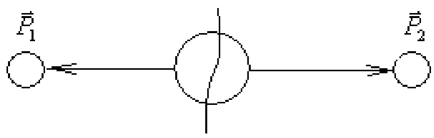
8 ЛЕКЦИЯ

Бөлшектердің ыдырауы. Бөлшектердің серпімді соқтығысы. Бөлшектердің шашырауы. Бөлшектердің шашырауының эффективті қимасына арналған Резерфорд формуласы

Импульс пен энергияның сақталу заңдарын қолдану әртүрлі механикалық процестерді түсіндіру үшін ыңғайлы болып табылады. Сақталу заңдарын пайдалану әсіресе олардың процеске қатысушы бөлшектердің өзара әсерлесуіне тәуелді емес болған жағдайларында тиімді болып табылады. Мысал ретінде, сырттан әсер болмаса да, бір бөлшектің «екі құраушы бөлшекке» «өзінен-өзі» ыдырауын қарастырайық. Бұл екі бөлшек ыдыраудан соң бір-біріне қатыссыз, тәуелсіз қозғалсын. Бөлшек ыдыраудан бұрын тыныштықта тұр деген тұжырымды алайық.



Сурет 22.

Импульстің сақталу заңы бойынша, ыдыраудан пайда болған екі бөлшектің импульстерінің қосындысы нөлге тең, яғни бөлшектер ыдыраған соң бағыттары қарама-қарсы, ал шамасы бойынша тең импульстермен екі жаққа ұшады. Солардың абсолюттік шамасын P_0 деп белгілейміз.

$$\vec{P} = \vec{P}_{10} + \vec{P}_{20} \qquad (.1)$$

$\vec{P}_{01}$ - ыдыраған бірінші бөлшектің импульсі, $\vec{P}_{02}$ - ыдыраған екінші бөлшектің импульсі. Бастапқыда бөлшек тыныштықтағы санақ жүйесінде орналасқандықтан $\vec{P} = 0$, ендеше

$$\begin{aligned} &\vec{P}_{10} + \vec{P}_{20} = 0 \\ &\vec{P}_{10} = -\vec{P}_{20}, \end{aligned} \qquad (2)$$

ал модульдары

$$P_{20} = P_{10} = P_0 \qquad (3)$$

Енді осы бөлшектердің энергияларын қарастырайық. Тоқтап тұрған кезде механикалық энергия $E_M = 0$, ал ыдырағанда

$$E_1 + E_2 = E_{ы} \neq 0 \tag{4}$$

$$\begin{cases} E_1 = \dfrac{m_1 v_{10}^2}{2} \\ E_2 = \dfrac{m_2 v_{20}^2}{2} \end{cases} \tag{5}$$

$$E_1 + E_2 = E_{ыд} \tag{6}$$

Ал ыдырау энергиясы – бастапқы бөлшектің ішкі энергиясының E_i, кейіннен пайда болған екі бөлшектің ішкі энергияларының айырмалары:

$$E_{ыд} = E_i - \left(E_{i1} + E_{i2}\right) \tag{7}$$

Энергияны импульс арқылы жазамыз:

$$\begin{cases} E_1 = \dfrac{P_{10}^2}{2m_1} \\ E_2 = \dfrac{P_{20}^2}{2m_2} \end{cases} \tag{8}$$

$P_{10} = P_{20} = P_0$ екенін ескерсек,

$$E_1 = \frac{P_0^2}{2m_1}, \qquad E_2 = \frac{P_0^2}{2m_2} \tag{9}$$

$$E_{ыд} = E_1 + E_2 = \frac{P_0^2}{2m_1} + \frac{P_0^2}{2m_2} = \left| m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right| = \frac{P_0^2}{2m}; \tag{10}$$

Енді жылдамдықты жазамыз. Яғни ыдыраған кезде бөлшек импульстері бірдей болғанымен жылдамдықтары әртүрлі болады (тыныштықтағы с.ж.)

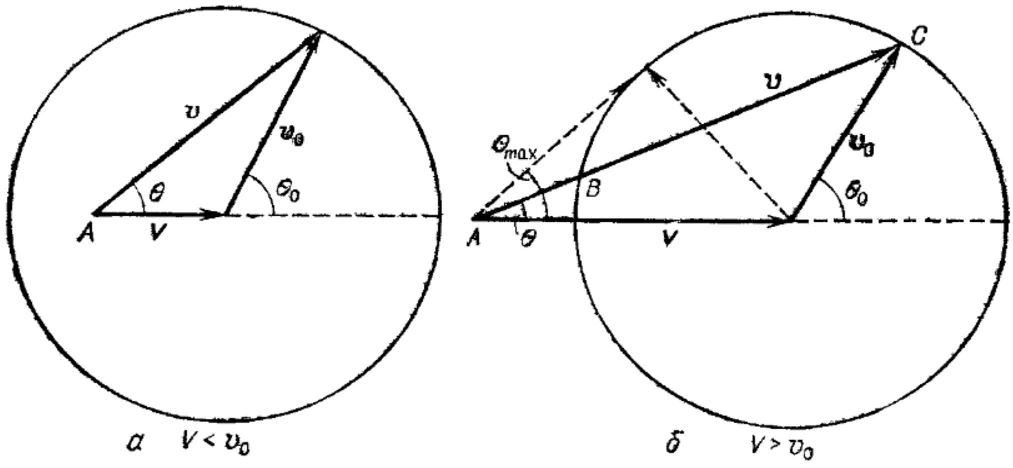
$$\begin{cases} P_{10} = m_1 v_{10} \\ P_{20} = m_2 v_{20} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v_{10} = \dfrac{P_0}{m_1} \\ v_{20} = \dfrac{P_0}{m_2} \end{cases} \tag{11}$$

Енді бөлшек ыдырауға дейін $\vec{V}$ жылдамдықпен қозғалсын, яғни лабораториялық санақ жүйесінде (л.с.ж.), ал массалар центрі санақ жүйесіндегі жылдамдығы – $\vec{v}_{10}$ және $\vec{v}_{20}$.

