեկտիվ է դառնում, քանի որ կորցնելով էներգիա նրանք պետք է նստեն արդեն զբաղված մակարդակի վրա, որը հնարավոր չէ: Այս մոտեցումը փաստորեն հանգում է Շրեդինգների հավասարման լուծմանը ոչ ռելյատիվիստական

դեպքում (քանի որ նուկլոնի արագությունը միջուկում հավասար է 0,1c):

$$-\frac{h^2}{2m}\Delta\psi + V(r)\psi = E\psi :$$

$V(r)$ ֆունկցիայի ընտրությունից հավասարումը կարող է ունենալ տարբեր լուծումներ:

Թաղանթային մոդելում դիտարկվում են երկու տիպի պոտենցիալներ՝

1. ուղղանկյուն հորի պոտենցիալը՝

$$V(r) = \begin{cases} -V & r \le R \\ 0 & r > R \end{cases},$$

2. հարմոնիկ օսցիլյատորի պոտենցիալը՝

$$V(r) = -V + \frac{m\omega^2 r^2}{2},$$

որտեղ ω -տատանման հաճախությունն է, m -ը նուկլոնի զանգվածը, r -շառավիղ վեկտորը:

Առաջին դեպքը համապատասխանում է միջուկային ուժերի կարճ գործողության շառավղին, մինչդեռ երկրորդ դեպքում Շրեդինգերի հավասարումը հեշտ է լուծվում:

Իրականությանը համապատասխանում է Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալը.

$$V(r) = \frac{V_o}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

որտեղ R -ը միջուկի զանգվածից կախված պարամետր է, իսկ a -ն կապված է միջուկի դիֆուզականության հետ և հաստատուն է բոլոր միջուկների համար: Սակայն Շրեդինգերի հավասարումն այս դեպքում լուծում չունի:

Օպտիկական մոդելում ընդունվում են նույն նկատառումները, ինչ թաղանթային մոդելում, սակայն մասնիկի էներգիան, ի տարբերություն թաղանթային մոդելի, ընդունվում է դրական, քանի որ հաշվարկը կատարվում է միջուկից դուրս գտնվող մասնիկի համար: Ընդունված է, որ մասնիկը միջուկի մեջ, կապված վիճակում ունի բացասական էներգիա: Քանի որ միջուկի վրա ընկնող մասնիկի էներգիական սպեկտրը անընդհատ է, ապա այլևս անհրաժեշտություն չկա որոշելու էներգիական մակարդակները՝ $E_1 E_2 . - E_n$ միջուկում, այլ խնդիրը բերում է նրան, որ պետք է որոշել մասնիկի և միջուկի բախման հավանականությունը, որը պայմանավորված է տարբեր ֆիզիկական պրոցեսներով՝ ցրումով և կլանումով: Կտրվածքների որոշման համար պետք է որոշել անցած ալիքի ինտենսիվության հարաբերությունն ընկնող ալիքի ինտենսիվությանը:

Միջուկի հետ փոխազդող մասնիկի ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել ընկնող հարթ ալիքի և տարածվող գնդային ալիքի սուպերպոզիցիայի տեսքով՝

$$\psi = e^{ikZ} + f(\theta)\frac{1}{r}e^{ikr},$$

որտեղ $f(\theta)$ -ն սկզբնական փնջի նկատմամբ θ անկյան տակ մասնիկի ցրման հավանականությունն է, որը կոչվում է ցրման ամպլիտուդ:

Ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքը և $f(\theta)$ կապված են հետևյալ առնչությամբ՝

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$$

$$d\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 2\pi \sin\theta d\theta :$$

ψ ալիքային ֆունկցիայի վերը նշված ասիմպտոտիկ տեսք ունենալու պահանջը բերում է ցրման ամպլիտուդի համար հետևյալ արտահայտության՝

$$f\left(\theta\right)=\frac{1}{2ik}\sum_{l=0}(2l+1)P_l\left(\cos\theta\right)\left(e^{2i\delta_i}-1\right):$$

$P_l\left(\cos\theta\right)$ - Լեժանդրի բազմանդամն է, δ_i - ցրման ֆազան, կամ ֆազայի շեղումը, l-ը ուղեծրային մոմենտն է: Նշենք, որ δ_i-ն իրական թիվ է առաձգական ցրման դեպքում և կոմպլեքս ոչ առաձգական ցրման դեպքում:

Որպեսզի միարժամանակ նկարագրվեն առաձգական և ոչ առաձգական պրոցեսները, Շրեդինգերի հավասարման մեջ մտցըրվում է կոմպլեքս պոտենցիալ՝ $V+iW$, որտեղ V և W իրական են:

Օգտվելով անընդհատության հավասարումից կարելի է կապ հաստատել պոտենցիալի կեղծ մասի և միջուկի կողմից մասնիկների կլանման կտրվածքի միջև:

Անընդհատության հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+div\,\mathbf{j}+K\mathrm{v}\rho=0,$$

որտեղ ρ-ն մասնիկների տարածական խտությունն է, $\mathbf{j}$ - մասնիկների հոսանքի խտությունն է: K-ն կլանման գործակիցն է, v-ն արագությունն է:

$$\rho=\psi\psi^*$$

$$j=-\frac{i\hbar}{2m}\left(\psi^* grad\psi-\psi\, grad\psi^*\right):$$

Ստացիոնար վիճակի դեպքում՝

$$\rho=const \qquad\qquad \frac{\partial\rho}{\partial t}=0$$

$$div\mathbf{j} = -\frac{ih}{2m}\left(\psi^*\Delta\psi - \psi\Delta\psi^*\right)$$

Փակագծի մեջ արտահայտությունը հաշվելու համար Շրեդինգերի հավասարումը գրվում է ψ և ψ^* համար՝

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + \left(V + iW\right)\Psi = E\Psi$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi^* + \left(V - iW\right)\Psi^* = E\Psi^* :$$

Այս հավասարումներից առաջինը եթե բազմապատկվի ψ^*-ով, իսկ երկրորդը՝ ψ-ով և միմյանցից հանվի, ապա կստացվի՝

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\Psi^*\Delta\Psi - \Psi\Delta\Psi^*\right) + 2iW\Psi\Psi^* = 0$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\Psi^*\Delta\Psi - \Psi\Delta\Psi^*\right) = -2iW\Psi\Psi^* = -2iW\rho$$

$$\Downarrow$$

$$i\hbar.div\vec{j} = 2iW\rho$$

$$\Downarrow$$

$$div\vec{j} = -\frac{2W\rho}{\hbar} :$$

Այս արժեքը տեղադրելով անընդհատության հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$-\frac{2W\rho}{\hbar} + K\mathrm{v}\rho = 0 :$$

Այսպիսով ստացիոնար խնդրի դեպքում կլանման գործակցի համար կստանանք $K = \frac{2W}{\hbar\mathrm{v}}$:

Միջուկի կողմից կլանված մասնիկների լրիվ թիվը կորոշվի ամբողջ կլանող ծավալով ինտեգրումով՝

$$N_{no} = \int \frac{2W\rho}{\hbar} d\tau :$$

Այստեղից հեշտությամբ կարելի է որոշել կլանման կտրվածքը:

$\frac{\hbar}{2}$ սպինով մասնիկի համար Շրեդինգերի հավասարման լուծումը կարելի է ներկայացնել 2 տիպի ֆունկցիաների տեսքով՝ $\Psi_{l-1/2}$ և $\Psi_{l+1/2}$, որոնք համապատասխանում են սպինի և ուղեծրային մոմենտի երկու տարբեր կողմնորոշումներին: $f(\theta)$ -ի մեջ գումարումը կատարվում է ըստ մասնիկի միջուկի նկատմամբ բոլոր հնարավոր ուղեծրային մոմենտների՝ l -երի: Մեծ էներգիաներով (մի քանի հարյուր ՄէՎ) փոխազդեցությունների ժամանակ l -երի թիվը դառնում է շատ մեծ և հետևաբար բերում է δ_i-ի քանակի աճին: Այս դեպքում դժվար է լուծել Շրեդինգերի հավասարումը և պետք է փնտրել այլ մոտեցում ռեակցիայի մեխանիզմը հասկանալու համար:

Եթե նուկլոնի էներգիան բավականին մեծ է, ապա նրա դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը բավականին փոքր է, և միջուկի ներսում նուկլոնի շարժումը կարելի է դիտել դասական հետագծով:

Մասնիկների ալիքային տեսության սահմաններում նրանց շարժումը կարելի է նկարագրել երկրաչափական օպտիկայի սահմաններում:

Այս տեսության սահմաններում P_o իմպուլսով շարժվող մասնիկին վերագրվում է $\vec{K}_0 = \frac{\vec{P}_o}{\hbar}$ ալիքային վեկտոր: Միջուկը ի վիճակի է մասնիկը բեկել, կլանել և անդրադարձնել, դրա համար մտցվում են համապատասխան ալիքային թվեր: Ալիքային վեկտորի բացարձակ արժեքի կախումը մասնիկի E կինետիկ էներգիայից որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\left|\vec{P}_o\right| = \sqrt{2mE} \text{ հետևում է } K_o = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}:$$

Քանի որ միջուկը օժտված է պոտենցիալով և նրա ներսում մասնիկի կինետիկ էներգիան աճում է, ապա ալիքային թիվը միջուկի ներսում փոխվում է՝ $K^{|} = \frac{\sqrt{2m(E+V)}}{\hbar}$:

Օպտիկայի օրենքների համաձայն երկու տարբեր ալիքային թվերով օժտված միջավայրերի սահմանում տեղի է ունենում ալիքի բեկում՝ $n = \frac{K^{|}}{K_o}$ բեկման ցուցիչով: Ընդհանուր դեպքում կարող է տեղի ունենալ նաև ալիքի մասնակի անդրադարձում: K_o սկզբնական ալիքային թիվ ունեցող ալիքի թափանցելիությունը որոշվում է՝

$$T = \frac{K_o K^{/} 4}{\left(K_o + K^{/}\right)^2},$$

սակայն $E >> V$ դեպքում $K_o = K^{/}$ և $T = 1$, այսինքն անդրադարձման երևույթը կարելի է անտեսել:

Բեկման և կլանման գործակիցները հաշվարկների ժամանակ միավորվում են մեկ կոմպլեքս գործակցի մեջ, որտեղ իրական մասը նկարագրում է առաձգական ցրման պրոցեսը (բեկումը), իսկ կեղծ մասը՝ կլանումը: Սակայն հարմար է օգտվել ալիքային թվերից, մտցնելով K_1 թիվը, որով որոշվում է մասնիկի ալիքային թվի փոփոխությունը մեկ այլ օպտիկական միջավայր (միջուկ) անցնելու դեպքում, այլ կերպ ասած K_1-ով որոշվում է բեկվող ալիքը:

Ենթադրվում է, որ մասնիկի ալիքային թիվը միջուկում կլինի՝

$$K^{/} = K_o + K_{/} + \frac{1}{2} iK.$$

Կեղծ մասով պայմանավորված է կլանումը (ոչ առաձգական ցրումը): $\frac{1}{2}$ գործակիցը վերցվում է հարմարության համար:

Եթե ենթադրվի, որ մասնիկի ալիքի ֆազան այնպիսին է, որ միջուկ մտնելու կետում հավասար է 1 $\left(\Psi_o(Z=0)=1\right)$, ապա միջուկից Z հեռավորության վրա մասնիկի ալիքային ֆունկցիան կփոխվի, եթե մասնիկը շարժվում է դատարկության մեջ, ապա $\Psi_o(Z)=e^{+iK_0Z}$: Միջուկի մեջ մասնիկի շարժման ալիքային ֆունկցիան կլինի $\Psi(Z)=e^{+iK^{/}z}$: Այս դեպքում ամպլիտուդի փոփոխությունը կլինի

$$a=\frac{\Psi(Z)}{\Psi_o(Z)}=\frac{e^{+iK^{/}z}}{e^{+iK_oz}}=e^{\left(iK_1-\frac{1}{2}K\right)Z}$$

Մասնիկների հոսքի ինտենսիվության նվազումը միջուկի խորքը թափանցելուն զուգընթաց տեղի է ունենում էքսպոնենցիալ օրենքով.

$$\frac{N}{N_0}=\frac{\left|\Psi(Z)\right|^2}{\left|\Psi_0(Z)\right|^2}=\left|a\right|^2=e^{-Kz},$$

$K_{/}$ -ի արժեքը արտահայտվում է օպտիկական պոտենցիալի իրական մասով հետևյալ կերպ՝

$$K^{/}=K_o+K_{/}$$

$$K_{/}=K^{/}-K_o=\frac{1}{\hbar}(\sqrt{2m\left(E+V\right)}-\sqrt{2mE})=$$

$$=\frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE}\left(\sqrt{\frac{E+V}{E}}-1\right)=K_o\left(\sqrt{1+\frac{V}{E}}-1\right)$$

$$K_{/} = K_o\left(\sqrt{1+\frac{V}{E}}-1\right):$$

Միջուկային ռեակցիաները նկարագրելու համար գոյություն ունեն միջուկային օպտիկական պարամետրերի 3 խումբ.

I) R , $K_{/}$, K , որտեղ R -ը միջուկի շառավիղն է:

II) R , $K_1+\frac{1}{2}iK$

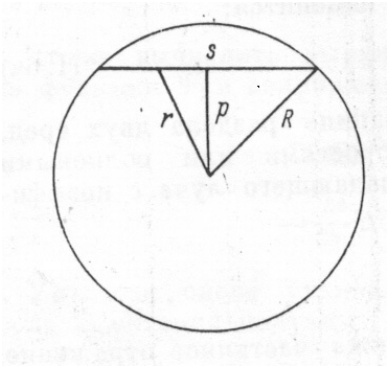
III) R , $V+iW$:

Եթե տրված են այս պարամետրերը, ապա որոշված է միջուկի ցրող և կլանող հատկությունները մասնիկների հոսքի նկատմամբ: Միջուկի օպտիկական հատկությունների բոլոր նշված բնութագրերը, ընդհանուր դեպքում, փոխազդող մասնիկի տիպից և էներգիայից ֆունկցիա են և կախված են նաև տարածական կոորդինատներից: Այսինքն միջուկը կարող է լինել օպտիկապես անհամասեռ և օժտված լինել դիսպերսիայով: Փոխազդեցության կտրվածքը որոշելու համար անհրաժեշտ է լրացուցիչ ենթադրություններ անել այդ կախվածության վերաբերյալ:

Կլանման կտրվածքը որոշվում է փնջի մասնիկների քանակի հարաբերական նվազմամբ միջուկային նյութում որոշակի ճանապարհ անցնելուց հետո՝

$$d\sigma_a = \frac{N_{\text{սկ}} - N_{\text{անց}}}{N_{\text{սկ}}} = 1-|a|^2:$$

Եթե ենթադրվի, որ մասնիկը միջուկում անցել է $Z = 2s$ ճանապարհ P -նշանացուցային հեռավորության վրա, ապա



$$r^2 = z^2 + P^2,$$
$$S^2 = R^2 - P^2:$$

Այստեղից դիֆերենցիալ կտրվածքի համար կստացվի հետևյալ արտահայտությունը՝

$$d\sigma_a = 1 - \exp\left[-2\int_o^s K(r)\,dz\right]:$$

Որպեսզի ստացվի լրիվ կլանման կտրվածքը պետք է $d\sigma_a$ ինտեգրվի բոլոր հնարավոր P - երով:

$$\sigma_a = 2\pi\int_o^R p\left[1 - \exp\left(-2\int_o^s kdz\right)\right]dp:$$

Առաձգական ցրման կտրվածքը ստանալու համար կատարվում է հետևյալ ենթադրությունը՝ լրիվ փոխազդեցության հավանականությունն ընդունվում է հավասար 1-ի, այդ դեպքում առանձգական փոխազդեցության հավանականությունը կլինի 1-W_a, որտեղ W_a-ն ոչ առաձգական փոխազդեցության հավանականությունն է: Այստեղից կարելի է ստանալ առաձգական ցրման կտրվածքը՝

$$\sigma_s = 2\pi\int_o^R \left|1 - e^{i\left(K_/ + \frac{1}{2}iK\right)2s}\right|^2 pdp:$$

Այս կտրվածքները ստացվում են, եթե ենթադրվում է, որ մասնիկի փոխազդեցությունն ունի առանցքային համաչափություն, այսինքն միջուկը վերցրվում է գնդաձև: Իրականում շատ միջուկներ դեֆորմացված են և նրանց համար պետք է վերցնել միջուկային մակերևույթի դիֆուզականություն (այսինքն Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալ):

Որպեսզի որոշվի σ_a և σ_s, անհրաժեշտ է իմանալ $K_/$ և K -ի շառավղային կախվածությունը, որը նույնն է՝ ինչ իմանալ $V+iW$ շառավղային կախումը: Այն կախված է միջուկում նուկլոնների բաշխումից: Սովորաբար ընդունվում է նուկլոնների հավասարաչափ բաշխում միջուկում: Այս դեպքում σ_a և σ_s-ի համար ստացվում են հետևյալ առնչությունները՝

$$\sigma_a = \pi R^2 \left[1 - \frac{1-e^{-2KR}(1+2KR)}{2K^2R^2} \right]$$

$$\sigma_s = \pi R^2 \left\{ \left[1 + \frac{1-e^{-2KR}(1+2KR)}{2K^2R^2} \right] - 4e^{-KR} \sin 2K_0 R \left[\frac{2K_1 R}{K^2R^2+4K_1^2R^2} + \frac{4K_1R^2K}{(K^2R^2+4K_1^2R^2)^2} \right] + \right.$$

$$\left. +4e^{-KR} \cos 2K_1 R \left[\frac{2K_1 R}{K^2R^2+4K_1^2R^2} + \frac{K^2R^2-4K_1^2R^2}{(K^2R^2+4K_1^2R^2)^2} \right] - 4e^{-KR} \frac{K^2R^2-4K_1^2R^2}{(K^2R^2+4K_1^2R^2)^2} \right\}$$

Սահմանային դեպքում, երբ $RK \to \infty$, ստացվում է $\sigma_a = \sigma_s = \pi\left(R+\lambda\right)^2$, կամ $\sigma_a = \sigma_s \approx \pi R^2$ երբ $\lambda << R$: Սա համապատասխանում է բացարձակ սև միջուկին, այսինքն այն կլանում է իր վրա ընկնող բոլոր մասնիկները: Իրականում $RK \neq \infty$ և կլանման կտրվածքը $\sigma_a < \pi R^2$:

§3 Օպտիկական թեորեմը

Առաձգական ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքի համար հնարավոր չէ գրել պարզ արտահայտություն, քանի որ ինտեգրալը հնարավոր չէ լուծել մինչև վերջ, սակայն ասիմպտոտիկ դեպքում՝ անվերջ մեծ կլանման և մեծ անկյունային մոմենտների դեպքում, օպտիկայում հայտնի է ֆրենելի բանաձևը, որը նկարագրում է առաձգական

ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքն առաջին կարգի Բեսելի ֆունկցիայի միջոցով՝

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = R^2 \frac{|J_1(K_o R \sin\theta)|^2}{sin^2\theta}$$

$J_1(K_o R \sin\theta)$-ն Բեսելի ֆունկցիան է, որն արտահայտվում է $\sin\theta, \cos\theta$ ֆունկցիաների միջոցով, հետևաբար կտրվածքը ցրման θ անկյունից կախված մոնոտոն ֆունկցիա չէ, այլ ունի մաքսիմումներ և մինիմումներ:

Առաջին մաքսիմումը լինում է $\theta = 0^0$ անկյունների տակ, իսկ առաջին մինիմումի դիրքը որոշվում է հետևյալ արտահայտությունից՝

$$\sin\theta \approx \frac{1}{K_0 R} \approx \frac{\lambda}{R}$$

Մասնիկի էներգիայի աճին զուգընթաց, երբ λ փոքրանում է առաձգական ցրման կտրվածքի մեջ ներդրում են տալիս փոքր անկյուններ: Դիֆերենցիալ կտրվածքի բանաձևն օպտիկայում նկարագրում է նեղ ճեղքի վրա զուգահեռ փնջի տարբեր անկյունների տակ ցրման ժամանակ ինտենսիվությունների բաշխումը: Օպտիկայի նմանությամբ մասնիկների առաձգական ցրումը միջուկի վրա, որը չի ընթանում բաղադրիչ միջուկով և նրա կտրվածքը նկարագրվում է Ֆրենելի բանաձևով կոչվում է դիֆրակցիոն ցրում: Այսինքն օպտիկայի անալոգիան տեղի ունի միայն մասնավոր դեպքում, երբ մասնիկը ցրվում է ոչ թափանցիկ միջուկի վրա, որի համար բեկման ցուցիչը 1-է, այսինքն օպտիկական պոտենցիալի իրական մասը = 0 $(V = 0,\ W \neq 0)$: Այս դեպքում պոտենցիալի կեղծ մասը չի հավասարվում 0-ի, և ցրման կտրվածքը նույնպես տարբերվում է 0-ից: Հենց այդ մասն էլ կոչվում է դիֆրակցիոն ցրման կտրվածք: Այդ ցրումը պայմանավորված է այն փաստով, որ անթափանց էկրանը կլանում է իր վրա ընկնող հարթ չէ, ալիքի մի մասը և այդ պատ-

ճառով անցած ալիքը չի հանդիսանում հարթ, քանի որ ունի մասեր, որտեղ ամպլիտուդը 0-է: Դիֆրակցիայի պատճառով առաջանում են երկրորդային մաքսիմումներ և մինիմումներ, որոնց դիրքը որոշվում է Ֆրենելի բանաձևով: Հաջորդ սահմանային դեպքը $(V \neq 0, W = 0)$ համապատասխանում է ալիքի ցրմանը բեկող պոտենցիալի վրա, առանց կլանման:

Փորձում այդ երկու տիպի ցրումները չեն տարբերվում և լրիվ կտրվածքը ստացվում է՝

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s :$$

Հետևյալ հավասարումներից՝

$$d\sigma_t = |f(\theta)|^2 2\pi \sin\theta d\theta$$

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}(2l+1)P_e(\cos\theta)\left(e^{2i\delta_i} - 1\right)$$

օգտվելով Լեժանդրի բազմանդամի օրթոգոնալությունից՝

$$\int P_e^2(\cos\theta)d\theta = 1,$$

լրիվ կտրվածքը կարելի է ներկայացնել ցրման ֆազայի միջոցով.