Ыдыраған бөлшектердің тек біреуін ғана қарастырайық. Галилей түрлендірулері арқылы:

$$\vec{v} = \vec{V} + \vec{v}_0 \quad \text{немесе} \quad \vec{v} - \vec{V} = \vec{v}_0; \tag{12}$$

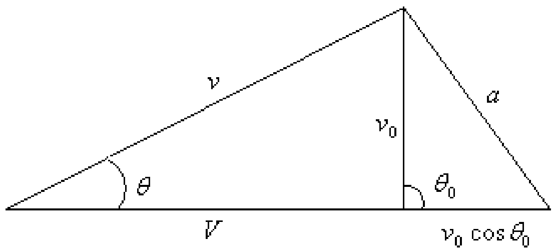
$$v_0^2 = v^2 + V^2 - 2vV\cos\theta_1 \tag{13}$$



а) $V < v_0$ б) $V > v_0$

Сурет 23.

1) $V < v_0$ болғандағы жағдайды қарастыралық.



Сурет 24.

θ - л.с.ж. ұшып шығу бұрышы, θ_0 - и.ц.с.ж. ұшып шығу бұрышы. Ал екеуінің байланысы

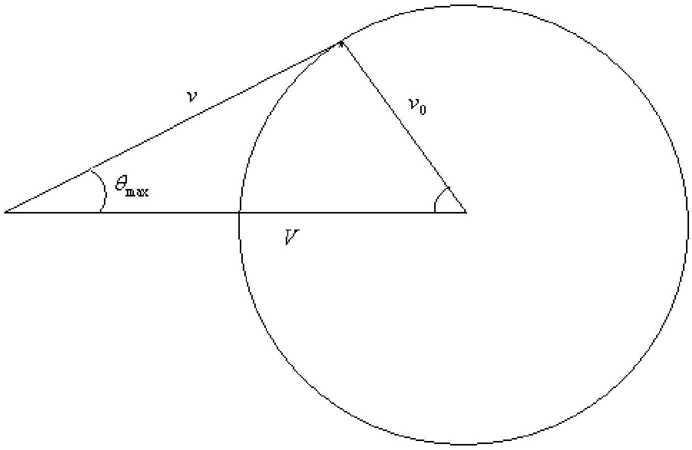
$$\begin{aligned} v\sin\theta &= a \\ v_0 \sin\theta_0 &= a \end{aligned} \tag{14}$$

суреттен $v\,cos\,\theta = V + v_0\,cos\,\theta_0$

$$v\,sin\,\theta = v_0\,sin\,\theta_0 \tag{15}$$

$$tg\theta = \frac{v_0 \sin\theta_0}{V + v_0 \cos\theta_0} \tag{16}$$

2) $V > v_0$ болғанда, бөлшек алға қарай ұшып шығады. θ бұрышы θ_{max}-нан үлкен болмайды.



Сурет 25.

$V\cos\theta_{max} = v$, $V\sin\theta_{max} = v_0$, $\sin\theta_{max} = \frac{v_0}{V}$ Осы өрнектерді ескеріп шешеміз:

$$tg\theta(V + v_0 \cos\theta_0) = v_0 \sin\theta_0$$

$$\cos\theta_0 = -\frac{V}{v_0}\sin^2\theta \pm \cos\theta\sqrt{1 - \frac{V^2}{v_0^2}\sin^2\theta} \tag{17}$$

$v_0 > V$ болғанда θ_0 және θ арасындағы байланыс бір мәнді болып келеді. (16.17) формуладағы түбірдің таңбасын «+» деп аламыз (θ =0 $\Rightarrow$ θ_0 =0).

Егер $v_0 < V$ болса θ_0 және θ арасындағы байланыс бір мәнді бола алмайды. θ-ның әрбір мәніне θ_0 екі мәні сәйкес келеді де, $\vec{v}_0$ векторының таңбасы түбір алдындағы $\pm$ екеуі де болады.

Негізінде физикада осындай ыдырауларды тек бір ғана бөлшек үшін емес, көптеген бірдей бөлшектер үшін қарастыру керек. Сондықтан ыдыраған бөлшектердің бағыттарын, энергияларын қарастыру қажет болады. Осы жағдай үшін бастапқыда бөлшектер кеңістікте хаосты бағытта, яғни орташалағанда изотропты болады деп аламыз.

Инерция центрі санақ жүйесінде (и.ц.с.ж.) барлық ыдыраған бөлшектер (тегі бірдей) бірдей энергияға ие, ал олардың ұшу бағыттары изотропты. Бұл жоғарыда айтылғандай, бөлшектердің бастапқы бағыттарының хаостығынан шығады.

dO_0 денелік бұрышта ұшып келе жатқан бөлшектердің үлесі осы бұрыштың элементіне тәуелді, яғни $\frac{dO_0}{4\pi}$

$$\frac{dN_0}{N} = \frac{dO}{4\pi} = \frac{1}{2} sin\,\theta_0\, d\theta_0 \tag{18}$$

Л.с.ж. бөлшектердің таралуын жазу үшін осы санақ жүйесіндегі кинетикалық энергияның таралуын қарастырайық. Ол үшін $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{V}$ квадраттау қажет. Кинетикалық энергиясы $T = \frac{mv^2}{2}$ екені белгілі

$$d\cos\theta_0 = \frac{dT}{2mv_0V} \tag{19}$$

Бұл жағдайда кинетикалық энергияның екі мәні болуы мүмкін

$$\begin{aligned} T_{\min} &= \frac{m}{2}\left(v_0 - V\right)^2 \\ T_{\max} &= \frac{m}{2}\left(v_0 + V\right)^2 \end{aligned} \tag{20}$$

Бөлшектер бұл интервалда біртекті таралады. Ал бөлшектің екіге ыдырауымен салыстырғанда, екіден көп бөлшектерге ыдырағанда, импульстің және энергияның сақталу заңдарын қолдану бұндай нәтижелі болмайды. Мысалы, и.ц.с.ж. ұшып, бөлініп шыққан бөлшектердің энергиясының мәндерінің қатынасы белгісіз болады. Бірақ әрбір ыдыраған бөлшектің өзімен бірге ажыратып алып кететін кинетикалық энергияның белгілі бір жоғарғы шегі бар. Осы шекті есептейік. Ол үшін белгілі бір m_1 бөлшектен басқа барлық ыдыраған бөлшектерді бір жүйе ретінде қарастырып, оның ішкі энергиясын $E_i^{'}$ деп белгілейік. Сонда массасы m_1 ыдыраған бөлшектің кинетикалық энергиясы

$$T_{10} = \frac{P_0^2}{2m_1} = \frac{M - m_1}{M}\left(E_i - E_{i1} - E_i'\right) \tag{21}$$

M – бастапқы бөлшектің массасы. $E_{ы}$ – ыдырау энергиясы болса:

$$E_{ы} = E_i - E_{i1} - E_i^{'} \tag{22}$$

Егерде $E_i' - min$ болса, T_{10} – барынша жоғары мәнді иеленеді. Ол үшін m_1 бөлшектен басқа бүкіл ыдыраған бөлшектер бірдей жылдамдықпен қозғалу керек. Сонымен

$$\left(T_{10}\right)_{\max} = \frac{M - m_1}{M} E_{ы} \tag{23}$$

Қорыта айтқанда, сақталу заңдарын пайдалып, екі бөлшектің сыртқы әсерсіз өзінен өзі ыдырауының моделін баяндадық.

Бөлшектердің серпімді соқтығысы. Егерде екі бөлшектің соқтығысы кезінде олардың ішкі күйлері өзгермесе ол соқтығысу *серпімді* болады. Сондықтан осындай процеске энергияның сақталу заңдарын қолданғанда ішкі энергиясын ескермеуге болады.

$$E_i = E_i' \tag{24}$$

Инерция центрі санақ жүйесінде импульстің сақталу заңын жазамыз

$$\left.\begin{aligned} \vec{P}_{10} &= -\vec{P}_{20} \\ \vec{P}_{10}' &= -\vec{P}_{20}' \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

Инерция санақ жүйесінде екі дененің соқтығысуы моментінде олар тыныштықта болады деп тұжырым жасаймыз. Мұндай санақ жүйелері үшін соқтығысуға дейінгі денелердің жылдамдықтары $\vec{v}_{01}$ және $\vec{v}_{02}$ болса, олардың лабораториялық санақ жүйесіндегі жылдамдықтары $\vec{v}_1$ және $\vec{v}_2$ былай байланысқан:

$$\left.\begin{aligned} \vec{v}_1' &= \vec{v}_{01}' + \vec{V} \\ \vec{v}_2' &= \vec{v}_{02}' + \vec{V} \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

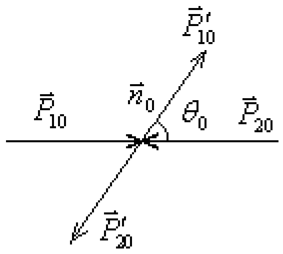
$$\vec{V} = \frac{\vec{P}}{m} = \left| \begin{aligned} m &= m_1 + m_2 \\ \vec{P} &= \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \end{aligned} \right| = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \tag{27}$$

Мұндағы $\vec{V}$ - л.с.ж.-ң и.ц.с.ж.-не қатысты жылдамдығы, яғни салыстырмалы жылдамдығы.

$$\left.\begin{aligned} \vec{v}_{01} &= \frac{m_2\vec{v}}{m_1 + m_2} \\ \vec{v}_{02} &= -\frac{m_1\vec{v}}{m_1 + m_2} \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

Импульстің сақталу заңы бойынша и.ц.с.ж. соқтығысқан екі бөлшектің импульстері бағыттары бойынша қарама-қарсы, ал мәндері бойынша тең болады. Энергияның сақталу заңы бойынша абсолют мәндері де сақталады.