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{K^2}\sum_l (2l+1)\sin^2\delta_i :$$

Գրելով ցրման ամպլիտուդը $\theta = 0^o$ անկյան դեպքում

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_l (2l+1)\left(e^{2i\delta_i} - 1\right),$$

և վերցնելով նրա կոմպլեքս համալուծը

$$\overline{f}(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_l (2l+1)\left(e^{-2i\delta_i} - 1\right)$$

կարելի է կազմել

$$f(0) - \overline{f}(0) = -\frac{2\sum(2l+1)}{ik}\sin^2\delta_i = 2i\mathrm{I}mf(0)$$

արտահայտությունը:

Համեմատելով գրված արտահայտությունը լրիվ կտրվածքի բանաձևի հետ ստացվում է ցրման լրիվ կտրվածքի և ամպլիտուդի կեղծ մասի միջև հետևյալ կապը՝ $\sigma_t = \frac{4\pi}{K}\operatorname{Im} f(0)$: Այս արտահայտությունը կոչվում է օպտիկական թեորեմ: Օպտիկական թեորեմը կարելի է ստանալ նաև երկրորդ եղանակով՝

$$f(0) = \frac{1}{2ik}\sum_l (2l+1)\left(e^{2i\delta_i} - 1\right)$$

$$e^{2i\delta_i} = \cos 2\delta_i - i\sin 2\delta_i :$$

Ցրման ամպլիտուդի կեղծ մասը կլինի՝

$$\operatorname{Im} f(0) = \frac{1}{2iK}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(\cos 2\delta_i - 1) =$$

$$= \frac{1}{2iK}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(\cos^2\delta_i - \sin^2\delta_i - \cos^2\delta_i - \sin^2\delta_i) =$$

$$= -\frac{1}{2iK}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)2\sin^2\delta_i = \frac{4\pi K}{4\pi K^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\delta_i$$

$$\operatorname{Im} f(0) = \frac{K}{4\pi}\sigma_t \text{ որտեղից } \sigma_t = \frac{4\pi}{K}\operatorname{Im} f(0):$$

σ_a և σ_s - ի համար ենթադրվում էր ուղղանկյուն օպտիկական պոտենցիալ, սակայն իրականում լիցքավորված մասնիկների համար պետք է մտցնել կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալ: Այդ պոտենցիալը խիստ կախված է միջուկում լիցքի բաշխումից: Հավասարաչափ բաշխման դեպքում դա դժվար չէ որոշել:

Գաուսի թեորեմի համաձայն

$$\int E_n df = 4\pi q,$$

որտեղ E_n էլեկտրական դաշտի վեկտորի նորմալ բաղադրիչն է:

Ինտեգրալը վերցվում է ըստ r շառավղով գնդի մակերևույթի, որի մեջ գտնվում է q լիցք: Քանի որ R շառավղով միջուկի լրիվ լիցքը Ze է, ապա

$$q = \begin{cases} Ze\dfrac{r^3}{R^3}, & r \le R \\ Ze & r > R \end{cases}:$$

Կենտրոնական համաչափության դեպքում էլեկտրական ուժագծերը ուղղահայաց են գնդի մակերևույթին, այդ պատճառով

$$E = \begin{cases} Ze\dfrac{r^2}{R^3}, & r \le R \\ \dfrac{Ze}{r^2}, & r > R \end{cases}:$$

Սակայն $E_r = -\dfrac{1}{e}\dfrac{dV_K}{dr}$: Այս դեպքում $V_K^{(1)} = -\dfrac{Ze^2r^2}{2R^3} + C_1$, եթե $r \le R$ և $V_K^{(2)} = -\dfrac{Ze^2}{R} + C_2$, եթե $r > R$: Պահանջելով, որ բավարարվի $V_K^{(1)}(\infty) = 0$ և $V_K^{(1)}(R) = V_K^{(2)}(R)$ պայմանները, կստանանք՝

$$V_K = \begin{cases} \dfrac{Ze^2}{2R}(3 - \dfrac{r^2}{R^2}), & r \le R \\ \dfrac{Ze^2}{R}, & r > R \end{cases}:$$

Կուլոնյան փոխազդեցության կտրվածքը որոշելիս ցրման ամպլիտուդը բաղկացած է լինում երկու գումարելիներից՝

$$f(\theta) = f_y(\theta) + f_k(\theta)$$

և կտրվածքի $\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left|f\left(\theta\right)\right|^2$ բանաձևում հանդես է գալիս լրացուցիչ անդամ պայմանավորված միջուկի ռեզերֆորդյան և միջուկային պոտենցիալներով ցրված ալիքների ինտերֆերենցով:

Էներգիայի աճին զուգընթաց $f_K\left(\theta\right)$ շատ արագ նվազում է և այդ պատճառով ստացվում է, որ բարձր էներգիաների դեպքում պրոտոնի և նեյտրոնի միջուկային ցրման կտրվածքները հավասար են:

Ուղղանկյուն հորի մոդելով կարելի է՝

I Նուկլոնների հայտնի հատկություններից ելնելով որոշել երեք պարամետրերը, որոնք հետո տեղադրելով օպտիկական մոդելից ստացված բանաձևերի մեջ, հաշվարկել կտրվածքները և համեմատել փորձից ստացվածի հետ:

II Փորձում ստացված կտրվածքները տեղադրելով հաշվել և ստանալ միջուկի օպտիկական պարամետրերը:

I -ին դեպքում օպտիկական մոդելը խստորեն հիմնավորվում է:

II-րդ դեպքում հնարավոր չէ ուղղակիորեն հիմնավորել մոդելը, սակայն ստացված երկրորդական պարամետրերը ցուցանում են մոդելի ճշտությունը:

Գոյություն ունեն երկու փորձարարական մեծություններ՝ σ_a և σ_s, որոնք տեղադրելով մոդելի մեջ կարելի է որոշել R, K_1, K: Այս երեք պարամետրերից մեկը պետք է տրված լինի: Ավելի հարմար է տալ միջուկի շառավիղը, սակայն այդ դեպքում պետք է համոզված լինել, որ միջուկի պոտենցիալի գործողության շառավիղը և լիցքի բաշխման շառավիղը միջուկում նույնն է: Այդ կարելի է պարզել՝ վերցնելով նախնական մեկ ուրիշ պարամետր, օրինակ V, W և այնուհետև օպտիկական մոդելի հավասարումներից օգտվելով որոշել շառավիղը:

Փորձերը ցույց տվեցին, որ նուկլոնների հավասարաչափ բաշխման դեպքում ($\rho = \dfrac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3}$ -- միջուկում նուկլոնների խտությունն է) փոխազդեցության կտրվածքը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\sigma = \frac{Z\sigma_{Np} + \left(A - Z\right)\sigma_{Nn}}{A},$$

որտեղ σ_{Np} և σ_{Nn} նուկլոնների ցրման էֆեկտիվ կտրվածքներն են: Ենթադրելով, որ յուրաքանչյուր փոխազդեցությունից հետո միջուկի նուկլոնը բարձրանում է վերևի էներգիական մակարդակին, իսկ փնջի նուկլոնը դուրս է թռչում փնջից, կլանման գործակցի համար կստացվի՝ $K = \rho\sigma$: Կլանման գործակիցը տվյալ մասնիկի նուկլոնի հետ փոխազդեցության կտրվածքն է հաշված միավոր ծավալում:

σ_{NP} և σ_{Nn} -ի համար պետք է մտցնել ուղղումներ, հաշվի առնելով, որ միջուկում էներգիայի փոքր փոխանցումներով փոխազդեցություններն արգելված են:

Փորձի հետ լավ համընկում է այլասերված Ֆերմի գազի մոդելը, սակայն երբ $E >> E_f$, որտեղ E_f Ֆերմի մակարդակին համապատասխանող էներգիան է, ապա կարելի է վերցնել ազատ նուկլոնների վրա ցրման կտրվածքները σ_{pn}, σ_{PP}:

Վերցնելով այս կտրվածքները, հաշվելով σ_a և σ_s, համընկեցնելով դիֆերենցիալ կտրվածքները փորձի հետ, ստացել են միջուկի շառավղի հետևյալ արժեքները՝ $R = r_o A^{1/3}$ $r_o = 1.2 \div 1.4$ ֆմ.:

§4 Դիֆուզ սահմաններով միջուկ

Մեծ էներգիայով էլեկտրոնների ցրման Հոֆշտադերի փորձերից ստացվել է, որ միջուկում լիցքի խտության բաշխումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\rho = \frac{\rho_o}{1+\exp(\frac{r-R}{a})},$$

որտեղ R -ը և a -ն բաշխման հաստատուններն են:

Բնական է օպտիկական մոդելում ընդունել, որ V և W փոխվում են կախված մասնիկի շարժման կոորդինատից (շառավիղ վեկտորից), երբ նա շարժվում է միջուկի մեջ: Ամենապարզ դեպքում կարելի է ենթադրել, որ V -ն փոխվում է ρ -ի նման: Երբեմն, երբ դիտում են փոքր էներգիայով մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկի հետ վերցնում են W -ի կախումը r -ից տարբեր $V = f(r)$ կախվածությունից.

$$W(r) = W_o.e^{-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2},$$

որը հաշվի է առնում մասնիկի ուժեղ կլանում մակերևույթի վրա:

Վուդսը և Սաքսոնը վերցրեցին Հոֆշտադերի փորձում ստացված բաշխվածությունը և տվեցին պոտենցիալի շառավղային բաշխվածությունը՝

$$V(r) = V\left(1+e^{\frac{r-R}{a}}\right)^{-1}:$$

Այս պոտենցիալը գրականության մեջ հայտնի է, որպես Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալ: a - ն կոչվում է միջուկի դիֆուզականություն և հաստատուն է բոլոր միջուկների համար, իսկ $R = r_o A^{1/3}$,

r_o - հաստատուն է բոլոր միջուկների համար, կամ շատ թույլ կախում ունի A-ից:

Պոտենցիալը կարող է ունենալ նաև հետևյալ տեսքը՝

$$V(r) = V\rho(r),$$

որտեղ V-ն կախված չէ r-ից, իսկ $\rho(r)$ նուկլոնների խտության բաշխումն է:

Այստեղ ենթադրվում է, որ միջուկային ուժերի գործողության շառավիղը շատ ավելի փոքր է միջուկի չափերից և նուկլոն-նուկլոն ցրման ամպլիտուդը կախված չէ անկյունից, և կարելի է վերցնել ամպլիտուդը 0°-ի տակ: Աշխատանքները ցույց տվեցին, որ երկրորդ ենթադրությունը ճիշտ չէ և այդ դեպքում V և W-ի համար կարելի է վերցնել $\rho(r)$-ի նման շառավղային կախվածություն, սակայն այդ կախվածությունների մեջ R-երը տարբեր են: Այս դեպքում օպտիկական մոդելի պարամետրերի թիվը մեծանում է: Այն կարելի է նվազեցնել, եթե ենթադրենք, որ V - ի և W շառավղային կախվածությունները նույնն են, սակայն տարբերվում են լիցքի բաշխումից: Փորձերը ցույց տվեցին, որ այդ բաշխումների R-երը շատ քիչ են տարբերվում՝ 0,1=0,2 ֆմ: Պրոտոնների փորձերում անհրաժեշտ է հաշվի առնել նաև էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունը:

Մեծ էներգիաներով նուկլոնների փորձերում, երբ մասնիկի վազքի երկարությունը համեմատական է միջուկի չափերին ենթադրվում է, որ $W(r)$ ունի նույն կախումը ինչ $V(r)$՝

$$W(r) = W\left(1 + e^{\frac{r-R}{a}}\right)^{-1} :$$

Այս դեպքում առաջանում են 4 օպտիկական պարամետր՝ r, a և V և W:

r և a-ն բնութագրում են միջուկի չափերը և միջուկային նյութի խտության բաշխումը, իսկ V և W - նուկլոնի և միջուկի փոխազդեցության ուժը:

Գոյություն ունեն նաև այլ տիպի պոտենցիալներ, որոնք նկարագրում են միջուկային նյութի բաշխումը՝

$$V(r) = -(V + iW)f(r)$$

$$f(r) = \begin{cases} 1 & r \le R - d \\ 1 + \dfrac{r - R - 3d}{4d^3} & R - d \le r \le R + d \\ 0 & r \ge R + d \end{cases} :$$

Ինչպես արդեն նշվեց Շրեդինգերի հավասարումը դժվար լուծելի է Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալի համար, դրա համար օգտագործում են վերը նշված պոտենցիալը:

Այս բոլոր դեպքերում ընդհանուր է այն գաղափարը, որ միջուկն ունի մակերևույթ, որտեղ պոտենցիալի փոփոխությունը մեծ է, և միջին մաս, որտեղ պոտենցիալը շատ թույլ է փոխվում: Հետաքրքիր է ուսումնասիրել, թե որ պոտենցիալն է առավել լավագույն համընկում փորձի հետ, սակայն դա դժվար լուծելի խնդիր է: Շատ հետազոտողներ ուսումնասիրում են լիցքավորված մասնիկների այն օպտիմալ էներգիան, որի դեպքում ստացվում է a դիֆուզականությունից փոխազդեցություն, կտրվածքի կախվածություն:

Եթե մասնիկի էներգիան շատ փոքր է, ապա առաձգական ցրման դեպքում մեծ դեր է խաղում կուլոնյան փոխազդեցությունը: Մասնիկների մեծ էներգիայի դեպքում, մասնիկը թափանցում է միջուկ և մակերևույթի դիֆուզականությունը դեր չի խաղում: Գոյություն ունի օպտիմալ էներգիա, որի դեպքում ստացվում է դիֆերենցիալ կտրվածքի կախվածություն պոտենցիալի տեսքից: Այն որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝ $E = \dfrac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}}$:

Փորձերը ցույց են տալիս, որ օպտիկական մոդելը կիրառելի է ոչ միայն նուկլոնների փոխազդեցության համար, ինչը որ նկարագրվում էր մինչ այժմ, այլ նաև այլ մասնիկների փոխազդեցությունների համար, ինչպիսիք են π - մեզոնները և α մասնիկները:

§5 Միջուկային ռեակցիաների հեղեղային մոդելը

Օպտիկական մոդելը հնարավորություն է տալիս որոշել միջուկում մասնիկների առաձգական ցրման և կլանման կտրվածքները, սակայն նա չի կարող նկարագրել միջուկ մտած մասնիկի հետ կատարվող պրոցեսները, ինչպես նաև նկարագրել թիրախ-միջուկի վիճակը փոխազդեցությունից հետո: Քանի որ օպտիկական մոդելը միամասնիկային մոդել է, ապա նա չի նկարագրում երևույթներ, որոնցում մասնակցում են միջուկում եղած մյուս մասնիկները: Բորի բաղադրիչ մոդելը ինչ որ չափով լրացնում է այդ բացը ցածր և միջին էներգիաների տիրույթում: Սակայն մեծ էներգիաների դեպքում Բորի մոդելը չի նկարագրում մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկի հետ: Այս տիրույթի համար Հեյզենբերգը և Սերբերը ստեղծեցին նոր մոդել՝ հեղեղագոլորշիացման մոդելը, որը մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկի հետ դիտում է, որպես հաջորդական փոխազդեցությունների համախումբ:

Այս ենթադրությունը հիմնված է այն փաստի վրա, որ եթե մասնիկի էներգիան մեծ է, ապա նրա դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը փոքր է միջուկի չափերից և համեմատական է երկու նուկլոնների միջև եղած հեռավորությանը: Այդ պատճառով նա փոխազդում է սահմանափակ թվով նուկլոնների հետ, սահմանային դեպքում՝ մեկ նուկլոնի հետ:

Միջուկ մտնող մասնիկի փոխազդեցության ժամանակը միջուկի նուկլոններից որևէ մեկի հետ շատ ավելի փոքր կլինի, քան այն ժամանակը, որի ընթացքում միջուկի նուկլոնը հասցնում է իր ստացած իմպուլսով փոխանակվել միջուկի մյուս նուկլոնների հետ՝ $\tau << t$:

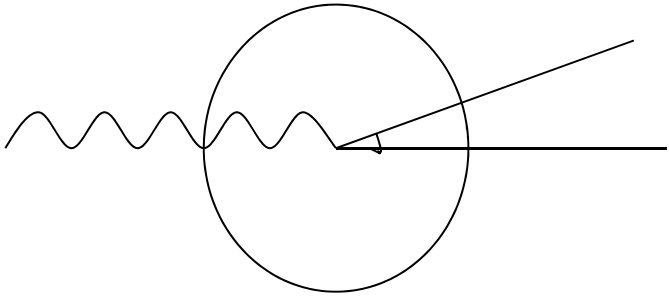
Այս դեպքում մասնիկն իր իմպուլսը տալիս է միայն մեկ նուկլոնին: Ստացվում է, որ մեծ էներգիայով մասնիկն անցնում է միմյանց հետ չփոխազդող նուկլոնային գազի միջով փոխազդելով միայն այն նուկլոնների հետ, որոնք գտնվում են իր ճանապարհին (տես նկար, էջ 52):

Այն փաստը, որ մասնիկն անցնում է միջուկի միջով, որտեղ նուկլոնների միջև գործում են որոշակի փոխազդեցության ուժեր, մոդելում հաշվի է առնվում մտցնելով պոտենցիալ, որը փաստորեն օպտիկական պոտենցիալի իրական մասն է: Այսինքն E էներգիայով մասնիկը մտնելով միջուկ ստանում է V էներգիա և մասնիկի էներգիան դառնում է $E+V$: Եթե $E >> V$, ապա V կարելի է անտեսել:

Ետ հարվածի երկրորդական նուկլոնները նույնպես կարող են ստանալ այնքան մեծ էներգիա, որ նրանց հետագա շարժումը միջուկի մեջ կարելի է դիտել, որպես ուղղագիծ, և նրա ուղղությունը պայմանավորված է սկզբնական մասնիկի ցրման պարամետրերով: Այս դեպքում նրանց փոխազդեցությունը նույնպես տեղի է ունենում միայնակ նուկլոնների հետ և այդպես շարունակ:

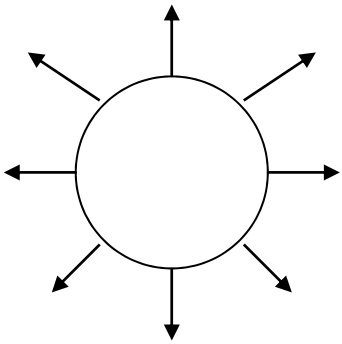
Այսպիսով մեծ էներգիայով մասնիկը, մտնելով միջուկ, առաջացնում է մասնիկների հեղեղ: Այդ մասնիկների որոշ մասը, հասնելով միջուկի մակերևույթ և չկարողանալով նվազեցնել իրենց էներգիան, դուրս կթռչեն միջուկից: Դուրս թռչող մասնիկների անկյունային բաշխումը չի նկարագրվում տրոհման վիճակագրական տեսությամբ տրվող բաշխումով:

Այդ երկրորդական մասնիկները դուրս կթռչեն միջուկից առավելապես դեպի առաջ, սկզբնական մասնիկի շարժման ուղղությամբ:



Նուկլոնների որոշ փոխազդեցություններ կարող են լինել ոչ աձգական և այդ դեպքում կառաջանան π մեզոններ, որոնք նույնպես կմասնակցեն հեղեղի առաջացմանը:

Այս ամբողջ պրոցեսը տևում է շատ կարճ՝ 10^{-22} - 10^{-23} վրկ: Հեղեղից հետո մնացորդային միջուկը մնում է գրգռված վիճակում: Գրգռման էներգիան բաշխվում է բոլոր նուկլոնների միջև հավասարաչափ և այս գրգռումը վերացվում է նուկլոնների, γ քվանտների և ավելի ծանր մասնիկների առաքմամբ: Ամբողջ պրոցեսը ընթանում է ավելի դանդաղ՝ 10^{-13} – 10^{-18} վրկ ընթացքում: Երկրորդ մասը կոչվում է գոլորշիացման պրոցես և ընթանում է իզոտրոպ:



Հեղեղագոլորշիացման մոդելի կիրառման տիրույթի ներքևի սահմանը սկսվում է 100 ՄէՎ-ից, թեկուզ այս տիրույթը լավ նկարագրվում է նաև օպտիկական մոդելով: Էներգետիկ վերին սահմանը դեռևս ճշգրիտ հայտնի չէ:

Ենթադրվում էր, որ մեծ էներգիայով մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկում չի կարող սահմանափակվել երկակի փոխազդեցությամբ, այլ պետք է մասնակցեն իր ճանապարհին ընկած այն բոլոր նուկլոնները, որոնք սահմանափակվում են խողովակի մեջ, որի տրամագիծը որոշվում է π մեզոնի կոմպտոնյան ալիքի երկարությամբ՝ $\lambda_c = \frac{\hbar}{m_\pi c} \sim 1{,}46 \cdot 10^{-13}$ սմ.: Հետագա փորձարարական ուսումնասիրությունները ցույց տվեցին, որ բարձր էներգիաներով մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկների հետ հնարավոր է բացատրել հեղեղագոլորշիացման մոդելով՝ չընդգրկելով խողովակի մոդելը:

§6 Հեղեղային պրոցեսի հաշվարկի մեթոդը (Մոնտե-Կառլո հաշվարկները)

Վերևում նկարագրված հեղեղագոլորշիացման մոդելը շատ պարզեցված է: Իրականում, որպեսզի նկարագրվի պրոցեսը, օգտագործվում են ստոխաստիկ պրոցեսների տեսությունից: Դա պատահական դեպքերի մեթոդն է, կամ Մոնտե-Կառլոյի մեթոդը: Այդ մեթոդով տեղի է ունենում իրական պրոցեսների մոդելավորում: Որպեսզի ստացվի իրական պատկերացում որևէ պրոցեսի մասին, կառուցվում է այդ պրոցեսին նման տեսական մոդել և մոդելի պարամետրերի կամայական ընտրությամբ, որոնք բնութագրում են կոնկրետ իրավիճակ, հետազոտվում են բոլոր հնարավոր ելքերը: Այժմ տես-

նենք, թե ինչպես կարելի է նկարագրել մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկի հետ:

Քանի որ դիտարկում է բարձր էներգիայով մասնիկի շարժումը միջուկի մեջ որոշակի հետագծով, ապա առաջին հերթին պետք է որոշվի մասնիկի միջուկ մտնելու կետը: Նայած թե որ կետում մասնիկը կմտնի միջուկ, նրա հետագիծը տարբեր կլինի և հետևաբար տարբեր կլինի փոխազդող նուկլոնների թիվը: Այդ փոխազդեցությունների թիվը ֆունկցիա է նշանացուցային հեռավորությունից: Պարզության համար ընդունվում է, որ միջուկը գնդաձև է և մակերևույթի վրա տեղի չի ունենում անդրադարձում: Այս դեպքում մասնիկի տվյալ նշանացուցային հեռավորությունով միջուկ մտնելու հավանականությունը կորոշվի այն լայնական կտրվածքի մակերեսով, որն ստացվում է գունդը գլանով հատելու դեպքում, գլանի շառավիղը վերցվում է հավասար նշանացուցային հեռավորությանը:

Այսպիսի մոտեցումը ճիշտ է մեծ էներգիայով մասնիկների համար և չի գործում փոքր էներգիայով մասնիկների դեպքում:

Միջուկի մեջ մտնող մասնիկը հավասար հավանականությամբ կարող է միջուկ մտնել յուրաքանչյուր կետում:

1. Մասնիկի միջուկ մտնելու կետը որոշվում է կամայական թվերի աղյուսակով, կամ ռուլետկայի մեթոդով: Դրա համար գնդի մակերեսը բաժանվում է հավասար մասերի, և այնուհետև, խաղարկվում է այդ բոլոր թվերը: Որոշ դեպքերում, հեշտության համար, վերցնում են ոչ թե միջուկի տարածական պատկերը, այլ այն պրոյեկտվում է հարթության մեջ, և կատարվում է համակենտրոն շրջանների այնպես, որ օղակների մակերեսները նույնը լինեն:

2. Այնուհետև պետք է որոշել մասնիկի վազքի երկարությունը մինչև առաջին փոխազդեցությունը: Դրա համար պետք է իմանալ

տվյալներ մասնիկի ազատ նուկլոնների վրա ցրման կտրվածքների մասին:

Այն փաստը, որ փնջի մասնիկների էներգիան հայտնի է և որոշակի, դեռևս չի նշանակում, որ անհրաժեշտություն չկա ունենալ փոխազդեցության կտրվածքներ տարբեր էներգիաների դեպքում: Պատճառը այն է, որ նուկլոնները միջուկում ունեն որոշակի իմպուլսներ, որի պատճառով բախվող մասնիկների հարաբերական էներգիան փոխվում է շատ մեծ տիրույթում՝ կախված միջուկի նուկլոնների իմպուլսների ուղղությունից:

Որոշ աշխատանքներում մինչև 400 ՄէՎ էներգիայի համար վերցրվում է տարրական կտրվածքի կախվածությունը մասնիկների հարաբերական արագությունից հետևյալ տեսքով՝

$$\sigma_{pp,nn} = \frac{10,63}{\beta^2} - \frac{29,92}{\beta} + 42,9 \text{ մբն}$$

$$\sigma_{np} = \frac{34,1}{\beta^2} - \frac{82,2}{\beta} + 82,2 \text{ մբն:}$$

Մեծ էներգիաների տիրույթում σ - շատ քիչ է փոխվում, եթե էներգիան փոխվում է 10 անգամ, ապա $\sigma = 1,5\sigma$, այսինքն փոխվում է 50%-ով:

Նուկլոնի ազատ վազքի երկարությունը միջուկում որոշվում է $\lambda = \frac{1}{\rho\sigma}$ բանաձևով, որտեղ ρ -ն նուկլոնների խտությունն է, իսկ σ ցրման միջին կտրվածքը՝ ըստ պրոտոնների և նեյտրոնների: Որպեսզի որոշվի այդ կտրվածքը, պետք է հայտնի լինի նուկլոնների իմպուլսային բաշխվածությունը միջուկում: Սովորաբար միջուկների համար վերցրվում է Ֆերմի բաշխումը: Սակայն բազմաթիվ փորձարարական արդյունքներից ստացվում է, որ այդ բաշխումը ունի գաուսյան բաշխվածության տեսք: Այստեղից մասնիկի փաստացի վազքի երկարությունն էքսպոնենցիալ նվազող ֆունկցիա

է, հետևաբար կարելի է ներկայացնել $x = -\lambda \ln K$ տեսքով, որտեղ λ- միջին վազքի երկարությունն է, իսկ K- ն [0-1] տիրույթում վերցրված թիվ է: Խաղարկելով այս թիվը կարելի է ստանալ այն կետը, որտեղ տեղի կունենա առաջին բախումը:

3. Այնուհետև պետք է ընտրել մասնիկը, որի հետ տեղի է ունենում բախումը՝ պրոտոն կամ նեյտրոն: Դրա համար պետք է նկարագրվի թիրախ-միջուկի նուկլոնային կառուցվածքը, այսինքն նեյտրոն պրոտոն հարաբերակցությունը:

4. Հաջորդ քայլում որոշվում է բախման պարամետրը, այսինքն միջուկի նուկլոնի իմպուլսի ուղղությունը, ցրման անկյունը զանգվածի կենտրոնի համակարգում և սկզբնական հարթության նկատմամբ ցրման հարթության պտույտը (այն որոշվում է հարվածող նուկլոնի և թիրախ նուկլոնի իմպուլսներով),:

Եթե մասնիկի էներգիան մեծ է մեզոնածնման էներգիայից, ապա պետք է որոշել այդ պրոցեսի հավանականությունը և հետագա զարգացումը:

Ցրման անկյունն ընտրելու ժամանակ անհրաժեշտ է իմանալ ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքը տարբեր էներգիաների դեպքում: Փորձարարական տվյալները մոտարկվում են հետևյալ բանաձևով՝

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = c\left(A\cos^4\theta + B\sin^3\theta + 1\right):$$

Այս բանաձևում A և B գործակիցները ֆունկցիա են նուկլոնի էներգիայից և տարբեր են pp և np ցրումների համար:

Եթե փոխազդեցության ժամանակ ծնվում են π մեզոններ, ապա նրանց ազատ վազքի երկարությունը որոշելու համար տրվում է նրանց ցրման կտրվածքների էմպիրիկ կախվածությունը բախվող մասնիկների ընդհանուր էներգիայից (γ) և իմպուլսից (η)

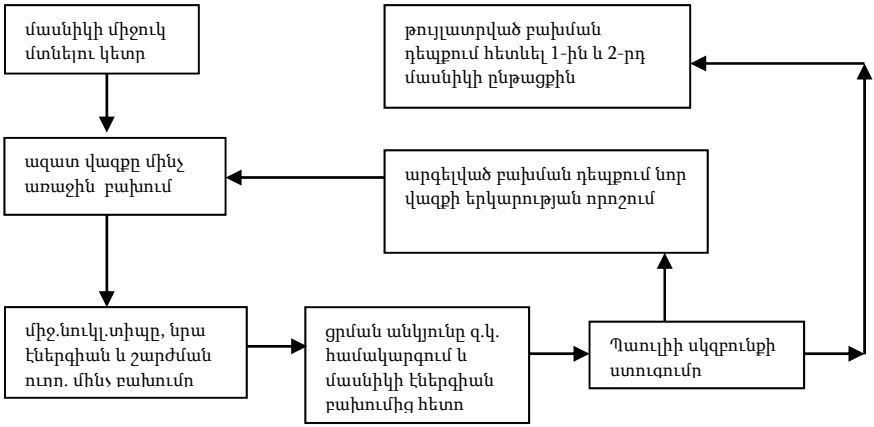
$$\sigma_{ii} \sim (\gamma - 1)^3 \text{ մբն } \pi^- n \text{ ; } \pi^+ p \text{ ցրումը}$$

$$\sigma_{ij} \sim (\gamma - 1)$$ մբն $\pi^- p$; $\pi^+ n$; ցրումը

$$\sigma^a{}_{ij} \sim \frac{\eta^2}{\gamma} \pi d$$ կլանումը:

Երբ կատարված է բախման կինետիկ բնութագրերի ընտրություն, դիտարկվում է Պաուլիի սկզբունքի տեսանկյունից այդ փոխազդեցության հնարավորությունը: Եթե պարզվի, որ փոխազդեցությանը մասնակցող նուկլոններից մեկը ձեռք է բերել իմպուլս, որը ավելի փոքր է, քան որոշված է Ֆերմի սահմաններով, ապա այդ դեպքում ընդունվում է, որ փոխազդեցությունն արգելված է: Պատահում է, որ նուկլոնի վազքի երկարությունը չի պարփակվում միջուկի չափերով, այս դեպքում նույնպես փոխազդեցությունը չի դիտարկվում, այլ մասնիկը կտրում անցնում է միջուկն առանց փոխազդելու: Առաջնային մասնիկի շարժման զուգընթաց միջուկում աճում են երկրորդային մասնիկների քանակը, որոնց ընթացքը հետազոտվում է նույն եղանակով այնքան ժամանակ, մինչև նրանք չեն լքում միջուկը, կամ մինչև նրանց էներգիան չի դառնում ավելի քիչ, քան նախօրոք տրված էներգիան:

Այսպիսով ամբողջ Մոնտե-Կառլո հաշվարկը կարելի է ներկայացնել հետևյալ սխեմայի միջոցով՝



Մասնիկը երբ դուրս է գալիս միջուկից, ֆիքսվում է նրա կինետիկ էներգիան և դուրս թռչելու անկյունը սկզբնական մասնիկի շարժման ուղղության նկատմամբ: Այսպիսով, եթե խաղարկվեն մեծ թվով մասնիկներ, կարելի է ստանալ պրոցեսի վիճակագրական պատկերը:

Վերը նկարագրված մոդելով կարելի է ստանալ մասնիկների ոչ առաձգական փոխազդեցության կտրվածքը, երկրորդային հեղեղային մասնիկների կազմը, անկյունային և էներգետիկ բաշխումը, մնացորդային միջուկների բաշխումը՝ ըստ ջերմային գրգռման էներգիայի: Այս ամենի հավաստիությունը կախված է սկզբնական պարամետրերի հավաստի ընտրությունից:

§7 Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկներում օգտագործվող միջուկի պարամետրերը

Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկների համար կարևոր է, թե ինչպիսի պարամետրեր է վերցրվում միջուկը նկարագրելու համար:

Առաջին հերթին, որպեսզի որոշվի թե մասնիկն ինչպիսի ճանապարհ է անցել միջուկում, պետք է տրվի նուկլոնների խտության բաշխումը միջուկում՝ $\rho(r)$, քանի որ $\lambda \approx \frac{1}{\rho\sigma}$ և կախված է միջուկի մակերևույթի դիֆուզականությունից: Սովորաբար հաշվարկների ժամանակ օգտագործում են նուկլոնների հավասարաչափ բաշխում միջուկում և λ-ն ստացվում է հաստատուն բոլոր նուկլոնների համար, որոնք միջուկ են մտնում տարբեր նշանացուցային հեռավորությամբ:

Միջուկի շառավիղը՝

$$R = r_o A^{1/3}$$

Տարբեր հաշվարկներում r_o վերցնում են տարբեր արժեքներով, սակայն այն տատանվում է 1,2 ÷ 1,45 ֆմ. տիրույթում: Հատուկ ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ r_o-ի ընտրությունը շատ քիչ է ազդում հեղեղային մասնիկների էներգետիկ և անկյունային բաշխվածության վրա, սակայն փոխվում է նրանց թիվը և մասնիկի թափանցելիությունը:

Փորձարարական տվյալների հետազոտությունը ցույց տվեց, որ լավագույն համընկումը ստացվում է, եթե վերցրվում է դիֆուզ սահմաններով միջուկ, որի մակերևույթի վրա խտությունը նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով: Փորձերը ցույց են տալիս, որ հաստատուն խտությամբ և փոփոխական խտությամբ հաշվարկների ժամանակ պրոցեսի կտրվածքը մեծանում է երկու անգամ և համընկնում է pp և pn քվազիառաձգական պրոցեսների կտրվածքին:

Այնուհետև շատ կարևոր է իմանալ միջուկի մեջ իմպուլսների բաշխումը: Շատ հաճախ վերցրվում է Ֆերմի բաշխումը, սակայն գոյություն ունի ալտերնատիվ բաշխում՝ զաուսյան բաշխում: Դա բերում է հաշվարկային արժեքների շեղմանը: Օրինակ միջուկի մեջ մեծ իմպուլսներով նուկլոնների առկայությունը npastwum է մեծ էներգիայով π մեզոնների առաջացմանը, որը չի բխում Ֆերմի գազի մոդելից:

Արդեն նշվել է, որ մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկի մեջ ուսումնասիրելիս պետք է հաշվի առնել, որ այն ընթանում է պոտենցիալային դաշտում: Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկներում վերցրվում է ուղղանկյուն պոտենցիալային հոր, որի խորությունը վերցրվում է հավասար Ֆերմի էներգիային $\left(E_f + \varepsilon_N\right)$, ε_N նուկլոնի կապի էներգիան է միջուկում: E_f-ը կախված է միջուկի շառավղից, հետևաբար V-ի խորությունը նույնպես կախված կլինի R-ից:

Ուղղանկյուն պոտենցիալային հորը միշտ չէ, որ տալիս է բավարար արդյունք, հատկապես ցրման դիֆուզիոն կտրվածքների դեպքում:

Դիֆուզ միջուկային պոտենցիալի դեպքում է արդյունքները փոփոխվում են, քանի որ իմպուլսային բաշխման պարամետրը մակերևույթի վրա և միջուկի ներսում տարբեր է լինում: Ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ որոշ դեպքերում այդ պարամետրերը տարբերվում են 10 անգամ: Մակերևույթի վրա այն ավելի փոքր է քան միջուկի ներսում: Ներմիջուկային նուկլոնների շարժման էներգիայի այսպիսի տարբերությունը կարող է հանգեցնել ոչ ճիշտ արդյունքների մակերևույթային փոխազդեցությունների հաշվարկների դեպքում, եթե վերցրվի ուղղանկյուն պոտենցիալային հոր:

Հաջորդ ոչ պակաս կարևոր փաստը միջուկային պոտենցիալի իմպուլսային կախվածության իմացությունն է: Բոլոր ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ պոտենցիալի խորությունը կախված է միջուկ մտած մասնիկի էներգիայից.

$$V_{/} = f(E)$$

$V = 50$ ՄէՎ երբ $E \approx 10$ ՄէՎ և $V = 10$ ՄէՎ երբ $E >> 10$ ՄէՎ:

Այս կախումն ակնառու դրսևորվում է, երբ ուսումնասիրվում է $(N, N^{/})$ կամ $(N, 2N)$ տիպի ռեակցիաներ:

Եթե ենթադրվի, որ տրոհման պրոցեսում միջուկից դուրս է գալիս մեկ նեյտրոն, ապա նրա լրիվ էներգիան միջուկում կլինի՝

$E = T + V(T)$, որտեղ T նեյտրոնի կինետիկ էներգիան է: $V(T)$ կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝ $V(T) = -V + bT$ $(b > 0)$:

Փոխազդեցությունից հետո նեյտրոնը կստանա լրացուցիչ իմպուլս և նրա էներգիան կաճի ΔT -ով՝

$$E^{/} = T + \Delta T + V\left(T + \Delta T\right) = T + \Delta T - V + b\left(T + \Delta T\right) = E + \Delta T\left(1 + b\right):$$

Այսինքն նեյտրոնի լրիվ էներգիան փոփոխվում է ոչ թե ΔT-ով, այլ $\Delta T(1+b)$-ով:

Եթե ընդունվի, որ $b = 1$, այսինքն նուկլոնի էֆեկտիվ զանգվածը հավասար է $m_N^{эф} = \dfrac{m_N}{2}$ (նուկլոնի էֆեկտիվ զանգվածը $m^* = \dfrac{m}{1+b}$), ապա պոտենցիալների ընտրության այդ տարբերությունն ակնառու կլինի փոքր անկյունների տակ ցրումների դեպքում:

Փոփոխական պոտենցիալն ազդում է նաև միջուկի թափանցելիության վրա, որը որոշվում է միջուկի հետ չփոխազդած մասնիկների թվով: Դա կապված է փոխազդեցության վրա Պաուլիի սկզբունքով պայմանավորված արգելքով: Փոփոխական պոտենցիալի դեպքում ետ հարվածի նուկլոնն ավելի մեծ հավանականությամբ կգրավվի վերևի մակարդակների կողմից, քան հաստատուն պոտենցիալի դեպքում: Պարզ է, որ այս ամենը կարևոր է թեթև միջուկների համար և հարվածող նուկլոնի ոչ մեծ էներգիաների դեպքում:

Հաջորդ կարևոր պարամետրն է հեղեղի մարման էներգիան (энергия обрезании): Դրանով է պայմանավորված հեղեղի հետագա զարգացումը: Աշխատանքների մեծամասնությունում հետևում են յուրաքանչյուր մասնիկին այնքան ժամանակ, մինչև նրանց էներգիան դառնում է այնքան փոքր, որ հնարավոր չէ այդ էներգիայով լքել միջուկը: Նեյտրոնների համար $E_n = V$, պրոտոնների համար պետք է հաշվի առնել նաև կուլոնյան վանողական էներգիան: Սակայն փորձերը ցույց են տալիս, որ մի քանի տասնյակ ՄէՎ էներգիայով մասնիկները ոչ թե դուրս են թռչում միջուկից, այլ կլանվում են նրա կողմից և այդ էներգիան տաքացնում է միջուկը (գրգռում է այն): Ռուդստամը 100-170 ՄէՎ պրոտոնների փոխազդեցության համար մարման էներգիան ընդունում է 20 ՄէՎ:

Փոքր էներգիաներով հեղեղային նուկլոնների համար դեր է խաղում միջուկի սահմաններից նրա անդրադարձումը: Այս երևույթը հանգեցնում է նրան, որ ետին հարթության մեջ առաջանում են մեծ թվով հեղեղային մասնիկներ: Սովորաբար Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկների մեջ այդ երևույթն անտեսում են:

Հեղեղագոլորշիացման մոդելով կարողանում են նկարագրել նաև ոչ շատ մեծ էներգիայով π մեզոնների փոխազդեցությունը միջուկի հետ: Դիտվում է, որ π մեզոնի փոխազդեցությունը ընթանում է նեյտրոն-պրոտոն զույգի հետ՝

$$\pi + n + p \to N + N :$$

Փորձերի հետ համեմատումից հետևում է, որ փոխազդեցության հիմնական կանալը վերը նշվածն է, թեկուզ այժմ քննարկվում են նաև մոդելներ, որտեղ վերցվում են ավելի շատ նուկլոնների համախմբի կողմից π մեզոնների կլանումը:

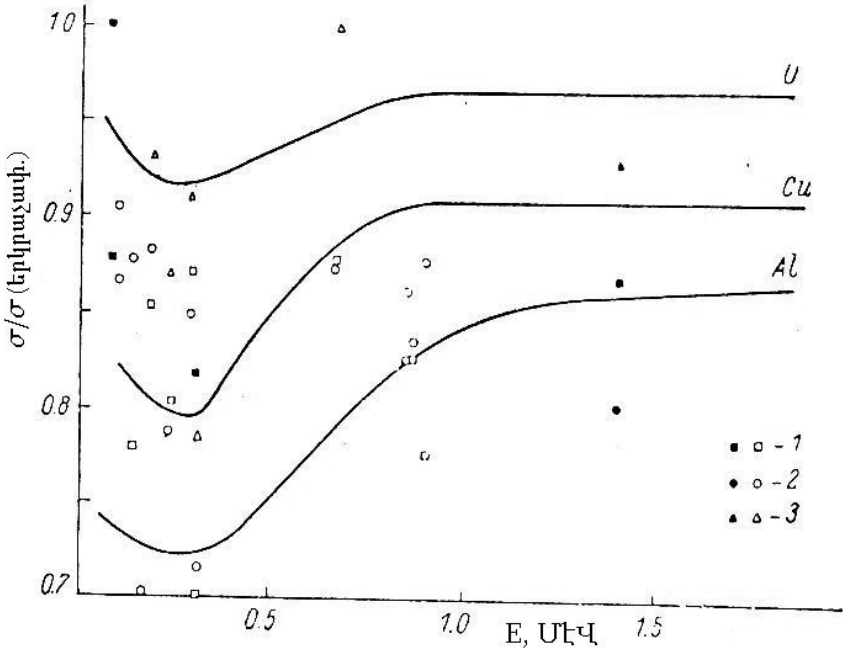
§8 Մոնտե-Կառլոյի մեթոդով հեղեղի հաշվարկի որոշ արդյունքներ

Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ փոքր էներգիաների դեպքում սկզբում միջուկի թափանցելիությունն աճում է, իսկ հետո սկսում է մոնոտոն նվազել: Այսպիսի կախվածությունը բացատրվում է երկու պատճառով՝

1. Պաուլիի սկզբունքից բխող որոշակի փոխազդեցությունների համար արգելքը,
2. $N - N$ փոխազդեցությունների կտրվածքների փոփոխությունը կախված Էներգիայից:

Առաջին պատճառը դեր է խաղում փոքր էներգիաների դեպքում, իսկ մեծ էներգիաների դեպքում այն կարելի է անտեսել: Երկ-

որդ պատճառը կարևորվում է մեծ էներգիաների դեպքում, մասնավորապես 400 ՄէՎ էներգիայի դեպքում պրոտոն-միջուկ փոխազդեցության կտրվածքն ավելի մեծ է քան նեյտրոն - միջուկ փոխազդեցության կտրվածքը: Պատճառն այն է, որ *np* փոխազդեցության կտրվածքը նշված էներգիայի տիրույթում ավելի մեծ է, քան *pp* փոխազդեցության կտրվածքը, հետևաբար նեյտրոնավելցուկ միջուկների համար ավելի մեծ հավանականությամբ ընթանում է պրոտոն- միջուկ փոխազդեցությունը:

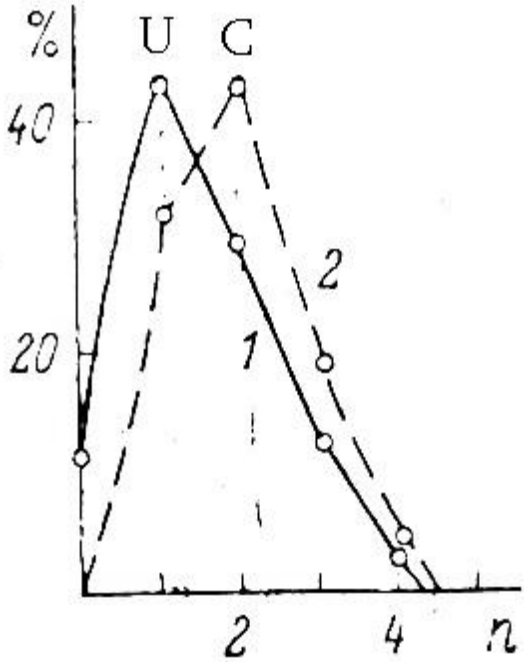


σ - ոչ առաձգական ցրման կտրվածքն է

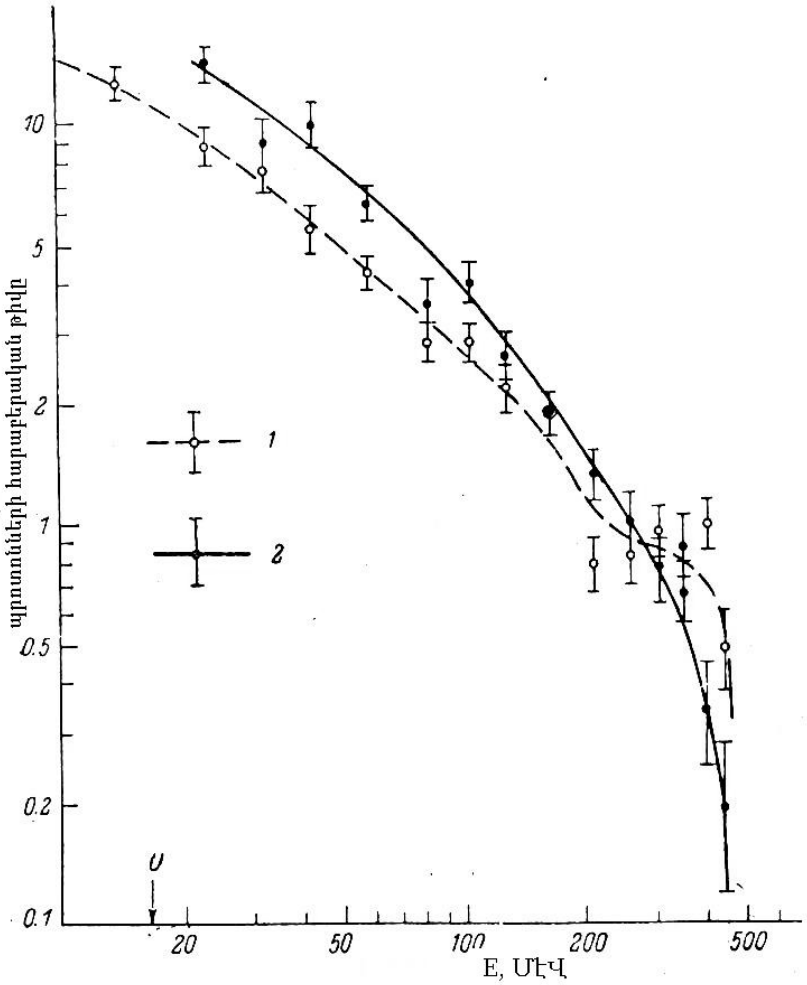
Գրաֆիկը ցույց է տալիս թափանցելիության աճը սկզբում և հետո նրա մոնոտոն նվազումը: Օրդինատների առանցքի վրա

վերցված է հարաբերական կտրվածքը $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{երկր}}}$, քանի որ տարբեր հեղինակներ վերցնում են r_o-ի համար տարբեր արժեքներ և համեմատության համար հարմար է նորմավորել կտրվածքները նույն r_o-ով հաշված երկրաչափական կտրվածքներով: Միջուկների թափանցելիությունը փոքրանում է միջուկների զանգվածի աճին զուգընթաց: Այս հաշվարկները կատարված են միջուկի հաստատուն խտության դեպքում: Դիֆուզ սահմաններ մտցնելու դեպքում միջուկի թափանցելիությունն աճում է, որոշ դեպքերում նույնիսկ 2 անգամ:

Դուրս թռչող հեղեղային պրոտոնների (p) և նեյտրոնների (n) հարաբերակցությունը կախված է թիրախ միջուկի $\frac{n}{p}$ հարաբերությունից: Եթե $\frac{n}{p}$ հարաբերությունը փոքր է, ապա հեղեղային պրոտոնների թիվն ավելի շատ կլինի, եթե $\frac{n}{p} > 1$ (ծանր միջուկների դեպքում), ապա հեղեղային պրոտոնների թիվը կլինի փոքր՝



Հեղեղային մասնիկների էներգիական սպեկտրը շատ լայն է: Այն վերին սահմանում հասնում է ռմբակոծող մասնիկի էներգիային, իսկ ներքևի սահմանը սահմանափակվում է մարման էներգիայով:



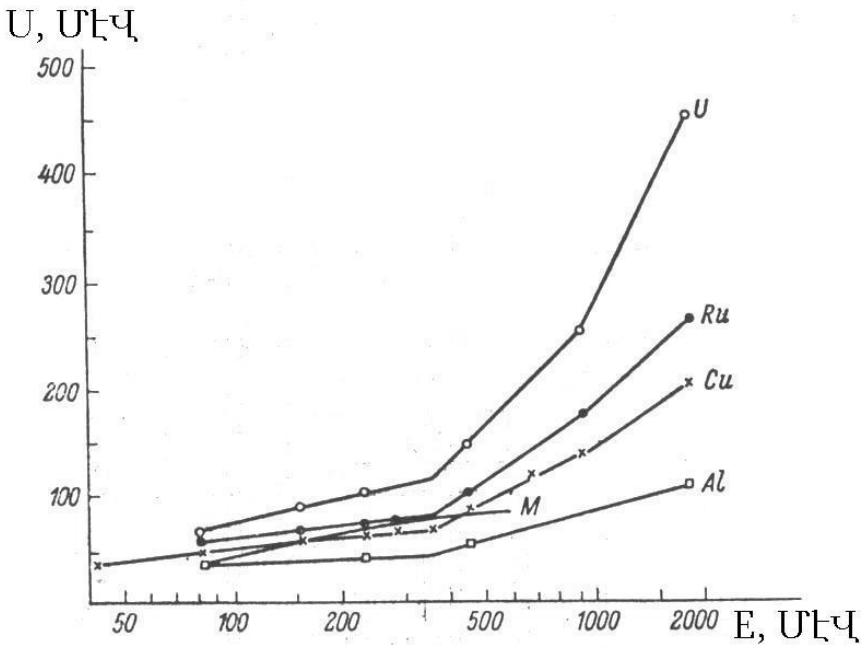
Պրոտոնների համար պետք է հաշվի առնել կուլոնյան արգելքը: Նեյտրոնների համար էներգական սպեկտրը նման է պրոտոնների էներգական սպեկտրին, սակայն շեղված է փոքր էներգիաների տիրույթը:

Հեղեղային նուկլոնների հաջորդ բնութագիրը նրանց անկյունային բաշխումն է սկզբնական փնջի նկատմամբ: Այն կախված է

փնջային մասնիկների էներգիայից, միջուկի չափերից և հեղեղային մասնիկների կինետիկ էներգիայից: Որքան մեծ է հեղեղային մասնիկների էներգիան, այնքան շատ է անիզոտրոպությունը, փոքր էներգիայով մասնիկները համեմատաբար իզոտրոպ են դուրս գալիս:

Հաջորդ կարևոր բնութագիրը միջուկի մեջ մնացած գրգռման էներգիան է: Դա կարևոր է իմանալ մնացորդային միջուկի հետագա ճակատագիրը որոշելու համար: Գրգռման էներգիայի իմացությունը թույլ է տալիս այս կամ այն տեսության սահմաններում որոշել միջուկից մասնիկների ջերմային արձակումը: Եթե, ըստ Բորի տեսության, իմանալով սկզբնական մասնիկի էներգիան կարելի է ճշգրտորեն որոշել բաղադրիչ միջուկի գրգռման էներգիան, ապա հեղեղագոլորշիացման մոդելն այդ հնարավորությունը չի տալիս, գրգռման էներգիան հնարավոր չէ որոշել սկզբնական պայմաններից:

Եթե սկզբնական փնջի էներգիան 300 ՄէՎ-ից բարձր է, ապա կտրուկ մեծանում է նաև գրգռման միջին էներգիան (U):



§9 Միջուկի վիճակագրական մոդելը

Հեղեղից հետո միջուկում մնում են մասնիկներ, որոնց էներգիան շատ քիչ է տարբերվում միջուկի մեջ նուկլոնների ջերմային շարժման էներգիայից և այս դեպքում հեղեղային (Սերբերի) մոդելով հնարավոր չէ նկարագրել նրանց շարժումը միջուկում: Այս դեպքում պետք է օգտվել նոր մոդելից: Այս նոր մոդելում պետք է նկարագրել այն միջուկի վարքը, որում գոյություն ունի էներգիայի քիչ քանակությամբ ավելցուկ, որը պայմանավորված է հեղեղից հետո մնացած մասնիկներով: Այդ մասնիկների էներգիան արագ բաշխվում է միջուկի մյուս մասնիկների միջև բազմակի բախումների միջոցով: Նման տիպի պրոցեսները, որտեղ գոյություն ունեն բազմաթիվ ազա-

տության աստիճաններ, դիտվում են վիճակագրական տեսության սահմաններում:

Միջուկի մեջ նուկլոնները ենթարկվում են Ֆերմի-Դիրակի վիճակագրությանը: Նրանք փոխազդում են միմյանց հետ, որը բերում է միջինացված միջուկային պոտենցիալի, որի հետ փոխազդում է յուրաքանչյուր նուկլոն: Այստեղից ի հայտ են գալիս միամասնիկանի էներգիական մակարդակներ: Կայուն վիճակում գտնվող միջուկի համար գոյություն ունի էներգիայի առավելագույն արժեք, որից ավելի մեծ արժեքներ մասնիկները չեն կարող ձեռք բերել միջուկում: Այդ սահմանը (Ֆերմի էներգիան) որոշակի է միջուկի համար: Սակայն, շնորհիվ նուկլոնների միջև փոխազդեցության, մասնիկներից ոմանք կարող են ունենալ Ֆերմի էներգիայից մեծ էներգիա, և նրանք կգրավեն Ֆերմի էներգիայից ավելի բարձր էներգիական մակարդակներ: Եթե միջուկ մտցվի էներգիայի ավելցուկ, ապա ներքևի մակարդակները զբաղված կլինեն, ըստ Պաուլիի սկզբունքի, սակայն վերևի մակարդակները կլրացվեն ավելի շատ թվով նուկլոններով և Ֆերմի սահմանը կդառնա ավելի ու ավելի դիֆուզ:

Միջուկի գրգռման էներգիայի աճին զուգընթաց ավելանում են այն էներգիական վիճակների թիվը, որոնց միջոցով կատարվում է այդ գրգռումը: Այսինքն, կամ մեկ մասնիկ կարող է բարձրանալ էներգիական բարձր մակարդակի, կամ երկու մասնիկ՝ ավելի ցածր էներգիական մակարդակի և այլն: Որքան շատ են այդ մակարդակները, այնքան ավելի քիչ ժամանակ միջուկը կգտնվի այդ վիճակներում:

Այդ վիճակները բնութագրվում են նրանով, որ մեկ, կամ մի քանի նուկլոն կարող են ձեռք բերել ավելի մեծ էներգիա, քան միջուկի կապի էներգիան և դուրս գալ միջուկից: Սակայն դա կարող է տեղի ունենալ էներգիական ֆլուկտուացիաների շնորհիվ, երբ մասնիկի իմպուլսն ուղղված է միջուկից դեպի դուրս: Քանի որ դրանք ֆլուկտուացիաներ են, ապա նրանց հավանականությունը փոքր է և

որքան մեծ է ֆլուկտուացիան, այնքան ավելի փոքր է հավանականությունը:

Այս պրոցեսը նման է հեղուկի գոլորշիացման պրոցեսին, սակայն եթե հեղուկի մեկ մոլեկուլի գոլորշիացումը զգալի չի ազդում կաթիլի ջերմաստիճանի և նրա մոլեկուլների թվի վրա, ապա միջուկից նուկլոնի դուրս գալը զգալի նվազեցնում է միջուկի ջերմաստիճանը, քանի որ այն իր հետ տանում է մեծ էներգիա: Միջուկի սառեցումը և նուկլոնների թվի նվազումը բավականին բարդացնում է հաշվարկը դասական գոլորշիացման տեսության սահմաններում: Այս դեպքում նույնպես պատահական պրոցեսների մեթոդը բավականին հեշտացնում է հաշվարկները:

Կարևորագույն հարց է նաև այս պրոցեսի ընթացքում միջուկում թերմոդինամիկական հավասարակշռության հաստատման հարցը: Ընդունվում է, որ միջուկում նուկլոնի գոլորշիացումից հետո թերմոդինամիկական հավասարակշռությունը հաստատվում է ավելի շուտ, քան հաջորդ նուկլոնի գոլորշիացումը: Սակայն այս հավասարակշռությունը չի հաստատվում անմիջապես հեղեղից հետո: Այսինքն հեղեղային և գոլորշիացման պրոցեսների միջև հստակ սահման գոյություն չունի:

Որոշ աշխատանքներում ենթադրվում էր միջուկի տեղային տաքացում (անկախ մասնիկների մոդել): Այս երևույթը զգալի է դառնում, երբ միջուկի ջերմաստիճանը բարձր է՝ 7-8 ՄէՎ: Կոպիտ հաշվարկների համաձայն $A \sim 100$ և $E^* = 18$ ՄէՎ գրգռման էներգիայով բաղադրյալ միջուկի կյանքի տևողությունն 10^{-19} վրկ-է, իսկ $A \sim 100$ և $E^* = 200$ ՄէՎ միջուկի համար՝ $T_{1/2} \sim 5 \div 6.10^{-23}$ վրկ: Տեղային տաքացման հիպոթեզը առաջարկվել է արագ պրոտոնների և α մասնիկների մեծ հավանականությամբ ելքերը բացատրելու համար: Քանի որ գրգռման էներգիան տեղայնացվում է, ապա մեծանում է մեծ էներգիայով նուկլոնների գոլորշիացման

հավանականությունը: Այս մոդելը շատ լավ բացատրում է π մեզոնների առաջացումը և կլանումը հարևան նուկլոնների կողմից, որը բերում է միջուկի տեղային տաքացմանը:

§10 Միջուկից մասնիկների գոլորշիացման համար Վայցկոպֆի բանաձևը

Մասնիկի գոլորշիացումը միջուկից, դա համակարգի մի վիճակից մեկ այլ վիճակի անցնելու քվանտային պրոցես է՝

$$A \to B + a:$$

Այս պրոցեսի հավանականությունը ներկայացվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$W_{AB} = \frac{2\pi}{\hbar}|M|^2 \rho_B \qquad (*):$$

Որտեղ ρ_B-ն վերջնական վիճակների թիվն է, իսկ M-ը A-միջուկի որև է B վիճակի անցնելու մատրիցական տարրն է:

Այդ մատրիցական տարրը հաշվելը բավականին բարդ է, իսկ որոշ դեպքերում անհնար, դրա համար կարելի է օգտվել հակառակ պրոցեսից՝ այսինքն որոշակի էներգիայով a մասնիկը B միջուկի կողմից կլանվելու պրոցեսը, որի հետևանքով առաջանում է A միջուկը:

Եթե հեղեղից հետո A միջուկում մնացել է U գրգռման էներգիա և նրանից գոլորշիանում է a մասնիկ, որի էներգիան ընկած է $E \pm \Delta E$ տիրույթում, ապա հակառակ պրոցեսում B միջուկի էներգիան պետք է լինի $U - E - Q$, որտեղ Q-ն a մասնիկի կապի էներգիան է A միջուկում: Այստեղ հարկ է նշել, որ $(*)$ բանաձևով կարելի է հաշվել հավանականությունը, եթե գրգռված միջուկի կյանքի տևողությունը այնքան մեծ է, որ այդ գծի լայնությունը շատ ավելի

փոքր է մակարդակների միջև եղած հեռավորությունից՝ $\Delta\Gamma\Delta\tau \sim \hbar$, $\Gamma \sim \frac{\hbar}{\tau}$, $\Gamma << \left(E_i - E_j\right)$: Սակայն բարձր գրգռված մակարդակների համար դա տեղի չի ունենում և հաճախ $\Delta E = \Gamma$: Այդ դեպքում W_{AB} կարող է պարունակել խառը անդամներ տարբեր մակարդակներից, որոնք ընկած են ΔE տիրույթում: Սակայն, քանի որ, այս պրոցեսը ստոխաստիկ պրոցես է, ապա միջինացման դեպքում (ըստ dE ինտեգրման դեպքում) այդ անդամները կզրոյանան:

Ըստ դետալային հավասարակշռության սկզբունքի՝

$$W_{AB}\rho_A = W_{BA}\rho_B :$$

Որտեղ ρ_A -ն A վիճակների թիվն է, իսկ ρ_B -ն $a+B$ վիճակների թիվը:

Այստեղից՝ $$W_{AB} = \frac{\rho_B}{\rho_a} W_{BA} :$$

Սակայն $W_{BA} = \sigma\left(E\right).\frac{v_a}{V} = \sigma\left(E\right).\sqrt{\frac{2E}{m}}$ (նորմավորված միավոր ծավալի), որտեղ $\sigma(E)$ B միջուկի կողմից a մասնիկի կլանման կտրվածքն է, m -ը - a մասնիկի զանգվածը:

$$W_{AB} = \sigma(E)\sqrt{\frac{2E}{m}}.\frac{\rho_B}{\rho_A}$$

A վիճակների թիվը ρ_A և $a+B$ վիճակների թիվը ρ_B ներկայացնենք մակարդակների խտությամբ: $a+B$ վիճակների թիվը, երբ a մասնիկը գտնվում է $\left(E, E+dE\right)$ վիճակում որոշվում է B միջուկի մակարդակների խտության (որոնք ունեն $U-E-Q$ էներգիա) և a մասնիկի ֆազային ծավալը լցնելու խտության արտադրյալով:

$$\rho_B = \frac{g.4\pi P^2 dP}{(2\pi\hbar)^3}.\omega_B(U-E-Q)$$

g-ն S սպին ունեցող a մասնիկի համար սպինային բազմապատկիչն է՝ $g=(2S+1)$: P-ն a մասնիկի իմպուլսն է, ω_B-ն B միջուկի մակարդակների խտությունն է:

ρ_A-ն A միջուկի մակարդակների խտությունն է՝

$$\rho_A = \omega_A(U):$$

Այստեղից՝

$$W_{AB} = \frac{g.4\pi P^2 dP}{(2\pi\hbar)^3}.\frac{\omega_B(U-E-Q)}{\omega_A(U)}.\sigma(E)\sqrt{\frac{2E}{m}}$$

$$W_{AB}(E)dE = \frac{g.mEdE\sigma(E)}{\pi^2\hbar^3}.\frac{\omega_B(U-E-Q)}{\omega_A(U)}:$$

Այս բանաձևը կոչվում է Վայցկոպֆի բանաձև: Նրա արտածումը կախված չէ որևէ մոդելից, հետևաբար այն ճշգրիտ բանաձև է:

Որպեսզի որոշենք մասնիկի էներգիական սպեկտրը անհրաժեշտ է իմանալ մասնիկի համար $\omega_B(U)$ և $\sigma(E)$, $\omega_A(U)$: Մակարդակների խտության բաշխումը կախված գրգռման էներգիայից կարելի է հաշվել միջուկի որոշակի մոդելի սահմաններում: Սովորաբար հարմար է միջուկը նկարագրել վիճակագրական մոդելով, որը միջուկը դիտում է որպես իրար հետ չփոխազդող մասնիկների հավաքածու (Ֆերմի գազ): Վայցկոպֆի բանաձևի մեջ կարելի է ներմուծել նոր թերմոդինամիկական ֆունկցիա՝ էնթրոպիա: Էնթրոպիան որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$S = K\ell n\omega,$$

որտեղ K-ն Բոլցմանի հաստատունն է (K=1.38·10^{-16}էրգ/աստ.=8.6·10^{-5} էվ/աստ.), որն այս դեպքում ընդունում ենք, որ հավասար է 1: Այստեղից հետևում է, որ $\omega \approx e^S$: ω-ն միջուկի վիճակների թիվն է:

Էնթրոպիան ֆունկցիա է համակարգի մասնիկների թվից և գրգռման էներգիայից՝ $S = f(U, A)$: Վայցկոպֆի բանաձևի մեջ կստացվի $\frac{\omega_B(U - \Delta U)}{\omega_A(U)} \approx e^{-\frac{\partial S}{\partial U}\Delta U}$, որտեղ ըստ թերմոդինամիկայի՝ $\frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}$: Վերջնական տեսքով Վայցկոպֆի բանաձևն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$W(E)dE = \frac{gm\sigma(E)EdE}{\pi^2\hbar^3} e^{-\frac{E+Q}{T}},$$

որտեղ T -ն համակարգի ջերմաստիճանն է: Սակայն հարկ է նշել, որ T-ն ճշգրիտ չի բնութագրում համակարգի ջերմաստիճանը: Ճշգրիտ թերմոդինամիկական ջերմաստիճանը՝ t մտցվում է համակարգի ազատ էներգիայի՝ F արտահայտությունից.

$$e^{-\beta F} = \int_0^\infty \omega(U, A) e^{-\beta U} dU,$$

որտեղ $\beta = \frac{1}{t}$: T -ի և իրական t ջերմաստիճանների միջև կապը արտահայտվում է հետևյալ առնչությամբ՝ $\frac{1}{T} = \frac{1}{t} - \frac{1}{2}\frac{d}{dU}[\lg t^2 \frac{dU}{dt}]$: Մեծ գռգռման էներգիաների դեպքում ստացվում է՝ $\frac{1}{T} = \frac{1}{t}$:

Այնուհետև անհրաժեշտ է բացահայտ ձևով գրել $\sigma(E)$-ի համար արտահայտությունը: E էներգիայով մասնիկի կլանումը $(U - \Delta U)$ գրգռման էներգիայով միջուկի կողմից բարդ պրոցես է և դժվար չափելի փորձով, որովհետև իրականում հնարավոր չէ ստեղծել գրգռված միջուկներով թիրախ: Սակայն կարելի է ասել, որ այդ պրոցեսի կտրվածքն ավելի մեծ է, քան չգրգռված միջուկի կողմից նույն E էներգիայով մասնիկի կլանման կտրվածքը: Դա

պայմանավորված է Պաուլիի սկզբունքով, փոքր էներգիաներով մասնիկների դեպքում գոյություն ունի որոշակի մակարդակների վրա մասնիկի կլանման արգելք: Էներգիայի աճին զուգընթաց աճում է մակարդակների թիվը, որոնց վրա կարող է տեղի ունենալ մասնիկների ռեզոնանսային կլանումը: Սակայն առաջին մոտավորությամբ ընդունվում է, որ գրգռված և չգրգռված միջուկների կողմից մասնիկի կլանման հավանականությունը նույնն է:

Կարևոր է իմանալ նաև գոլորշացող մասնիկի տեսակը: Բոլոր բանաձևերը ճիշտ են բոլոր տիպի մասնիկների համար: Սակայն $\sigma(E)$ տարբեր է լիցքավորված և չեզոք մասնիկների համար: Նեյտրոնների փոխազդեցության դեպքում σ ստացվում է շատ մոտ երկրաչափական կտրվածքին՝

$$\sigma(E) = \pi R^2$$

և շատ թույլ է կախված էներգիայից:

Այս դեպքում Վայցկոպֆի բանաձևն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$W(E)dE = \frac{gmER^2 dE}{\pi\hbar^3} e^{-\frac{E+Q}{T}} :$$

Լիցքավորված մասնիկների դեպքում պետք է մտցնել անդամ, որը հաշվի է առնում մասնիկի թափանցումը կուլոնյան արգելքի միջով:

Դասական մեխանիկան լիցքավորված մասնիկների համար տալիս է հետևյալ կախումը՝

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0(1 - \frac{V}{E}) & E > V \\ 0 & E < V \end{cases}$$

որտեղ E-ն մասնիկի էներգիան է, V-ն կուլոնյան արգելքն է, իսկ $\sigma_o = \pi R^2$ - կուլոնյան արգելքի բացակայության դեպքում կտրրվածքն է:

Հարկ է նշել, որ բանաձևի մեջ մտնող T ջերմաստիճանը վերաբերում է վերջնական միջուկին:

§11 Միջուկի մակարդակների խտության պարամետրը

Վայցկոպֆի բանաձևի մեջ մտնող T պարամետրը կապված է միջուկի գրգռման էներգիայի հետ: Փորձով միշտ որոշվում է գրգռման էներգիան, դրա համար կարևոր է իմանալ կապը U-ի և T-ի միջև: $U = f(T)$ կախվածության տեսքը որոշվում է այդ համակարգի թերմոդինամիկական հատկություններից: Նայած թե ինչ մոդելով է նկարագրվում միջուկը $U = f(T)$ ֆունկցիան տարբեր է լինում: Այլասերված Ֆերմի գազի համար՝

$$E = \frac{3}{5} A E_f \left(1 + \frac{5\pi^2}{12} \cdot \frac{T^2}{E_f{}^2} \right)$$

գրգռման էներգիան՝

$$E^* = U = E(T) - E(0) = \frac{\pi^2 A T^2}{4 E_f} :$$

Այստեղ $E_f = \dfrac{P_f^2}{2m}$, որտեղ P_f -ը առավելագույն իմպուլսն է՝

$$P_f = \frac{\hbar}{R} \left(\frac{9}{4} \pi \frac{N}{A} \right)^{1/3} :$$

Միջին զանգվածային թիվ ունեցող միջուկների համար՝

$$U = aAT^2 \qquad\qquad a = \frac{\pi^2}{4E_f^2} :$$

a - ն կոչվում է միջուկի մակարդակների խտության պարամետր:

Ելնելով U-ի և T-ի կախվածությունից և օգտվելով $\frac{\partial S}{\partial U}=\frac{1}{T}$ արտահայտությունից կստանանք՝

$$T=\sqrt{\frac{U}{aA}} \qquad S=\int\frac{\partial U}{T}=2\sqrt{aAU}+const.$$

$$\omega(U)=C\cdot e^{S}=Ce^{2\sqrt{aAU}},$$

որտեղ U-ն վերջնական միջուկի էներգիան է: C և a գործակիցները որոշում են միջուկի գազային մոդելի վիճակագրական հատկությունները:

C և a-ն ճշգրիտ հաշվարկել հնարավոր չէ, ուստի դրանք որոշվում են փորձից:

Եթե միջուկը դիտվի ոչ թե այլասերված Ֆերմի գազ, այլ որպես կաթիլ, ապա $U(T)$ կախվածությունը ստանում է այլ տեսք՝

$$U=const\cdot T^{4}:$$

Եթե կաթիլը վերցվի որպես տատանվող համակարգ (առանց ծավալը փոխելու), ապա ստացվում է $U=K.A^{2/3}T^{7/3}$, $K\approx 0{,}1$: Այս տիպի տատանումը հատու է փոքր գրգռման էներգիա ունեցող միջուկներին:

Որոշ հեղինակներ, միջուկի համար ընդունելով Ֆերմի գազի մոդելը, վերցնում են այլ կախվածություն $U(T)$-ի համար՝

$$U=\frac{1}{11}AT^{2}-T+\frac{1}{8}A^{2/3}T^{7/3}:$$

Այն կարելի է համաձայնեցնել փորձարարական արդյունքների հետ:

a պարամետրի ընտրության համար կատարվել են բազմաթիվ փորձեր: a-ն որոշվում է հարվածող մասնիկների փոքր էներգիաների դեպքում, որպեսզի բացառվի այն փոխազդեցության

ներդրումը, որոնք ընթանում են առանց բաղադրիչ միջուկի առաջացման:

a - պարամետրը կարող է կախված լինել միջուկի ջերմաստիճանից: Փորձերը ցույց են տվել, որ փոքր ջերմաստիճանների դեպքում (14ՄէՎ) $a = 0,05$ ՄէՎ$^{-1}$, իսկ բարձր ջերմաստիճանների դեպքում $a = 0,1$ ՄէՎ$^{-1}$: Մեկ այլ հեղինակի հաշվարկներում $a = 0,08$ ՄէՎ$^{-1}$ բարձր էներգիաների դեպքում:

a-ն կախված է նաև միջուկի զանգվածից: Գոյություն ունեն որոշակի փորձարարական փաստեր այն մասին, որ միջուկի մակարդակների խտությունը կախված է այդ միջուկի տեսակից: Կենտ զանգվածային թվով միջուկների համար մակարդակների խտությունը ավելի մեծ է, քան զույգ պրոտոն-զույգ նեյտրոն ունեցող միջուկների համար:

Որպեսզի հաշվի առնվի այս փաստը մակարդակների խտության բանաձևի մեջ ներմուծվել է δ անդամ՝

$$\omega(U) = Ce^{2\sqrt{aA(U-\delta)}},$$

որտեղ $\delta = 0$ կենտ զանգվածային թվով միջուկների համար և $\delta > 0$ մյուս միջուկների համար:

Սա բացատրվում է միջուկների մեջ նուկլոնների զույգավորման էֆեկտով և δ կարելի է վերցնել հավասար զույգացման էներգիային:

Կարելի է նաև այդ էֆեկտը հաշվի առնել C պարամետրի միջոցով, ընդունելով՝

$$C_{H-H} = C_{r-r}$$

$$C_{H-r} = C_{r-H} = 2C_{r-r}$$

a-ն կախված է նաև գրգռված միջուկի անկյունային մոմենտից: Երբ միջուկը կլանում է մասնիկ, ապա առաջանում է բաղադրիչ միջուկ, որը ձեռք է բերում անկյունային մոմենտ, և էներգիայի մի մասը

ծախսվում է ոչ թե միջուկի ներքին ազատության աստիճանների գրգռման, այլ՝ միջուկի պտույտի վրա:

Եթե մասնիկի բերած էներգիան հավասար է $E+Q$, ապա մասնիկի ջերմային գրգռմանը կհամապատասխանի

$U=E+Q-\frac{1}{2j}\mathrm{I}^2$ էներգիան, որտեղ j-ն միջուկի իներցիայի մոմենտն է, իսկ I-ն անկյունային մոմենտը: Այս դեպքում հետևյալ արտահայտություններից՝

$$\frac{\partial S}{dU}=\frac{1}{T}\Rightarrow\frac{d\ell n\omega}{dU}=\frac{1}{T},$$

կստացվի՝

$$S=\ell n\omega$$

$$\omega(\mathrm{I})=\omega(\mathrm{I}=0).e^{-\frac{1}{2jT}\mathrm{I}^2},$$

այսինքն I մոմենտով միջուկի մակարդակների խտությունն ավելի փոքր է $\mathrm{I}=0$ մոմենտով միջուկի մակարդակների խտությունից:

a- ն կախված է նաև գոլորշիացող մասնիկի տեսակից: a- ն կախված է Ֆերմի մոդելով նուկլոնների սահմանային էներգիայից $\left(E_f=\frac{P_f^2}{2m}\right)$, որն իր հերթին կախված է տվյալ տիպի նուկլոնների թվից ($P_N=\frac{\hbar}{R_O}\sqrt[3]{\frac{9\pi N}{4A}}, P_Z=\frac{\hbar}{R_O}\sqrt{\frac{9\pi Z}{4A}}$): Քանի որ որևէ նուկլոնի գոլորշիացման ժամանակ միջուկը կունենա n/p տարբեր հարաբերակցություն, կախված դուրս եկող մասնիկի տիպից, ապա մակարդակների խտությունը կփոխվի կախված այդ մասնիկից:

Որոշ հեղինակներ դիտարկում են a պարամետրի հետևյալ կախվածությունը իզոսպինային ասիմետրիայի պարամետրից՝

$\theta = \dfrac{N-Z}{N+Z}$ (նկարագրում է միջուկում նեյտրոնների հարաբերական ավելցուկը)՝

$a_n = a(1-1{,}3\theta / A)^2$ նեյտրոնների գոլորշիացման դեպքում,

$a_p = a(1+1{,}3\theta / A)^2$ պրոտոնների գոլորշիացման դեպքում,

այստեղ θ - ն և A - ն բնութագրում են սկզբնական միջուկը, իսկ a - ն վերջնական միջուկը:

§12 Գոլորշիացող մասնիկների էներգիական և անկյունային բաշխումները

Վայցկոպֆի բանաձևը նկարագրում է միջուկից գոլորշիացող մասնիկների էներգետիկ սպեկտրը: Ենթադրվում է, որ սկզբնական և վերջնական միջուկների ջերմաստիճանները նույնն են:

Սովորաբար կիրառվում է E և $E+dE$ էներգետիկ տիրույթում գտնվող մասնիկների հարաբերական թիվը, որի համար հարմար է կատարել հետևյալ նորմավորումը՝

$$C\int_0^\infty \frac{gm\sigma(E)EdE}{\pi^2\hbar^3} e^{-\frac{E+Q}{T}} = 1,$$

որտեղ C - ն նորմավորման հաստատունն է: Այդ դեպքում գոլորշիացված նեյտրոնների սպեկտրի համար կստացվի հետևյալ արտահայտությունը՝

$$N(E)dE = \frac{E}{T^2} e^{-\frac{E}{T}} dE :$$

Այս բանաձևից կարելի է որոշել, որ նեյտրոնների կինետիկ էներգիան, որը համապատասխանում է սպեկտրի մաքսիմում ար-

ժեքին հավասար է T: Նեյտրոնների միջին էներգիան որոշվում է $E=\int_0^\infty EN(E)dE=2T$ բանաձևով:

Լիցքավորված մասնիկների համար էներգետիկ սպեկտրը ստանալու համար օգտվում ենք

$$\sigma=\begin{cases}\sigma_0(1-\dfrac{V}{E}) & E>V\\ 0 & E<V\end{cases}$$

կտրվածքի տեսքից և ստացվում է

$$N(E)dE=\frac{E-V}{E}\frac{E}{T^2}.e^{-\frac{E-V}{T}}dE:$$

Սպեկտրի մաքսիմումի արժեքը որոշվում է՝ $E_{\max}=T+V$ հավասարումից:

Լիցքավորված մասնիկների միջին էներգիան կգերազանցի նեյտրոնների միջին էներգիային էֆեկտիվ կուլոնյան արգելքի չափով՝

$$E=2T+V:$$

Գրգռված միջուկից բազմաթիվ մասնիկների հաջորդական գոլորշիացումը կհանգեցնի T պարամետրի անընդհատ նվազմանը սպեկտրը նկարագրող բանաձևի մեջ: Հետևաբար փորձում չափվող գոլորշիացող մասնիկների էներգետիկ բաշխվածությունն իրենից ներկայացնում է ջերմաստիճանի փոփոխման ամբողջ տիրույթով հաշվված էներգիական սպեկտրների գումարման արդյունք:

Գոլորշիացող մասնիկների անկյունային բաշխվածությունը ստացվել է մի շարք հեղինակների կողմից: Պտտվող միջուկից գոլորշիացող մասնիկների անկյունային բաշխումը կլինի ընկնող մասնիկի հարթության նկատմամբ ուղղահայաց, հարթությանը՝ սիմետրիկ (զանգվածի կենտրոնի հաշվարկային համակարգում) և կունենա մինիմում այդ հարթության նկատմամբ 90° անկյան տակ: Նշված