Енді соқтығысқаннан кейінгі жылдамдықтарын табайық: $\vec{v}'_{10}, \vec{v}'_{20}$ – ? Ол үшін екі бөлшектің соқтығысқаннан кейінгі жылдамдықтарының бағыттары $\vec{n}_0$ вектормен сипатталсын.



Сурет 27.

Яғни бастапқы $\vec{v}'_{10} = \vec{v}_{10}$ модульдері тең, ал бағыттары $\vec{n}_0$-ға көбейтіледі.

$$\begin{cases} \vec{v}'_{10} = v_{10}\vec{n}_0 = \dfrac{m_2 v \vec{n}_0}{m_1 + m_2} \\ \vec{v}'_{20} = v_{20}\vec{n}_0 = -\dfrac{m_1 v \vec{n}_0}{m_1 + m_2} \end{cases} \tag{29}$$

Енді лабораториялық санақ жүйесінде жазатын болсақ, л.с.ж. бөлшектің соқтығысқаннан кейінгі жылдамдықтарын табу үшін $(7')$ қоямыз:

$$\begin{cases} \vec{v}'_1 = \dfrac{m_2 v \vec{n}_0}{m_1 + m_2} + \dfrac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \\ \vec{v}'_2 = -\dfrac{m_1 v \vec{n}_0}{m_1 + m_2} + \dfrac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \end{cases} \tag{30}$$

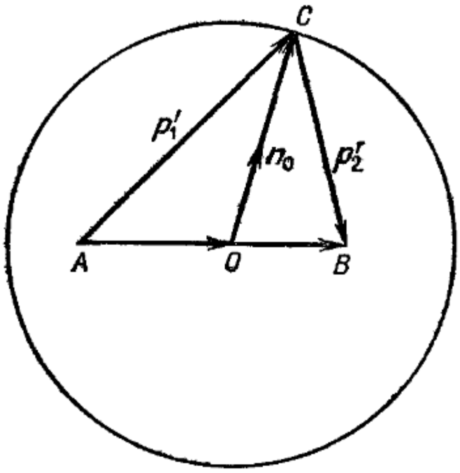
Импульстері арқылы жазамыз:

$$\begin{cases} \vec{P}'_1 = \dfrac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v\vec{n}_0 + \dfrac{m_1}{m_1 + m_2}\left(\vec{P}_1 + \vec{P}_2\right) \\ \vec{P}'_2 = -\dfrac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v\vec{n}_0 + \dfrac{m_2}{m_1 + m_2}\left(\vec{P}_1 + \vec{P}_2\right) \end{cases} \tag{31}$$

$m = \dfrac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ – келтірілген масса болса,

$$\begin{cases} \vec{P}_1' = mv\vec{n}_0 + \dfrac{m_1}{m_1+m_2}\left(\vec{P}_1+\vec{P}_2\right) \\ \vec{P}_2' = -mv\vec{n}_0 + \dfrac{m_2}{m_1+m_2}\left(\vec{P}_1+\vec{P}_2\right). \end{cases} \qquad (32)$$

Радиустары mv-ға тең шеңбер салып, диаграммасын саламыз



Сурет 28.

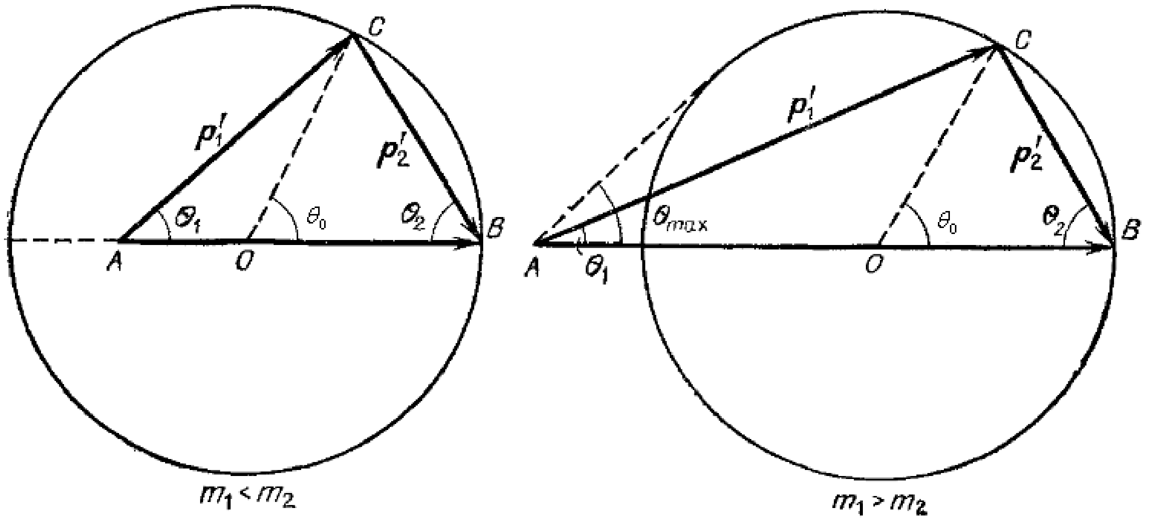
$\vec{P}_1$ және $\vec{P}_2$ берілген мәндерінде шеңбердің радиусы және А мен В нүктелерінің орны өзгермейді, ал С нүктесі шеңбердің бойындағы кез-келген нүкте бола алады. Енді бөлшектердің бірі мысалы m_2 соқтығысқанға дейін тыныштықта болсын. $\vec{v}_2 = 0;$ $\vec{v} = \vec{v}_1$ Ендеше (14):

$$\begin{cases} \vec{P}_1' = mv_1\vec{n}_0 + \dfrac{m_1}{m_1+m_2}\vec{P}_1 \\ \vec{P}_2' = -mv_1\vec{n}_0 + \dfrac{m_2}{m_1+m_2}\vec{P}_1 \end{cases} \qquad (33)$$

Ендеше $O\vec{C} = mv_1\vec{n}_0;$ $|OC| = mv_1,$ $O\vec{A} = \dfrac{m_2}{m_1+m_2}\vec{P}_1 = \dfrac{m_1 m_2 \vec{v}_1}{m_1+m_2} = m\vec{v}_1$ және $\overrightarrow{OB} = m\vec{v}_1;$ $|\mathrm{OC}| = |OB|$ болады. Яғни В нүктесі шеңбердің бойында жатады.

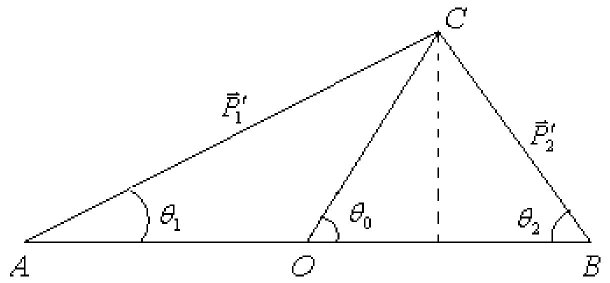
$$A\vec{O} = \frac{m_1}{m_1+m_2}\vec{P}_1 = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\frac{\vec{P}_1}{m_2} = m\frac{m_1}{m_2}\vec{v}_1 \qquad (34)$$

Яғни $m_1 < m_2$, $AO < OB$ болады да A нүктесі шеңбердің ішінде жатады. Ал $m_1 > m_2$ болса, $AO > OB$ болып, A нүктесі шеңбердің сыртында жатады.



Сурет 29. $0 < \theta_1 < \theta_{max}$

θ_1 және θ_2 бұрыштары бөлшектердің соқтығысқаннан кейінгі бастапқы $\left(\vec{P}_1\right)$ бағытынан ауытқу бұрыштары. θ_0 – бұрышы $\vec{n}_0$ бағытымен бірінші бөлшектің и.ц.с.ж.-гі бұрылу бұрышы. θ_0 мен θ_1 арасындағы байланысты табатын болсақ:



Сурет 30.

$$tg\theta_1 = \frac{OC\sin\theta_0}{AO + OC\cos\theta_0} = \frac{m_2\sin\theta_0}{m_1 + m_2\cos\theta_0} \tag{35}$$

Енді θ_2 табамыз: ΔOCB- теңбүйірлі, ендеше $\angle C = \angle B$,

$$\theta_2 = \frac{\pi - \theta_0}{2} \tag{36}$$

Осы θ_0 бұрышы арқылы соқтығысқаннан кейінгі жылдамдықтардың абсолют мәнін табамыз

$\vec{v}_1' - ?, \vec{v}_2' - ?$

$$\Rightarrow \left.\begin{aligned} \vec{v}_1' &= \vec{v}_{01}' + \vec{V} \\ \vec{v}_2' &= \vec{v}_{02}' + \vec{V} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \vec{v}_{01}'; \vec{v}_{02}' \tag{37}$$

$$\vec{v}_1' = \frac{m_2 v_1 \vec{n}_0}{m_1 + m_2} + \frac{m_1 \vec{v}_1}{m_1 + m_2} \tag{38}$$

Модулі:

$$v_1' = \frac{v_1}{m_1 + m_2}\sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos\theta_0} \tag{39}$$

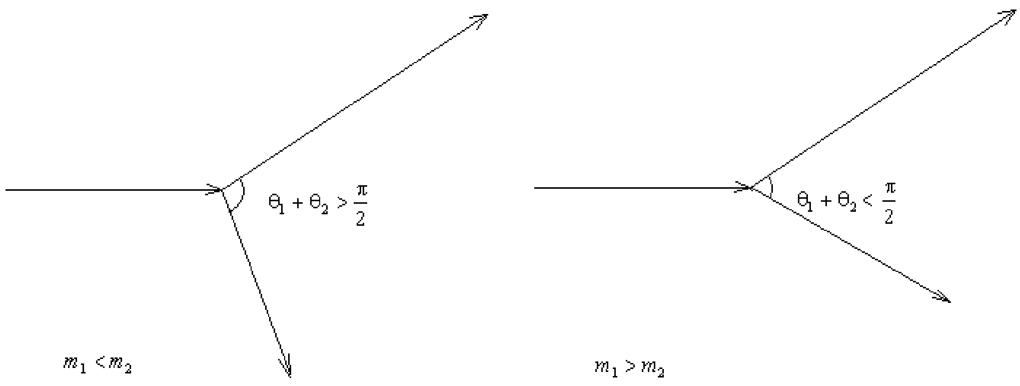
$v_2 = 0; v = v_1$ болғандықтан

$$\vec{v}_2' = -\frac{m_1 v_1 \vec{n}_0}{m_1 + m_2} + \frac{m_1 \vec{v}_1}{m_1 + m_2} \tag{40}$$