անիզոտրոպությունը կախված է միջուկի պտտման էներգիայի ($M\omega^2 R^2$) և գոլորշիացող մասնիկի էներգիայի (միջինում հավասար է $2T$) հարաբերակցությունից: Ցույց է տված, որ անկյունային բաշխումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$W(\theta)d\theta = 1 + \frac{m\omega^2 R^2}{2T}\cos^2\theta \ ,$$

որտեղ ω -ն պտտվող միջուկի անկյունային արագությունն է, R -ը՝ նրա շառավիղը, m -ը՝ մասնիկի զանգվածը:

ԳԼՈՒԽ ԵՐՐՈՐԴ

§1 Միջուկային ռեակցիաներն աստղերում

Ժամանակակից պատկերացումներով գոյություն ունեն աստղերի և գալակտիկաների առաջացումը բացատրող երկու տեսակետներ՝ 1-ինը ընդհարձակվող տիեզերքի տեսությունն է, իսկ երկրորդը գազափոշուց աստղերի և գալակտիկաների առաջացումը:

Ծանոթանանք այդ տեսակետների հետ առանձին-առանձին:

Աստղերն էներգիա են ճառագայթում շնորհիվ նրանց մեջ տեղի ունեցող ջերմամիջուկային ռեակցիաների: Այս գաղափարն իր հաստատումն է գտել 1939 թ. Բետեի զարգացրած քանակական տեսության մեջ:

Ըստ տեսության՝ աստղերը ծնվում են փոշի-գազ մեծածավալ կոմպլեքսներից, որոնք հիմնականում կազմված են ջրածնից: Շնորհիվ գրավիտացիոն անհավասարակշռության, այդպիսի կոմպլեքսները բաժանվում են մի քանի փոքր ամպերի: Այդպիսի յուրաքանչյուր ամպ դեռ աստղ չէ, սակայն եթե նրա ծավալը բավականին մեծ է, ապա նա կարող է վերածվել աստղի: Ամպանման այդպիսի գոյացումները կոչվում են նախաստղ (протозвезда), Շնորհիվ գրավիտացիոն սեղմման նախաստղը տաքանում է: Երբ նախաստղի ներսում տեղի են ունենում պրոտոն-պրոտոն ջերմամիջուկային ռեակցիա-

ներ, ապա գրավիտացիոն սեղմումը կանգ է առնում շնորհիվ գազա-կինետիկական ճնշման ուժերի և նախաստղը վերածվում է աստղի:

Կարելի է գնահատել աստղի միջին ջերմաստիճանն այն պահին, երբ այն առաջանում է փոշի-գազ ամպից: Եթե ենթադրել, որ այն կազմված է պրոտոններից, ապա նրանք ջերմային շարժման էներգիան ստանում են գրավիտացիոն էներգիայից, որը առաջանում է աստղի սեղմման ժամանակ: Սակայն ոչ ամբողջ գրավիտացիոն էներգիան է ծախսվում աստղի տաքացմանը: Էներգիայի մի մասը ծախսվում է ճառագայթման վրա: Համակարգի վիճակը նկարագրելու համար օգտվում են ոչ թե էներգիայի պահպանման օրենքից, այլ «Վիրիալի թեորեմից»՝ (սահմանափակ շարժում կատարող մասնիկների մեխանիկական համակարգի վիճակի նկարագրություն).

$$\frac{d}{dt}\left(m_i \cdot r_i \dot{r}_i\right) = m_i \cdot \dot{r}_i^2 + r_i m_i \ddot{r}_i = 2K_i + r_i \cdot F_i$$

m_i - i-րդ մասնիկի զանգվածն է

r_i - շառավիղ վեկտորը

F_i - նրա վրա ազդող ուժը

K_i - մասնիկի կինետիկ էներգիան:

Եթե ինտեգրել, ըստ բոլոր մասնիկների, և միջինացնել շատ մեծ T ժամանակահատվածում, ապա ստացվում է.

$$2\overline{K} + \overline{\sum r_i F_i} = 0$$

$\frac{1}{2}\overline{\sum r_i F_i}$ կոչվում է վիրիալ: Կարելի է հաշվել վիրիալը հավասար քանակությամբ պրոտոններից և էլեկտրոններից կազմված աստղի համար: Նման համակարգի համար կուլոնյան փոխազդեցությամբ պայմանավորված վիրիալը միջինում հավասար է զերոի: Միակ

զգալի ուժը, որ ներկայացնում է վիրիալն աստղում, դա ձգողության ուժն է, այն բացասական է և ունի պոտենցիալային բնույթ, այդ պատճառով կարելի է F_i - ն արտահայտել U_{ij} -ով՝

$$U_{ij} = -\frac{G}{2}\frac{m_i m_j}{r_{ij}}$$

m_i, m_j i և j մասնիկների զանգվածներն են, իսկ r_{ij} նրանց միջև հեռավորությունը: i և j մասնիկները $\sum r_i F_i$ գումարի մեջ տալիս են հետևյալ ներդրումը՝ $r_i F_{ij} + r_j F_{ji}$, որտեղ F_{ji}-ն այն ուժն է, որով j մասնիկն ազդում է i մասնիկի վրա: Շնորհիվ այն փաստի, որ ազդեցությունը հավասար է հակազդեցությանը՝ $F_{ij} = -F_{ji}$, կարելի է գրել.

$$r_i F_{ij} - r_j F_{ij} = (r_i - r_j) F_{ij} = r_{ij} F_{ij}:$$

Սակայն $F_{ij} = -grad_i\, U_{ij}$, որտեղ գրադիենտը վերցրվում է ըստ i մասնիկի կոորդինատների, ենթադրելով որ j մասնիկը անշարժ է: Այստեղից ստացվում է $r_i F_{ij} + r_j F_{ji} = -r_{ij}\, grad_i\, U_{ij} = -r_{ij}\dfrac{\partial U_{ij}}{\partial r_{ij}}$,

կամ $\sum r_i F_i = -r_{ij}\dfrac{\partial U}{\partial r_{ij}}$: U_{ij}-ի մոտ ինդեքսները կարելի է անտեսել, եթե ենթադրել, որ փոխվում է միայն i և j մասնիկների միջև հեռավորությունը, իսկ մյուս մասնիկների միջև հեռավորությունը մնում է անփոփոխ: U-ն համասեռ ֆունկցիա է r_{ij}-ից -1 աստիճանով: Այստեղից, օգտվելով համասեռ ֆունկցիաների վերաբերյալ Էյլերի թեորեմից կարելի է գրել $r_{ij}\dfrac{\partial U}{\partial r_{ij}} = -U$: Հաշվի առնելով վերը ասվածը, վիրիալի հավասարումը ստանում է հետևյալ տեսքը՝

$$2\overline{K}+\overline{U}=0:$$

Քանի որ գրավիտացիոն էներգիայի մի մասը ծախսվում է աստղի կինետիկ (ջերմային) էներգիայի ավելացմանը, իսկ մյուս մասը ծախսվում է էլեկտրամագնիսական և նեյտրինային ճառագայթման վրա, ապա կարելի է գրել՝ $K+U+\varepsilon_{\text{ճառ}}=0$, որտեղ $\varepsilon_{\text{ճառ}}$ լրիվ ճառագայթման էներգիան է:

Միջինացնելով $\overline{K}+\overline{U}+\overline{\varepsilon}_{\text{ճառ}}=0$ և հանելով վերևի հավասարումից ստացվում է՝

$$\overline{K}=\overline{\varepsilon}_{\text{ճառ}}:$$

Այսինքն, գրավիտացիոն էներգիայի կեսը, որը առաջանում է նախաստղի գրավիտացիոն սեղմումից ծախսվում է աստղի կինետիկ (ջերմային) էներգիայի մեծացմանը, իսկ մյուսը ծախսվում է ճառագայթման վրա:

Այժմ կարելի է գնահատել աստղի միջին ջերմաստիճանը $\overline{T}$: Եթե $m(r)$-ով նշանակվի r շառավղի մեջ գտնվող աստղի զանգվածը, ապա անվերջությունից այդ զանգվածի վրա dm զանգվածի ընկնելու դեպքում անջատվում է գրավիտացիոն էներգիա.

$$G\int_O^M \frac{mdm}{r},$$

որտեղ M -ը առաջացած աստղի զանգվածն է: Այս էներգիայի կեսը ծախսվում է աստղի տաքացման համար:

$$\overline{K}=\frac{G}{2}\int_O^M \frac{m}{r}dm=\frac{G}{4}.M^2\langle\frac{1}{r}\rangle$$

կամ կարելի է գրել

$$\overline{K}=\frac{G}{4}\frac{M^2}{R}\langle\frac{R}{r}\rangle,$$

որտեղ R-ը աստղի շառավիղն է: Քանի որ պրոտոնի ջերմային շարժման էներգիան հավասար է $\frac{3}{2}k\overline{T}$ (Բոլցմանի հավասարումը), ապա հաշվի առնելով, որ պրոտոնների (e^-) քանակը աստղում հավասար է M/m_p ստացվում է աստղի ջերմային էներգիան՝

$$\frac{3}{2}\overline{T}k\frac{M}{m_p}$$

$$\frac{3}{2}\overline{T}k\frac{M}{m_p}=\frac{GM^2}{4R}\langle\frac{R}{r}\rangle$$

$$\overline{T}=\frac{G\,Mm_p}{12kR}\langle\frac{R}{r}\rangle$$

Ջերմաստիճանի ճշգրիտ հաշվման համար անհրաժեշտ է իմանալ նյութի խտությունն աստղում, որպեսզի որոշել $\frac{R}{r}$ -ի միջին արժեքը: Սակայն ընդունելով, որ $R/r>1$ կարելի է գնահատել, որ

$$\overline{T}>\frac{GMm_p}{12kR}$$

Ավելի ճշգրիտ հաշվարկները տալիս են ջերմաստիճանի ներքին սահմանը՝ $\frac{R}{r}=\frac{6}{5}$ $\overline{T}>\frac{GMm_p}{10kR}$:

Եթե ենթադրվի, որ Արեգակի զանգվածի 94% գտնվում է $R/2$ շառավղով գնդի ներսում, ապա ջերմաստիճանը կստացվի՝ $T_c=\frac{GMm_p}{5kR}$:

Արևի համար ($M = 2 \cdot 10^{33}$ գր. $R = 7 \cdot 10^{10}$ սմ.) արված հաշվարկները տալիս են ջերմաստիճանի հետևյալ արժեքը՝

$$T_c = 2.3 \cdot 10^6 K$$

Այս գնահատականը կարգով համապատասխանում է դիտողական արդյունքներին: (Արեգակի մակերևույթին ջերմաստիճանը 6000 K, սակայն Արեգակի նյութի միայն 1%-ն է կազմում արտաքին թաղանթը, որտեղ ջերմաստիճանը 10^6 K-ից փոքր է):

Այս բոլոր գնահատականները, մոտավոր կոպիտ գնահատականներ են: Իրականում պետք է հաշվի առնել, որ աստղը մեկուսացված համակարգ չէ:

Ճշգրիտ հաշվարկներն Արեգակի համար տալիս են հետևյալ տվյալները՝ Արեգակը բաղկացած է ջրածնից (X), հելիումից (Y) և այլ էլեմենտներից՝ (Z):

Նրանց հարաբերական պարունակությունն արտաքին շերտում՝

X=0,71; Y=0,265; Z=0,025,

Արեգակի կենտրոնում՝ $X_c = 0,38$:

Կենտրոնում ջերմաստիճանը, ճնշումը և խտությունը համապատասխանաբար՝ $T_c=15.10^6$K, $P_c=3,4.10^{17}$ Դին/սմ^2, ρ_c =160 գ/սմ^3:

Այսպիսով շնորհիվ գրավիտացիոն սեղմման աստղի ներսում ստեղծվում է բարձր ջերմաստիճան՝ մոտ տասնյակ միլիոնավոր կելվին և ավելին: Այդ ջերմաստիճանը բավարար է, որ աստղի ներսում սկսվի սինթեզման ռեակցիաներ (թեթև միջուկներից ավելի ծանր միջուկների ստացում): Այդպիսի սինթեզի ռեակցիաներն էլ աստղի էներգիայի աղբյուրն են: Հիմնականում տեղի է ունենում $p + p \to He$ ռեակցիաները, քանի որ ըստ ժամանակակից սպեկտրոսկոպիական տվյալների, Տիեզերքը 70%-ով կազմված է ջրածնից՝ 30%-ով՝ He-ից և միայն 1%՝ մնացած էլեմենտներից (C^{12}, O^{16} և այլն): Նախաստղում սկսված սինթեզը սկզբում ընթանում է ոչ

այնքան ինտենսիվ և ճառագայթման էներգետիկ կորուստը կոմպենսացվում է նախաստղի գրավիտացիոն սեղմումով: Երբ սինթեզի ժամանակ անջատված էներգիան այնքան է մեծանում, որ կոմպենսացնում է ճառագայթման կորուստը, նախաստղի գրավիտացիոն սեղմումը դադարում է: Այդ պահին նախաստղը դառնում է աստղ: Աստղում գրավիտացիոն սեղմումը հակակշռվում է գազակինետիկական և մասամբ լուսային ճնշմամբ:

Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ աստղի ներսում ջերմաստիճանը տվյալ չափերի դեպքում համեմատական է նրա զանգվածին

$$T \sim M$$

Աստղի լուսատվությունը՝ L (միավոր ժամանակում ճառագայթվող էներգիայի քանակը) համեմատական է M^3 $\left(L \sim M^3\right)$:

Տեսական հաշվումները ցույց են տալիս, որ երբ $M \leq 0.14 M_{\otimes}$ ($M_{\otimes} = 2 \cdot 10^{33}$ գ Արեգակի զանգվածն է), գրավիտացիոն սեղմումը բավարար չէ ջերմամիջուկային ջերմաստիճաններ ստանալու համար: Այդ պատճառով արեգակնային համակարգի ոչ մի մոլորակ չի վերածվել աստղի:

Տիեզերական չափերում գրավիտացիան լուծում է այն բոլոր դժվարությունները, որոնք պետք է հաղթահարվեն կառավարելի ջերմամիջուկային սինթեզ ստանալու համար: Հսկայական ճնշումները, որոնք ստեղծում է գրավիտացիան օգնում են աստղի ներսում ջերմամիջուկային պլազման պահելուն: Իսկ նյութի բավականին մեծ շերտ, որը գտնվում է կենտրոնական պլազմայի և մակերևույթային շերտի միջև ապահովում է պլազմայի ջերմամեկուսացումը: Ջերմամիջուկային էներգիան աստղի կորիզից տեղափոխվում է մակերևույթ ճառագայթման տեսքով: Մինչ մակերևույթ հասնելն այդ ճառագայթները կլանվում և առաքվում են այլ սպեկտրալ տիրույթում: Այս ճառագայթումը կատարվում է իզոտրոպ ձևով: Ճառագայթի այս փոխանցումը մակերևույթ նման է դիֆուզիայի և տեղի է

ունենում դանդաղ՝ միլիոնավոր տարիների ընթացքում: Նորմալ աստղերում ջերմամիջուկային էներգիայի անջատման հիմնական պրոցեսը ջրածնի (^1_1H) ձևափոխումն է հելիումի (He): Այս դեպքում նյութի զանգվածը փոքրանում է 0,7%-ով և էներիան անջատվում է համաձայն էյնշտեյնի հավասարման՝ $E = mc^2$: Եթե արևը կազմված լինի միայն ^1_1H -ից և ամբողջ ^1_1H - ը վերածվեր He - ի, ապա Արեգակի զանգվածը կփոքրանար $\Delta M = 0{,}007M =$ 0,007· $2\cdot10^{33}$= 1,4 $\cdot10^{31}$ գ չափով:

Այս դեպքում անջատված էներգիան կլինի՝

$$\Delta M.C^2 = 1{,}26.10^{52} \text{ էրգ:}$$

Սովորական ճառագայթման ընթացքի դեպքում Արեգակը ճառագայթում է $L_\otimes = 3{,}83\cdot10^{33}$ էրգ/վ: Եթե այս ընթացքը պահպանվի հետագայում, ապա վառվող ջրածնի էներգիան կբավարարի՝

$$(1{,}26\cdot10^{52}) : (3{,}83\cdot10^{33}) \approx 10^{11} \text{ տարի} = 3{,}3\cdot10^{18} \text{ վրկ:}$$

Աստղերի էներգաանջատման միջին ինտենսիվությունը շատ փոքր է: Արեգակի համար $\varepsilon = L_\otimes \Big/ M_\otimes = \dfrac{3.83\cdot10^{33}}{2\cdot10^{33}} \approx 2$ էրգ /վ.գ.:

Մարդու օրգանիզմից օրական անջատվում է՝ 3000 կկալ=$3\cdot10^6$կալ = $12.5\cdot10^{13}$ էրգ էներգիա: Ընդունելով որ մարդու կշիռը հավասար է 60 կգ = $6\cdot10^4$գր, կարող ենք որոշել մարդու օրգանիզմի համար ε՝

$$\varepsilon = 12.5\cdot10^{13} \text{ էրգ} / 6\cdot10^4 \text{ գ} = 2.4\cdot10^4 \text{ էրգ/գ}\cdot\text{վրկ}$$

Այս արժեքը 10000 անգամ մեծ է, քան Արեգակի դեպքում: Սակայն շնորհիվ մեծ զանգվածի, Արեգակի ճառագայթման հզորությունը մեծ է՝ $3{,}83\cdot10^{26}$ Վտ: Շնորհիվ ճառագայթման, Արեգակի զանգվածը նվազում է 4 մլն տոննա մեկ վրկ-ի ընթացքում:

Ջրածինն աստղերում վեր է ածվում He մի շարք ռեակցիաների միջոցով: Այն կարող է ընթանալ երկու ճանապարհով՝

1. ${}_1^1H$ - ${}_1^1H$ շղթայով, կամ ջրածնային ցիկլով

2. $C \to N$ շղթայով (ածխածին - ազոտ) ածխածնային ցիկլով:

§2 Աստղերում տեղի ունեցող ջերմամիջուկային ռեակցիաների ցիկլերը

1. Ջրածնային ցիկլը սկսվում է $p+p$ ռեակցիայից, որի հետևանքով առաջանում են ${}_1H^2 + e^+ + \nu_e$ ՝ $p + p \to d + e^+ + \nu_e$:

Ինչպես կարելի է տեսնել այս ռեակցիան թույլ փոխազդեցությամբ է ընթանում և հետևաբար շատ դանդաղ է ընթանում: Երկրային պայմաններում այն չի դիտվում: Աստղի ներսում ${}_1^1H$ -ի կինետիկ էներգիան բավարար չէ հաղթահարելու Կուլոնյան փոխազդեցության ուժը և $p-p$ փոխազդեցությունը տեղի է ունենում առաձգական: Միայն փոխազդեցություններից $1/100000000$ մասն է, որ ոչ առաձգական է և ընթանում է թունելային անցման միջոցով՝ պրոտոնը վերածվում է նեյտրոնի (10^{-21} վրկ ընթացքում)՝ $p \to n + e^+ + \nu_e$ որը կատարվում է անմիջապես բախման ժամանակ:

Պոզիտրոնը անիհիլյացիա է տալիս էլեկտրոնի հետ՝

$$e^+ + e^- \to 2\gamma,$$

իսկ նեյտրոնը պրոտոնի հետ միանալով առաջացնում է դեյտրոն՝ $n + p \to d$, որը անմիջապես ռեակցիայի մեջ է մտնում պրոտոնի հետ և առաջանում է $d + p \to {}^3He_2 + \gamma$:

Ամբողջ պրոցեսը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

Ջրածնային ցիկլ

Ռեակցիան	Էներգաանջատում ՄէՎ	Ռեակցիայի ընթ. ժմկ.
$p+p\to d+e^{+}+\nu_e$ $e^{+}+e^{-}\to 2\gamma$ $p+d\to {}^{3}He+\gamma$ ${}^{3}He+{}^{3}He\to {}^{4}He+2p$	2·0,164 + (2·0,257) 2·1,02 2·5,49 12,85	1,4 . 10^{10} տարի - 5,7 վրկ 10^{6} տարի
ընդհամենը $4p\to {}^{4}He+2e^{+}+2\gamma$	26,21 + (0,514)	

$p+d$ ռեակցիայից հետո հնարավոր է երեք ճանապարհ.