Модулі:

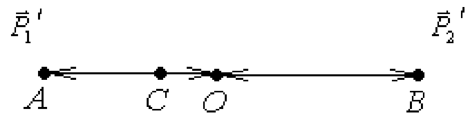
$$v_2' = \frac{2m_1 v_1}{m_1 + m_2}\sin\frac{\theta_0}{2} \tag{41}$$

$\theta_1 + \theta_2 =$екі бөлшектің соқтығысқаннан кейінгі ұшу бағыттарының арасындағы бұрышы. Егер $m_1 < m_2 \Rightarrow \theta_1 + \theta_2 > \dfrac{\pi}{2}$ немесе $m_1 > m_2 \Rightarrow \theta_1 + \theta_2 < \dfrac{\pi}{2}$



Сурет 31.

Егер $\theta_0 = \pi$; яғни екі бөлшек бетпе-бет соқтығысып, бір түзудің бойымен қозғалса, $\tilde{N}$ нүктесі AO түзуінің ортасында орналасады ($\vec{P}_1'$ және $\vec{P}_2'$ бір-біріне бағыттары бойынша қарама-қарсы болады) немесе бір бағытта болады.



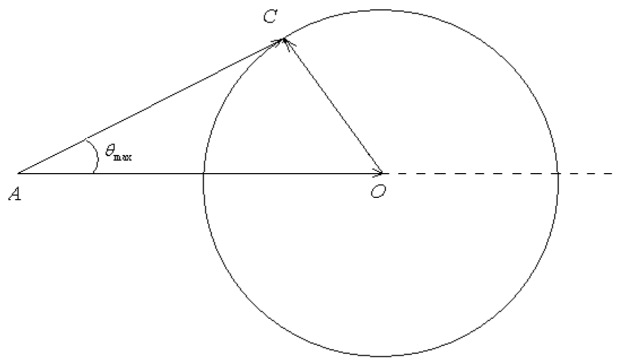
Сурет 32.

$$\begin{cases} \vec{v}_1' = -\dfrac{m_2\vec{v}_1}{m_1+m_2} + \dfrac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1+m_2} = \dfrac{m_1 - m_2\vec{v}_1}{m_1+m_2} \\ \vec{v}_2' = \dfrac{2m_1\vec{v}_1}{m_1+m_2} \end{cases} \tag{42}$$

егер $m_1 = m_2$ болса

$\begin{cases} \vec{v}_1' = 0 \\ \vec{v}_2' = \vec{v}_1 \end{cases}$ біріншісі тоқтап қалады

Егер $m_1 < m_2$ болса, бірінші бөлшектің жылдамдығы соқтығысқаннан кейін кез-келген бағытта бола алады. Ал, егер $m_1 > m_2$ болса, ол ауытқу бұрышы қандайда бір максимал мәнінен арта алмайды.

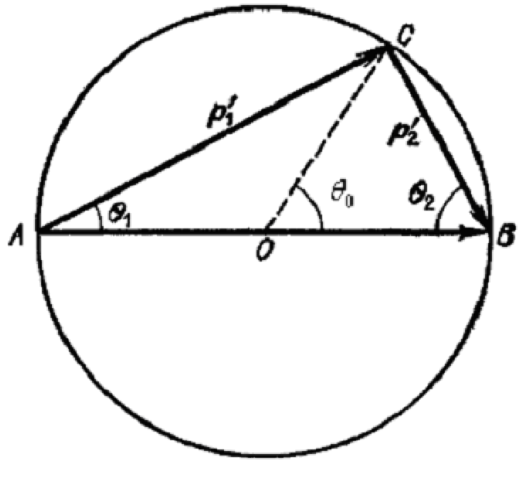


Сурет 33.

Сонымен

$$\sin\theta_{\max} = \frac{m_2}{m_1} \tag{43}$$

Енді $m_1 = m_2$ болса және бөлшектің бірі соқтығысқанға дейін тыныштықта болса A және B нүктелері шеңбердің бойында болады.



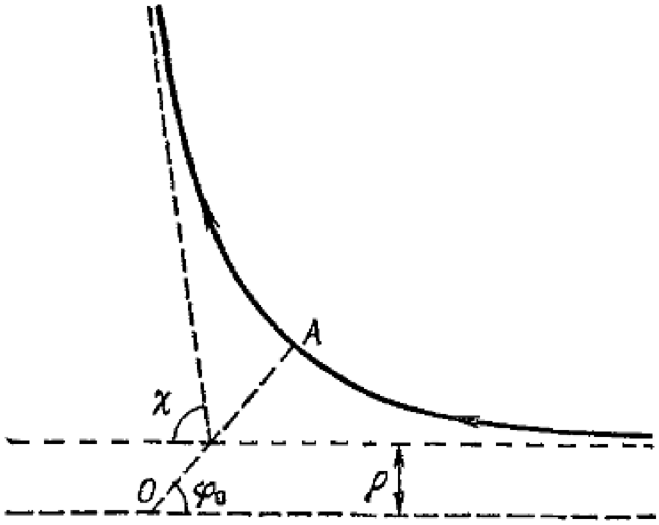
Сурет 34.

$$\left.\begin{aligned} v_1' &= v\cos\frac{\theta_0}{2} \\ v_2' &= v\sin\frac{\theta_0}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (44)$$

Яғни бөлшектер соқтығысқаннан кейін бір-біріне тік бұрыш жасай ұшып кетеді.

Бөлшектердің шашырауы. Бөлшектердің шашырауының эффективті қимасына арналған Резерфорд формуласы

Бөлшектердің шашырауы - өзара әрекеттесу нәтижесінде бір немесе бірнеше бөлшектердің орталық өріске бағытталған және одан ауытқыған кездегі өзара әрекеттесу процесін сипаттайды. Бөлшектердің шашырауы физиканың астрофизика, ядролық физика, элементар бөлшектер физикасы сияқты физиканың әртүрлі салаларында қолданылады. Бөлшектер арасында болуы мүмкін әрекеттесулерге кулондық күштер, тартылыс күштері, ядролық күштер т.б. жатады және мұндағы орын алған физикалық құбылыстар осы күштердің табиғатына байланысты болады. Екі бөлшектің соқтығысуының нәтижесін көрсету үшін (χ бұрышын анықтау үшін) бөлшектердің әсерлесу заңын ескере отырып, қозғалыс теңдеуін шешу керек. Жалпы заңдылықтарды қолданып, массасы m бөлшектің қозғалмайтын потенциалы $U(r)$ болатын күш центрінен ауытқуын қарастырамыз.



Сурет 35.

Бөлшектің траекториясы ОА түзуіне қарағанда симметриялы. ОА – орбитаның центрге жақын нүктесі $r_{\min}$. Орбитаның асимптоталары берілген ОА түзуін бірдей бұрышпен қиып өтеді. Ол бұрышты φ_0 деп белгілейміз. Ал χ бөлшектің күш центрінен ауытқу бұрышы

$$\chi = |\pi - 2\varphi_0| \tag{45}$$

φ_0 бұрышын табамыз:

$$\varphi_0 = \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\frac{M}{r^2}dr}{\sqrt{2m(E - U(r)) - \frac{M^2}{r^2}}} \tag{46}$$

$r_{\min}$ – орбитаның күш центріне ең жақын қашықтығы. E және M – тұрақтыларының орнына бөлшектің шексіздіктегі жылдамдығы υ_∞ және ρ – дәлдеу арақашықтығын енгіземіз. Егерде күш өрісі жоқ болғанда, бөлшек центріндегі ρ арақашықтығында өте шығушы еді. Мұндағы ρ – дәлдеу арақашықтығы болып табылады.

$$\varphi_0 = \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\frac{m\rho\upsilon_\infty}{r^2}dr}{\sqrt{2m\left(\frac{m\upsilon_\infty^2}{2} - U(r)\right) - \frac{m^2\rho^2\upsilon_\infty^2}{r^2}}} =$$

$$= \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\frac{m\rho\upsilon_\infty}{r^2}dr}{m\upsilon_\infty\sqrt{1-\frac{2mU(r)}{m^2\upsilon_\infty^2}-\frac{m^2\rho^2\upsilon_\infty^2}{m^2\upsilon_\infty^2 r^2}}} = \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\frac{\rho}{r^2}dr}{\sqrt{1-\frac{\rho^2}{r^2}-\frac{2U}{m\upsilon_\infty^2}}} \quad (47)$$

Шашыраудың көлденең қимасы – екі бөлшек әрекеттескенде шашыраудың пайда болу ықтималдығы. Шашыраудың көлденең қимасы көптеген факторларға байланысты, мысалы, бөлшектердің энергиясы, әрекеттесу түрі, шашырау бұрышы және т.б. Дифференциалды шашырау қимасы - шашыраудың көлденең қимасының шашырау бұрышына тәуелділігі.

Кәдімгі жағдайда тек бір ғана бөлшектің күш центрінен ауытқуын ғана емес, көбінесе шашыратқыш центрге бірдей v_∞ жылдамдықпен келіп түсетін бірдей бөлшектердің ағынының шашырауын қарастырады. Бұл бөлшектердің ағынындағы әрбір бөлшектің өзінің дәлдеу арақашықтығы және сәйкесінше χ шашырау бұрыштары болады. χ және $\chi + d\chi$ интервалы бұрыштарының шашырауы интервалында жатқан бірлік уақыт ішіндегі шашыраған бөлшектердің саны dN болсын. Бұл сан бөлшектердің тығыздығына тәуелді болғандықтан, шашырау процесін сипаттауға қолайсыз. Сондықтан жаңадан $d\sigma$ шамасын енгіземіз:

$$d\sigma = \frac{dN}{n} \quad (48)$$

n – берілген уақыт бірлігіндегі бірлік ауданнан өтетін бөлшектер саны. Өлшем бірлігі ауданның өлшемімен бірдей және *шашыраудың эффективті қимасы* деп аталады.