1) ${}^{3}He+{}^{3}He$, սակայն քանի որ նախորդ ռեակցիաներում ${}^{3}He$ առաջանում է մեկ անգամ, ապա պետք է երկու այդպիսի ռեակցիա ընթանա, որպեսզի հնարավոր լինի ${}^{3}He+{}^{3}He$ ռեակցիան: Այդ նշված է աղյուսակի երկրորդ սյունակում:

2) Եթե աստղի մեջ գոյություն ունի ${}^{4}He$ բավականին մեծ քանակություն և ջերմաստիճանը բարձր է $T>(10\div 15).10^{6}K$, ապա ${}^{3}He+{}^{3}He$ ռեակցիան փոխարինվում է ${}^{3}He+{}^{4}He\to {}^{7}Be+\gamma$ ռեակցիայով, իսկ առաջին երեք ռեակցիաներն ընթանում են մեկական անգամ.

$$ {}^{7}Be+e^{-}\to {}^{7}Li+\gamma $$

$$ p+{}^{7}Li\to 2\,{}^{4}He: $$

3) Ավելի մեծ ջերմաստիճանների դեպքում տեղի է ունենում հետևյալ պրոցեսը՝

$$ {}^{3}He+{}^{4}He\to {}^{7}Be+\gamma \qquad p+{}^{7}Be\to {}^{8}B+\gamma $$

$$ {}^{8}B\to {}^{8}Be+e^{+}+\nu \qquad {}^{8}Be\to 2\cdot {}^{4}He, $$

բոլոր ցիկլերում 4 պրոտոններից առաջանում է ${}^{4}He$:

2. Ածխածնային ցիկլում, ինչպես ջրածնային ցիկլում, նույնպես անջատվում է էներգիա՝ 26,7ՄէՎ: Այս էներգիայի մոտավորապես 6,8 % տանում է նեյտրինոն:

Ածխածնային ցիկլը

Ռեակցիա	**Էներգաանջատում ՄէՎ**	**Ռեակցիայի միջին ժմկ.**
$p + {}^{12}C \rightarrow {}^{13}N + \gamma$ ${}^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^{+} + \nu_e$ $P + {}^{13}C \rightarrow {}^{14}N + \gamma$ $p + {}^{14}N \rightarrow {}^{15}O + \gamma$ ${}^{15}O \rightarrow {}^{15}N + e^{+} + \nu_e$ $P + {}^{15}N \rightarrow {}^{12}C + {}^{4}He$	1,95 1,50+(0,72) 7,54 7,35 1,73+(0,98) 4,96	$1{,}3 \cdot 10^{7}$ տարի 7 րոպե $2{,}7 \cdot 10^{6}$ տարի $3{,}3 \cdot 10^{8}$ տարի 82 սեկ $1{,}1 \cdot 10^{5}$ տարի
լրիվ: $4p \rightarrow {}^{4}He + 2e^{+} + 2\nu_e$	25,03 + (1,7)	

Այս ցիկլի բնութագրական գիծն այն է, որ ${}^{12}C$ վերարտադրում է ${}^{12}C$: Նա կատալիզատոր է, որը ապահովում է H (ջրածինը) He (հելիումի) վերածվելը: Արեգակի և պակաս պայծառություն ունեցող աստղերի համար բնութագրական է ջրածնային ցիկլը, իսկ ավելի պայծառ աստղերի համար ածխածնային ցիկլը:

Վերը նշված ցիկլերը կատարվում են նորմալ (գլխավոր հաջորդականության) աստղերի համար, ինչպիսին է Արեգակը: Նրանց համար էներգաանջատումը հիմնականում կատարվում է ջրածինը հելիումի վերածվելու ճանապարհով:

Հսկա աստղերի համար, որոնց մեջ չկա ջրածին (գերխիտ այրված միջուկներով) զգալի են հելիումային և նեոնային ցիկլերը, որոնք ընթանում են ավելի բարձր ջերմաստիճանների տակ:

Հելիումային ցիկլի հիմնական ռեակցիան, որն ընթանում է $T = 200 \cdot 10^6 K$ ջերմաստիճանի դեպքում՝

$$3\,{}^3He \to {}^{12}C + \gamma_1 + \gamma_2 + 7{,}3 \text{ ՄէՎ}:$$

Այնուհետև տեղի են ունենում ${}^{12}C + {}^4He \to {}^{16}O + \gamma$, և ${}^{16}O + {}^4He \to {}^{20}Ne + \gamma$ ռեակցիաները: Եթե հելիումային ցիկլի արդյունքները մտնում են ռեակցիայի մեջ ${}^1_1H$ - ի հետ, ապա ընթանում է նեոնային ցիկլը: Այստեղ կատալիզատորի դեր է կատարում Ne-ը $H \to He$ վերածվելու պրոցեսում:

Նեոն-նատրիումային ցիկլը

ռեակցիա	
$p + {}^{20}Ne \to {}^{21}Na + \gamma$ ${}^{21}Na \to {}^{21}Ne + e^+ + \nu_e$ ${}^{21}Ne + p \to {}^{22}Na + \gamma$ $p + {}^{22}Na \to {}^{23}Mg + \gamma$ ${}^{23}Mg \to {}^{23}Na + e^+ + \nu_e$ ${}^{23}Na + \gamma \to {}^{20}Ne + {}^4He$	այս ցիկլում անջատվող էներգիան ավելի ցածր է:

§3 Աստղերի էվոլյուցիան

Նախաստղի սեղմման հետևանքով միջուկում ջերմաստիճանը բարձրանում է մինչև $\approx 10^4 - 10^6$ K և թեթև միջուկների միջև տեղի են ունենում ռեակցիաներ ցածր կուլոնյան արգելքով.

$$d + p \to {}^3He \qquad {}^6Li + p \to {}^3He + {}^4He$$

$${}^7Li + p \to 2\,{}^4He \qquad {}^{10}Be + 2p \to 3\,{}^4He:$$

Սակայն նախաստղի մեջ նշված էլեմենտների աննշան քանակության հետևանքով վերը նշված ռեակցիաներն ընթանում են ընդամենը միլիոն տարի: Նշված ռեակցիաներում անջատված ջերմամիջուկային էներգիայի շնորհիվ բարձրանում են նախաստղի ջերմաստիճանն ու ճնշումը: Աճող ճնշումը դանդաղեցնում է նախաստղում գրավիտացիոն սեղմումը: Երբ թեթև միջուկները վերանում են նախաստղում, նրանում աճում է գրավիտացիոն սեղմումը, որը բերում է ջերմաստիճանի հետագա մեծացմանը: Երբ ջերմաստիճանը նախաստղում դառնում է 10 մլն Կելվին, սկսվում են ջրածնային և ածխածնային ցիկլերը, որոնք ջերմամիջուկային էներգիայի անջատման հիմնական աղբյուրներն են: Աստղային պլազմայի աճող ճնշումը կանգնեցնում է գրավիտացիոն սեղմումը և բերում է աստղի կայունացման: Այդ պահից նախաստղը դառնում է աստղ և իր տեղն է գրավում գլխավոր հաջորդականության մեջ: Գլխավոր հաջորդականությունում նրա տեղը որոշվում է նախաստղի զանգվածով: Որքան մեծ է նրա զանգվածը, այնքան բարձր դիրք է գրավում նախաստղը գլխավոր հաջորդականությունում:

Քանի որ նախաստղում ջրածնի քանակն անհամեմատ շատ է, ապա նրա այրումն ընթանում է շատ ավելի երկար, քան դեյտրոնի, լիթիումի, բերիլիումի և բորի այրումը: Գլխավոր հաջորդականության վերևի մասում աստղերն օժտված են մեծ զանգվածով և ջերմաստիճանով: Այդ պատճառով նրանցում ջրածնի այրումն ընթանում է ավելի արագ հարյուր միլիոն տարվա ընթացքում: Փոքր զանգվածով աստղերի մոտ, ինչպիսին Արեգակն է, այդ պրոցեսն ընթանում է դանդաղ 10-15 միլիարդ տարիների ընթացքում: Նշված պրոցեսն ավելի դանդաղ է ընթանում գլխավոր հաջորդականության ներքևի մասում գտնվող կարմիր թզուկներում:

Աստղը գտնվելով գլխավոր հաջորդականության վրա բավականին երկար չի փոխում իր հատկությունները: Սակայն ջրածնի

այրմանը զուգընթաց, թեկուզև չափազանց դանդաղ հեռանում է գլխավոր հաջորդականությունից։

Արեգակի զանգվածից փոքր զանգվածով աստղերի զարգացումը տեղի է ունենում այնքան դանդաղ, որ գլխավոր հաջորդականությունում նրանց գտնվելու ժամանակը գերազանցում է Գալակտիկայի տարիքը ($1.2 \cdot 10^{10}$ տարի)։ Փոքր զանգվածով աստղերում (փոքր $0.3 M_{\otimes}$-ից) ջերմափոխանակությունը կատարվում է հիմնականում շնորհիվ կոնվեկցիայի (նյութափոխանակության)։ Այդպիսի աստղերի ներսում ջերմաստիճանը բավականին բարձր չէ, որպեսզի ջրածնային ցիկլը լիովին աշխատի։ Այն ընդհատվում է ^3He իզոտոպի վրա և ^4He չի սինթեզվում։ Ավելի մեծ զանգվածների դեպքում (սակայն փոքր $3 M_{\otimes}$-ից) աստղի զարգացումը վերջանում է ^4He իզոտոպի առաջացմամբ։ Նշված զանգվածից մեծ զանգվածների դեպքում աստղի զարգացումը շարունակական է լինում։

Նման աստղերի մեջ էներգաանջատումը երկար ժամանակ կատարվում է նրանց կենտրոնական մասի հաշվին՝ շնորհիվ ջրածնի այրման։ Ջրածնի այրումից հետո աստղի միջուկը դառնում է հելիումային, և այն շրջապատված է լինում ջրածնով հարուստ թաղանթով։ Աստղն իր կազմությամբ դառնում է խիստ անհամասեռ։ Աստղի միջուկում ջերմամիջուկային ռեակցիաները դադարում են, սակայն նրանք շարունակվում են մակերևույթային շերտում։ Այդ պատճառով մակերևույթը շատ խիստ աճում է և աստղը դուրս է գալիս գլխավոր հաջորդականությունից։ Այն վերածվում է կարմիր հսկայի կամ գերհսկայի։ Աստղի չափերը շատ է աճում, սակայն կարող է հսկա աստղի զանգվածը շատ քիչ տարբերվել Արեգակի զանգվածից։ Այդպիսի աստղի լուսատվությունը շատ մեծ է շնորհիվ մակերևույթի մեծության։

Շնորհիվ աստղի մակերևույթի վրա ջրածնի այրման, նրա հելիումային միջուկում զանգվածը մեծանում է, սեղմումն ուժեղանում

է: Դա բերում է աստղի հելիումային միջուկի խտության և ջերմաստիճանի մեծացման: Երբ այդ մեծությունները դառնում են համապատասխանաբար 10^6գ/սմ^3 և 10^8 K կարգի, աստղում սկսվում է հելիումի այրումը: Շատ կարճ ժամանակահատվածում՝ 10^{-16} վրկ ստեղծվում է Be անկայուն միջուկը՝

$$He^4 + He^4 \Leftrightarrow Be^8 - 95 \text{ կէՎ:}$$

Այդ միջուկն անմիջապես տրոհվում է 2α մասնիկի, սակայն նա կարող է հասցնել գրավել α մասնիկ և ստացվում է ածխածնի գրգռված միջուկ՝

$$Be^8 + {}^4He \rightarrow 363 \text{ կէՎ} \rightarrow {}^{12}C,$$

գրգռումը վերացվում է γ քվանտի միջոցով՝

$${}^{12}C^* \rightarrow {}^{12}C + \gamma + 7,68 \text{ ՄէՎ:}$$

Այսպիսով, երեք ${}^4He$ -ից ստացվում է ${}^{12}C$ և անջատվում է 7.22 ՄէՎ էներգիա:

Երբ աստղում կուտակվում է բավարար քանակությամբ ${}^{12}C$, ապա հելիումը սկսում է այրվել նաև հետևյալ ռեակցիաներում՝

$${}^{12}C + {}^4He \rightarrow {}^{16}O + \gamma$$

$${}^{16}O + {}^4HE \rightarrow {}^{20}Ne + \gamma$$

$${}^{20}Ne + {}^4He \rightarrow {}^{24}Mg + \gamma,$$

որոնք բերում են He-ի լրիվ վերացման: Այս ռեակցիաների ընթացքի համար անհրաժեշտ են ավելի բարձր ջերմաստիճաններ՝ $10^8 \div 1,5 \cdot 10^8$ K:

Շնորհիվ այս ռեակցիաների, որոշ ժամանակ հետո, աստղի միջուկը բաղկացած է լինում ${}^{12}C$, ${}^{16}O$, ${}^{20}Ne$ և ${}^{24}Mg$ միջուկներից:

Բոլոր միջուկային ռեակցիաները, որոնք ընթանում են աստղերի ներսում դիտարկման համար անհասանելի են: Գոյություն ունի միայն մեկ անուղղակի մեթոդ թույլ փոխազդեցությունները դիտարկելու համար: Թույլ փոխազդեցություններում առաջանում են

նեյտրինոներ (ν), որոնք համարյա չեն կլանվում և առանց փոխազդեցության անցնելով միջաստղային տարածությունը հասնում են երկիր: Պոնտեկորվոն առաջարկել է հետևյալ ռեակցիան արեգակնային նեյտրինոների գրանցման համար՝

$$^{37}C\ell + \nu_e \rightarrow {}^{37}Ar + e^- :$$

Այս ռեակցիայի շեմն է 0,84 ՄէՎ և կարելի է այն օգտագործել արեգակնային նեյտրինոների գրանցման համար: Սակայն փորձերը ցույց տվեցին, որ ^{37}Ar առաջանում է գրգռված վիճակում և նրա գրգռման էներգիան հավասար է 5 ՄէՎ, այսինքն ռեակցիայի շեմը բարձրանում է մինչև 5,8 ՄէՎ: Այդ պատճառով վերը նշված ռեակցիան կարելի է օգտագործել արագ նեյտրինոների գրանցման համար: Այդպիսի նեյտրինոներ առաջանում են՝

$$^{8}B \rightarrow {}^{8}Be + e^+ + \nu_e \ (E_\nu = 14.1 \text{ ՄէՎ})$$

ռեակցիաներում: Այսպիսի նեյտրինոներ գրանցվել են Դևիսի փորձերում, սակայն նրանց քանակը 3-4 անգամ ավելի քիչ է քան ժամանակակից արեգակնային տեսական մոդելների կանխատեսումների ներքին սահմանը: Այս խնդիրը մինչև վերջ ուսումնասիրված չէ: Ներկայումս աշխարհում մի շարք փորձարարական խմբեր ակտիվորեն զբաղվում են նեյտրինոյի ֆիզիկայով:

§4 Սպիտակ թզուկներ

Աստղերի զարգացման վերջնական փուլում հարց է առաջանում, թե ինչ ուժերի շնորհիվ է կանգ առնում գրավիտացիոն սեղմումը, երբ միջուկային էներգիայի աղբյուրը վերանում է: Այս դեպքում միակ ուժերը, որ կհակազդեն գրավիտացիոն սեղմմանը՝ աստղային նյութի ճնշման ուժերն են:

Բարձր ճնշումների դեպքում աստղային նյութը գոյություն ունի ատոմի մերկ միջուկների և էլեկտրոնների տեսքով: Գազի ճնշումն առաջանում է ատոմի միջուկների և էլեկտրոնների շարժումով: Սակայն դա ոչ միայն մասնիկների ջերմային շարժումն է, այլև նրանց քվանտային շարժումը, որը չի վերանում բացարձակ զերո ջերմաստիճանի դեպքում: Այսպիսով աստղային նյութը կարելի է դիտարկել որպես իդեալական գազ, որը բաղկացած է էլեկտրոններից և դրական լիցքավորված միջուկներից, որոնք կոմպենսացնում են էլեկտրոնների լիցքը: Էլեկտրոնային գազը, ինչպես կամայական Ֆերմի մասնիկների գազը, բացարձակ զերո ջերմաստիճանում կոչվում է այլասերված: Որքան մեծ է էլեկտրոնների խտությունը, այնքան այլասերումը մեծանում է և այդպիսի գազի համար կարելի է կիրառել իդեալական գազի բանաձևերը: Իդեալական գազը, այն գազն է, որի մասնիկների կինետիկ էներգիան այնքան մեծ է, որ նրանց միջև փոխազդեցությունը կարելի է անտեսել: Այսինքն մասնիկների կինետիկ էներգիան ավելի մեծ է նրանց փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայից: Էլեկտրոնային գազի համար այդ պայմանը տեղի է ունենում, քանի որ խտության աճին զուգընթաց կինետիկ էներգիան ավելի արագ է աճում, քան պոտենցիալ էներգիան, և աստղերում էլեկտրոնային գազը կարելի է դիտել որպես միմյանց հետ չփոխազդող մասնիկների գազ: Ատոմի միջուկների ստեղծած ճնշումը կարելի է անտեսել էլեկտրոնների գազի ստեղծած ճնշման համեմատ, քանի որ մեծ զանգվածների հետևանքով միջուկների արագությունը և նրա հետ կապված ճնշումը փոքր է: Գլխավոր հաջորդականության աստղերում ատոմի միջուկների գազն այլասերված չէ: Միայն ռելյատիվիստիկ արագությունների և մեծ խտությունների դեպքում միջուկային գազը դառնում է էլեկտրոնների գազի նման այլասերված:

Այսպիսով բարձր խտությունների դեպքում էլեկտրոնային գազի ճնշումը հակազդում է գրավիտացիոն ճնշմանը: Գրավիտա-

ցիոն ճնշումն աստղի ներսում հավասար է $P_g \approx M^{2/3} \cdot \rho^{4/3}$, որտեղ M աստղի զանգվածն է, իսկ ρ-ն նրա խտությունը: Ոչ ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնային գազի ճնշումը, կախված խտությունից, աճում է ավելի արագ՝ $P_{\text{գազ}} \approx \rho^{5/3}$: Եթե էլեկտրոնային գազը մնա ոչ ռելյատիվիստիկ, ապա կարելի է միշտ խտությունն ընտրել այնպես, որ գազի ճնշումը մեծ լինի գրավիտացիոն ճնշումից: Հետևաբար, անկախ աստղի զանգվածից, ոչ ռելյատիվիստիկ դեպքում կարելի է գազի ճնշումով կայունացնել աստղի վիճակը: Սակայն մեծ խտությունների դեպքում ($\rho \geq 2 \cdot 10^6$ գ/սմ³) էլեկտրոնային գազը դառնում է ուլտրառելյատիվիստիկ և նրա ճնշումը կախված խտությունից փոխվում է ինչպես գրավիտացիոն ճնշումը: Սակայն վերջինս համեմատական է նաև $M^{2/3}$, որի պատճառով աստղի կայունացումը կախված է լինում նրա զանգվածից: Որոշակի կրիտիկական զանգվածից (M_{cr}) փոքր զանգվածների դեպքում գազի ճնշումը մեծ է գրավիտացիոն ճնշումից և աստղը կարող է կայունանալ այլասերված էլեկտրոնային գազի շնորհիվ:

Եթե $M > M_{cr}$, ապա գրավիտացիոն ճնշումը մեծ է դառնում էլեկտրոնային գազի ճնշումից և այն այլևս չի կարողանում արգելակել աստղի գրավիտացիոն սեղմումը:

Զանգվածի կրիտիկական մեծությունը կոչվում է Չանդրասեկարի սահման, որը որոշվում է այն պայմանից, որ այլասերված էլեկտրոնային գազի ճնշումն աստղի կենտրոնում պետք է հավասար լինի գրավիտացիոն ճնշմանը: Թվային հաշվարկները ցույց են տալիս, որ $M_{cr} \approx \dfrac{5.75}{\mu^2} M_{\otimes}$, որտեղ μ-ն ատոմի մեկ էլեկտրոնին բաժին ընկնող թիվն է միջուկում: Եթե աստղային նյութը բաղկացած է թեթև միջուկներից, որոնց համար $Z = N$, ապա այդ դեպքում $\mu = 2$ և կրիտիկական զանգվածը հավասարվում է՝ $M_{cr} \approx 1.44 \cdot M_{\otimes}$:

Այսպիսով, եթե $M \le M_{cr}$, ապա աստղը կարող է կայունություն ձեռք բերել, անկախ այն բանից թե էլեկտրոնային գազը ռելյատիվիստիկ է, թե ոչ ռելյատիվիստիկ: Այդպիսի աստղերն առաջանում են կարմիր հսկաներից, որոնց խիտ միջուկները թոթափում են իրենց թաղանթը շնորհիվ ջերմամիջուկային ռեակցիաների և անկախ գոյատևում են: Այդպիսի աստղերը սպիտակ թզուկներն են: Նրանք բնութագրվում են փոքր չափերով, մեծ խտություններով ($10^6 - 10^7$ գ/սմ³) և բարձր ջերմաստիճաններով: Սպիտակ թզուկերի զանգվածն Արեգակի զանգվածի կարգի է, իսկ չափերը՝ երկրի չափերի կարգի: Քանի որ միջուկային վառելիքը սպիտակ թզուկներում սպառված է, ապա նրանց ճառագայթումը տեղի է ունենում սառեցման հաշվին: Իսկ քանի որ, սպիտակ թզուկների մակերևույթը շատ փոքր է, ապա նրա լուսատվությունը մի քանի հազար անգամ փոքր է արեգակնայինից: Այդ պատճառով սպիտակ թզուկների սառեցումն ընթանում է մի քանի միլիարդ տարի:

§5 Նեյտրոնային աստղերի առաջացումը

Աստղերի բավականին մեծ խտության ժամանակ տեղի է ունենում աստղային նյութի նեյտրոնացում: Ինչպես հայտնի է β^- տրոհման ժամանակ էներգիան բաշխվում է e^- և ν -ի միջև: Էներգիան նրանց միջև բաշխվում է այնպես, որ գումարային էներգիան մնում է հաստատուն: Այդ էներգիան կոչվում է β^- տրոհման վերին սահմանը: Եթե Ֆերմի էներգիան գերազանցում է β^- տրոհման վերին սահմանը, ապա հավանական է դառնում β^- տրոհմանը հակառակ պրոցեսը՝ e^--ի կլանումը միջուկի կողմից: Նոր առաջացած միջուկը ևս կարող է կլանել e^- և այդպես շարունակ: Էլեկտրոնների կոն-

ցենտրացիան աստղում նվազում է՝ նվազում է նաև էլեկտրոնային գազի ճնշումը, որը աստղին պահում էր հավասարակշռության մեջ: Դա հանգեցնում է աստղի հետագա գրավիտացիոն սեղմմանը, հետևաբար e^--ների միջին և մաքսիմում էներգիայի աճին: Էլեկտրոնների կլանման հավանականությունը աճում է: Այդպիսի պրոցեսները բերում են նեյտրոն ավելցուկային միջուկների առաջացմանը: Ի վերջո աստղի մեջ կարող է կուտակվել շատ թվով նեյտրոններ և այդպիսի աստղերը կոչվում են նեյտրոնային աստղեր: Նեյտրոնային աստղերում պրոտոնների և էլեկտրոնների թիվը կազմում է $1 \div 2\%$:

Քանի որ նեյտրոնների վրա չի ազդում կուլոնյան վանողական ուժը, ապա նեյտրոնային աստղի միջին խտությունը շատ մեծ է, այնպիսինն է, ինչպիսին միջուկային նյութի խտությունը: Այդպիսի խտությունների դեպքում նեյտրոնային աստղի շառավիղը, եթե զանգվածը $M_\otimes$ Արեգակի զանգվածի չափ է, 10^5 անգամ փոքր է Արեգակի շառավղից: Այն հավասար է մոտավորապես 10 կմ: Նեյտրոնային աստղը խիստ անհամասեռ է և ունի բարդ ներքին կառուցվածք: Նեյտրոնային աստղի զանգվածի վերին սահմանը պարզ չէ: Տեսական հաշվումներով՝ նեյտրոնային աստղի զանգվածը՝

$$M \approx (2 \div 3) M_\otimes :$$

Երբ աստղի զանգվածը՝ $M \geq 1,2 M_\otimes$, նեյտրոնային աստղը առաջանում է գրավիտացիոն կոլապսի (ուժեղ սեղմման) միջոցով: Սկզբնական ջերմաստիճանը նեյտրոնային աստղի կենտրոնում շատ բարձր է՝ 10^{11} K. Սակայն 10 – 100 վայրկյան հետո ջերմաստիճանն աստղի կենտրոնում նվազում է մինչև 10^9 K Նեյտրոնային աստղերը հայտնաբերվել են 1967 թ. ռադիոալիքների գրանցման միջոցով: Նեյտրոնային աստղերը նույն պուլսարներն են, նրանց պարբերականությունը կազմում էր 0,00154 վրկ մինչև 11.77 վրկ: Ամենահայտնի պուլսարի (Խեցգետնաձև միգամածության պուլսար)

ճառագայթման հզորությունը հավասար է 10^{35} էրգ/վրկ, որը 25 անգամ ավելի շատ է Արեգակի հզորությունից՝ 3,83. 10^{33} էրգ/վրկ: Այժմ հայտնի են պուլսարներ 10^{38} էրգ/վրկ հզորությամբ:

Նեյտրոնային աստղը տեսականորեն առաջին անգամ կանխատեսել է Օպենհեյմերը (1904 – 1967թթ.): 1938 թ. պուլսարները նույնացվեցին տեսականորեն կանխատեսված պտտվող նեյտրոնային աստղերի հետ:

Նեյտրոնային աստղերի արագ պտույտը պայմանավորված է հետևյալ փաստով՝ ըստ պտտական մոմենտի պահպանման օրենքի՝ $R^2/T = const$, որտեղ R-ը աստղի շառավիղն է, իսկ T-ն պտույտի պարբերությունը; Սակայն քանի որ նեյտրոնային աստղի պլազմային նյութը օժտված է մեծ հաղորդականությամբ, ապա մագնիսական հոսքը՝ $R^2H = const$ (H մագնիսական դաշտի լարվածությունը): Այս պատճառով նեյտրոնային աստղը պետք է լինի մագնիսացած: 10 կմ շառավղով նեյտրոնային աստղի առաջացման համար սովորական աստղից՝ (10^6 կմ) նրա պտույտի արագությունը և մագնիսական դաշտը պետք է աճի 10^{10} անգամ: Որոշ աստղերի մոտ մագնիսական դաշտի լարվածությունը կարող է լինել 10^{12} Գաուս կարգի: Մագնիսական դաշտի ուղղությունը շեղված է լինում աստղի պտույտի առանցքի նկատմամբ: Այդ պատճառով մագնիսական մոմենտը պտտվում է, այսինքն փոփոխվում է ժամանակի ընթացքում: Իսկ փոփոխվող մագնիսական դիպոլը ճառագայթում է էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Ընդ որում, ճառագայթումը տեղի է ունենում մագնիսական մոմենտին ուղղահայաց ուղղությամբ , 10^0 անկյան տակ: Երբ երկրագունդն անցնում է այդ կոնուսի սահմաններով, բացահայտվում է մաքսիմում ճառագայթում և դրանով է բացատրվում պուլսարների պարբերական բնույթը: Շնորհիվ էներգիայի կորուստի նեյտրոնային աստղերի պտույտը ժամանակի ընթացքում դանդաղում է: Օրինակ՝ Խեցգետնաձև միգամածության պուլսարի պտույտի պարբերությունն օրական աճում է 3,6 . 10^{-8} վրկով:

§6 Միջուկային աստղաֆիզիկա

Այժմ անցնենք մեր դասընթացի վերջին բաժնին՝ ընդհարձակվող տիեզերքի տեսության ուսումնասիրությանը:

Ուսումնասիրենք այս տեսակետը միջուկային ֆիզիկայի տեսանկյունից: Ռելիկտային ճառագայթման հայտնաբերումը 1965 թ. զարկ տվեց նոր տեսության զարգացման: Այդ ճառագայթումը, ըստ ինտենսիվության, համապատասխանում էր $3K$ ջերմաստիճան ունեցող բացարձակ սև մարմնի ջերմային ճառագայթմանը: Դոպլերյան կարմիր շեղման շրջանակներում բացատրությունը բերում է ընդարձակվող Տիեզերքի մոդելին: Այսինքն սկզբում եղել է շատ մեծ խտությամբ գերխիտ նյութ, որը այնուհետև պայթյունի հետևանքով դուրս է շպրտվել և շարունակում է տարածվել կենտրոնից դուրս գնացող արագությամբ: Ներկայումս եղած տվյալների մոտարկումից բերում է այն հետևում է, որ սկզբում նյութի խտությունը և արագությունը եղել է ավելի մեծ քան հիմա: Այդ պայթյունը ըստ հաշվարկների եղել է 10 միլիարդ, կամ ավելի, տարի առաջ:

Որոշ գիտնականներ Տիեզերքի զարգացումը ներկայացնում են իրար հաջորդող 4 էտապով.

I. *Հադրոնային ժամանակաշրջան:* Տևողությունը 10^{-4} վրկ:

Նյութի խտությունն ավելին է քան միջուկային նյութի խտությունը – 10^{15} գ/սմ^3 և ջերմաստիճանն ավելին քան 1 ԳԷՎ (10^{13}K): Այսպիսի սև մարմնի ճառագայթումն իրենից ներկայացնում է հադրոններ, լեպտոններ և ֆոտոններ: Տեղի է ունենում այնքան ժամանակ, քանի դեռ ջերմաստիճանը բարձր է քան ամենաթեթև հադրոնը՝ π մեզոնը ($m_\pi c^2 = 140$ ՄԷՎ, ջերմաստիճանը $1{,}6\cdot10^{12}\,K$):

Այս ժամանակաշրջանի վերջում խտությունը (նյութի) համեմատական է միջուկային նյութի խտությանը:

II. *Լեպտոնային ժամանակաշրջան:* Ջերմաստիճանը 100 ՄԷՎ-ից ցածր է (10^{12} K):

Այս դեպքում բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ժամանակ հադրոններ չեն կարող ծնվել: Ճառագայթումը հիմնականում կազմված է լեպտոններից և γ քվանտներից: Այդպես շարունակվում է, քանի դեռ ջերմաստիճանը բարձր է էլեկտրոնապոզիտրոնային զույգի ծնման շեմից՝ 1 ՄէՎ-ից: Այս ժամանակաշրջանը տևում է 1 վրկ (մինչև ջերմաստիճանը 100 ՄէՎ-ից սառում է մինչև 1 ՄէՎ-ը):

Նյութի խտությունն այս ժաանակաշրջանի վերջում դառնում է 10^4 գ/սմ^3:

III. *Ռադիացիոն ժամանակաշրջան:* Ջերմաստիճանը 1 ՄէՎ-ից ցածր է:

Լեպտոնները թեկուզ գոյություն ունեն, սակայն ինքնուրույն չեն կարող ծնվել սև մարմնի ճառագայթման ժամանակ: Այս ժամանակահատվածում ճառագայթումը կազմված է հիմնականում ֆոտոններից և տևում է այնքան, մինչև ֆոտոնային ճառագայթումը կատարվում է նյութից անկախ (հադրոններից և լեպտոններից): Այս ժամանակաշրջանը վերջանում է մեծ պայթյունից 10^6 տարի հետո:

IV. *Աստղային ժամանակաշրջան:* Նյութի խտությունը դառնում է ավելի մեծ քան ճառագայթման խտությունը (ֆոտոնների էներգիայի խտությունը): Այն մեծանում է Տիեզերքի ընդարձակմանը զուգընթաց: Այս ժամանակաշրջանը շարունակվում է մինչև օրս: Ներկայումս նյութի խտությունն է՝ 10^{-30} գ/սմ^3 և ջերմաստիճանը՝ $T = 3K$:

Ենթադրվում է, որ հադրոնային ժամանակաշրջանում նյութը կազմված է եղել ֆոտոններից, լեպտոններից և հակալեպտոններից, քվարկներից ու հակաքվարկներից: Սակայն այս ենթադրությունը փորձարարական հիմնավորում չունի, քանի որ քվարկներն ազատ վիճակում գոյություն չունեն և չեն գրանցվում:

Մեկ այլ ենթադրություն վաղ Տիեզերքի զարգացման վերաբերյալ՝ որ հնարավոր է տեղի է ունեցել նյութի ֆազային անցում, որը բերել է մեծ պայթյունի:

Նուկլեոսինթեզ (սկզբնական էտապը)

Տիեզերքի ձևավորման նախնական շրջանում կարևորվում էր ճառագայթումը: Այդ ճառագայթումն ուներ ջերմային սպեկտր և նրա ինտենսիվությունը՝ U-ն արտահայտվում էր ջերմաստիճանով՝ $U = aT^4$ բանաձևով, որտեղ a-ն ճառագայթման հաստատունն է: Որքան շարժվում ենք դեպի սկզբնական էտապ (մեծ պայթյուն), այնքան ջերմաստիճանը մեծանում է՝

$$T = T_p\left(1+Z\right),$$

որտեղ T_p ճառագայթման ջերմաստիճանն է ներկայումս, իսկ Z-ը կարմիր շեղմանը համապատասխանող մեծություն:

Վաղ ժամանակներում, երբ ճառագայթումը գերակշռում է, ջերմաստիճանի և ժամանակի միջև ստացվում է հետևյալ կապը՝ ըստ Էյնշտեյնի առնչությունների՝

$$T = \alpha.\frac{10^{10}}{\sqrt{t}}.K,$$

որտեղ t-ն չափվում է վայրկյաններով, իսկ T-ն կելվիններով:

α-ն միավորին հավասար հաստատուն է և կախված է Տիեզերքում նյութի և ճառագայթման վիճակից:

Այս առնչությունից բխում է, որ պայթյունից 1 վրկ հետո Տիեզերքում ջերմաստիճանը հավասար է $10^{10}K$: Այս ջերմաստիճանի տակ Տիեզերքում, որը կազմված է լեպտոններից, ֆոտոններից, պրոտոններից և նեյտրոններից, կարող են սինթեզվել միջուկներ դեյտրոններից մինչև He: Ավելի ծանր միջուկների սինթեզ կարող է տեղի ունենալ միայն ջերմամիջուկային ռեակցիաների հետևանքով աստղերում, քանի որ գոյություն ունի անկայունության ինտերվալ Li - միջուկի տիրույթում: Այս պատճառով վաղ շրջանում սինթեզի ռեակցիաները կանգ են առնում He միջուկի վրա:

Առաջին ռեակցիաներն են՝ $n + p \to d + \gamma$: Հաշվարկները ցույց տվեցին, որ այս ռեակցիան ընթանում է $T = 9.10^9 K$ ջերմաս-

տիճանի տակ: Այն համապատասխանում է տիեզերքում նեյտրոն-ների և պրոտոնների հետևյալ հարաբերակցությանը՝ $N_n / N_p = 0,2$ և $t \approx 3$ վրկ:

Այնուհետև տեղի են ունենում հետևյալ ռեակցիաները՝

$$d + n \rightarrow {}^3H + \gamma$$

$$d + p \rightarrow {}^3He + \gamma$$

կամ $d + d \rightarrow {}^3H + p$

$$d + d \rightarrow {}^3He + n$$

և վերջապես ${}^4He$ առաջանում է հետևյալ ռեակցիաներում՝

$$\left.\begin{array}{l} {}^3H + p \rightarrow {}^4He + \gamma \\ {}^3He + n \rightarrow {}^4He + \gamma \end{array}\right. :$$

Քանի որ գոյություն չունի $A = 5$ ատոմական համարով կայուն իզոտոպ, ապա ${}^4He$ վերջին միջուկն է, որը առաջանում է վաղ էտապում:

Սկզբունքորեն կարող են առաջանալ նաև ծանր միջուկներ $A = 7$ ատոմական համարով՝

$${}^4He + {}^3H \rightarrow {}^7Li + \gamma$$

$${}^4He + {}^3He \rightarrow {}^7Be + \gamma :$$

Սակայն այս ռեակցիաների կուլոնյան արգելքը 1 ՄէՎ է այն դեպքում, երբ $T = 9.10^8 K$ ջերմաստիճանի դեպքում միջուկներն ունեն 0,1 ՄէՎ կինետիկ էներիա:

Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ միջուկների ձևավորումը վերջանում է պայթյունից $t =$ 35 րոպե հետո, երբ ջերմաստիճանը նվազում է մինչև $3 \cdot 10^8 K$: Դա նշանակում է, որ պրոտոնն ու նեյտրոնն այլևս չեն միավորվում առաջացնելով միջուկ: Հաջորդ էտապը սկսվում է, երբ Տիեզերքի տարիքը հասնում է մինչև $7 \cdot 10^5$ տարի և ջերմաստիճանն ընկնում է մինչև 3000 K: Այս ժամանակ

(այս ջերմաստիճանների դեպքում) մեծանում է միջուկների և էլեկտրոնների միջև քիմիական կապերը և առաջանում են ջրածնի և He-ի չեզոք ատոմներ: Այսպիսով վերջանում է առաջնային նուկլեոսինթեզը:

§7 Աստղային նուկլեոսինթեզ

Տիեզերքի զարգացմանը զուգընթաց աճում է ծանր էլեմենտների թիվը: Ուսումնասիրում են այդ էլեմենտների տարածվածությունը Տիեզերքում:

Նուկլեոսինթեզի աստիճաններից մեկը ^{12}C-ի առաջացումն է: Այն կարող է առաջանալ հետևյալ ռեակցիայից՝

$$^{4}He + ^{8}Be \rightarrow ^{12}C + \gamma$$

Սակայն ^{8}Be անկայուն է 2α-ի տրոհման նկատմամբ և նրա տրոհման կիսապարբերությունը կազմում է $T_{1/2} = 10^{-16}$ վրկ: Սակայն $T = 10^{8} K$-ի և 10^5 գ/սմ³ խտության դեպքում տեղի է ունենում հետևյալ ռեակցիան՝

$$^{4}He + ^{4}He \rightarrow ^{8}Be + ^{4}He \rightarrow ^{12}C + \gamma$$

Այնուհետև ռեակցիաների հետևանքով առաջանում են ավելի ծանր միջուկներ ^{16}O, ^{28}S, ^{56}Fe: Ընդ որում կատարվում է ինչպես այդ միջուկների առաջացում, այնպես էլ նրանց տրոհում: Այդ տեսակետից ավելի բարենպաստ վիճակում գտնվում են այն միջուկները, որոնք ունեն մեծ կայունություն, նրանց կապի էներգիան մեծ է: Այդպիսի միջուկների թվին են պատկանում $A \sim 60$ միջուկները: Երկաթից մեծ A ունեցող միջուկներն առաջանում են երկու մեխանիզմով՝ z և s պրոցեսներով: Այս պրոցեսները համապատասխանում են նեյտրոնների տարբեր խտությունների: Փոքր խտություն-

ների դեպքում ($s-slow$) ռադիացիոն կլանման հետևանքով տեղի են ունենում հետևյալ պրոցեսները $(A,Z)+n\rightarrow(A+1,Z)+\gamma$: Եթե $(A+1,Z)$ թիրախը կայուն է, ապա նա ևս կարող է կլանել նեյտրոն և կառաջանա $(A+2,Z)$ միջուկը: Կենտրոնների փոքր հոսքերի դեպքում այս միջուկն ավելի արագ կտրոհվի, քան կկլանի մեկ նեյտրոն ևս: $(A+X,Z)\xrightarrow{\beta}(A+X,Z+1)$ և այս շղթան կշարունակվի մինչև կառաջանա մեծ կյանքի տևողություն ունեցող միջուկը:

Այս պրոցեսը շարունակվում է՝ առաջացնելով $A\approx200$ զանգվածով միջուկներ: Այս միջուկները մեծ հավանականությամբ բաժանվում են:

II էտապը նեյտրոնների մեծ խտության դեպքում

$$(r-rapid)\ (A+X,Z)$$

միջուկն ավելի շուտ կլանում է նեյտրոնը, քան տրոհվում է: Տեղի է ունենում նոր ռադիացիոն կլանում: Այս պրոցեսը տեղի է ունենում մինչև ստացվում են փոքր տրոհման կիսապարբերություն ունեցող միջուկներ, որոնք էլ տրոհվում են կայուն միջուկների:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов,** Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, Издательство академии наук, Москва 1962.
2. **Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин,** Ядерные реакции, Кафедра общей ядерной физики физического факультета МГУ, Москва 2001 г.
3. **Д. В. Сивухин,** Общий курс физики, Атомная и ядерная физика, Издательство МФТИ, Москва 2002.
4. **Ю. Э. Пениожкевич,** Ядерная астрофизика, Соровский образовательный журнал, N10, 1998, ст. 68.

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ռ. ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐ

Համակարգչային ձևավորող՝ Կ. Չալաբյան
Հրատ. խմբագիր՝ Լ. Հովհաննիսյան

Չափսը՝ 60x84 1/16: Տպ. մամուլ 7:
Տպաքանակը՝ 100 օրինակ:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1