Шашырау бұрышы χ және дәлдеу арақашықтығы ρ арасындағы байланысты табамыз. Яғни бөлшектің χ бұрышқа шашырауы, ол бөлшектің қандай дәлдеу арақашықтық пен ρ-мен келгеніне байланысты. ρ дәлдеу арақашықтығы өссе, бөлшектің шашырау бұрышы азаяды. Яғни χ шашырау бұрышы ρ – дәлдеу арақашықтығының кемімелі монотонды функциясы болып табылады. Осындай жағдайда χ және $\chi + d\chi$ бұрыштық интервалында $\rho(\chi)$ және $\rho(\chi) + d\rho(\chi)$ дәлдеу арақашықтығы интервалындағы бөлшектер ғана шашырайды. Бұл бөлшектердің саны радиусы ρ және $\rho + d\rho$ болатын шеңберлердің аралығындағы дөңгелектің ауданын n-ге көбейткенге тең. Шашыраудың эффективті қимасы:

$$d\sigma = 2\pi\rho(\chi)\left|\frac{d\rho(\chi)}{d\chi}\right|d\chi \quad (49)$$

Сонымен, Резерфорд формуласы бөлшектердің шашырау бұрышына және басқа параметрлерге байланысты ядроның шашырау ықтималдығын есептеуге мүмкіндік береді. Оны қолдану Резерфордқа атомдар ядроларының өлшемдерін және ядролық бөлшектердің зарядтарын анықтауға мүмкіндік берді, бұл оны заттың атомдық құрылымы мен қасиеттерін зерттеудің маңызды құралына айналдырды. Резерфорд формуласын қарастыру үшін зарядталған бөлшектің Кулон өрісінде шашырауын қарастырамыз.

$$\rho^2 = \frac{\alpha^2}{m^2\upsilon_\infty^4} tg^2\varphi_0 \tag{50}$$

немесе $\varphi_0 = \frac{\pi - \chi}{2}$

$$\rho = \frac{\alpha ctg\frac{\chi}{2}}{\mathrm{m}\upsilon_\infty^2} \tag{51}$$

Осы формула *Резерфорд формуласы* деп аталады. Мұндағы эффективті қима α-ның таңбасына тәуелді емес. Сондықтан алынған нәтиже Кулондық тартылыс не тебіліспен бірдей болады. (24) эффективті қима формуласын инерция центрі тыныштықтағы бөлшек үшін алдық. Енді $\chi = \pi - 2\theta_2$ деп алып, яғни бастапқыда қозғалыста болған бөлшек үшін эффективті қима теңдеуін лабораториялық санақ жүйесінде жазатын болсақ:

$$\begin{cases} tg\theta_1 = \dfrac{m_2 \sin\chi}{\mathrm{m}_1 + m_2 \cos\chi} \\ 2\theta_2 = \pi - \chi \end{cases} \tag{52}$$

$$d\sigma = \left(\frac{\alpha}{2m\upsilon_\infty^2}\right)^2 \frac{dO}{\sin^4\frac{\chi}{2}} = \left(\frac{\alpha}{m\upsilon_\infty^2}\right)^2 \frac{2\pi\sin\theta_2 d\theta_2}{\cos^3\theta_2} = \left(\frac{\alpha}{m\upsilon_\infty^2}\right)^2 \frac{dO_2}{\cos^3\theta_2} \tag{53}$$

Сонымен бөлшектердің шашырауы әрекеттесетін бөлшектер соқтығысқанда және олардың бағытын немесе энергиясын өзгерткенде пайда болады. Бөлшектердің шашырауының негізгі нәтижелерінің бірі шашырау теңдеулері немесе дифференциалдық қималар арқылы сипатталуы мүмкін шашыраңқы бөлшектердің әртүрлі бағыттар мен энергия бойынша таралуы болып табылады.

Өзін-өзі бақылауға арналған тапсырмалар мен сұрақтар

1. Ыдырау энергиясын сипаттаңыз.
2. Лабораториялық санақ жүйесі деген не?
3. Инерция центрі санақ жүйесі деген не?
4. Денелік бұрыш дегеніміз не?
5. Бөлшектердің ыдырауы процесін қарастырғанда сақталу заңдарының қолданылатын негізгі принциптері қандай?
6. Бөлшектердің серпімді соқтығысуы дегеніміз не?
7. Серпімді соқтығысудан кейін бөлшектердің жылдамдығының өзгеруін анықтау үшін қандай заңдылықтарды қолдану керек?

8. Бөлшектердің серпімді соқтығысуын қандай кеңістіктерде зерттеуге болады?
9. Шашырау қимасына қандай факторлар әсер етеді?
10. Қандай формула Резерфорд формуласы деп аталады?

Қолданылған әдебиет

1. N. Beissen, H. Quevedo. Lecture Course on Theoretical Mechanics. – Учебное пособие на английском языке под грифом УМО РУМС и МОН РК для студентов университетов по специальностям «Физика» и «Ядерная физика». Алматы, Қазақ университеті, 2017. 9,75 п.л.
2. М.Е. Абишев, Н.Ә. Бейсен. – Теориялық физиканың таңдаулы тараулары: оқу құралы. Алматы: Қазақ университеті, 2018 – 228 б.
3. Теориялық механика: оқулық / Н.Ә. Бейсен. – Алматы: Қазақ университеті, 2023. – 18,5 б.т. ISBN 978-601-04-6387-5