УДК 539.124.17

Замедление частиц при сильной анизотропии в рассеянии. Статистические флюктуации потерь энергии в соударениях

МЕДВЕДЕВ Ю. А., МЕТЕЛКИН Е. В.

Вопросы теории стационарного замедления частиц в веществе не только представляют значительный интерес, но и имеют обширную область приложений. Информация о пространственно-энергетическом спектре частиц необходима для решения ряда задач физики реакторов, физики защиты, ядерной физики и др. [1—4].

Поскольку точное решение стационарного интегродифференциального уравнения Больцмана, описывающего процесс замедления, представляет огромные математические трудности, был разработан ряд приближенных методов, позволяющих вычислять спектр частиц с достаточной степенью точности [1—4]. В большинстве этих методов используется разложение функции распределения в ряд по сферическим гармоникам относительно направления скорости частиц. В результате такого подхода уменьшается число независимых переменных, входящих в уравнение, но возрастает число самих уравнений, подлежащих решению.

Относительно простое решение было получено для упругого замедления нейтронов при сферически-симметричном рассеянии в системе центра инерции. В этом случае при разложении фунции распределения нейтронов, замедляющихся на «средних» расстояниях, достаточно ограничиться двумя первыми членами ряда по сферическим гармоникам, что приведет к хорошо известному P_1-, или «диффузионному», приближению.

Как отмечалось в работе [1], предположение о сферической симметрии углового распределения упругорассеянных нейтронов перестает быть справедливым при энергии >100 кэВ. При такой энергии угловое распределение нейтронов оказывается вытянутым вперед даже в системе центра инерции [1, 5].

При сильной анизотропии рассеяния в разложении функции распределения в ряд по сферическим гармоникам необходимо удерживать достаточно большое число членов (подробнее см. в работе [6]) и для получения окончательного результата нужно использовать вычислительную технику.

Указанную трудность можно обойти, предположив, что при сильной анизотропии рассеяния в результате отдельного акта взаимодействия замедляющая частица, теряя определенную долю энергии, не изменяет направления своего движения. Впервые уравнение, описывающее такой процесс, было получено и решено Л. Д. Ландау [7] при определении флюктуации ионизационных потерь заряженных частиц в тонких слоях вещества, когда можно пренебречь изменением энергии частицы при замедлении. Флюктуации (или энергетический спектр частиц) в толстых слоях вещества, сравнимых с полным ионизационным пробегом, исследовались в работе [8] при использовании уравнения, полученного в работе [7]. Если при прохождении некоторого слоя вещества направление движения заряженной частицы изменится незначительно (велика анизотропия рассеяния), то функция распределения, полученная в работе [8], будет описывать энергетический спектр частиц (или флюктуации ионизационных потерь) на данном расстоянии от источника. В противном случае результат [8] описывает изменение энергетического спектра вдоль истинного пути, проходимого частицей и существенно отличающегося от прямолинейного из-за процессов многократного рассеяния. Последний результат представляет интерес в связи с определением энергии и массы частиц по характеру следов, оставляемых ими на фотоэмульсиях, или при измерении фильтров, поглощающих частицы, поскольку из условия конечной ширины спектра частиц на данном расстоянии следует, что частицы одной и той же энергии могут проходить до остановки разные пути.

Решение, полученное в работе [8] для толстых поглотителей, является строгим для слоев вещества, на протяжении которых среднее изменение замедляющихся заряженных частиц невелико по сравнению с самой энергией. Результаты работы [8], учитывающие изменение энергии частиц при замедлении, были получены на основе качественных соображений и не являются вполне строгими, что будет показано далее.

В настоящей работе аналитически вычисляется стационарный пространственно-энергетический спектр частиц, замедляющихся в веществе, для случая малого изменения энергии в отдельном акте соударения по сравнению с самой энергией. Результаты могут использоваться при исследовании распространения в веществе γ-квантов, нейтронов и заряженных частиц. При сильной анизотропии рассеяния на небольших расстояниях от источника, когда направление движения частицы изменяется незначительно, эти результаты описывают спектр частиц на данном расстоянии от источника (или прошедших данный слой вещества). В противном случае полученные результаты описывают энергетический спектр частиц вдоль истинного пути или флюктуации энергии вдоль траектории.

Необходимо отметить следующее обстоятельство. При достаточно высокой энергии, где эффектом анизотропии при упругом рассеянии нейтронов пренебрегать нельзя, на замедление нейтронов могут влиять процессы неупругого рассеяния, при которых значительно изменяется первоначальная энергия. Поэтому полученные результаты могут быть использованы для нейтронов в области энергии $[E^+, E^+ - E_1]$ (здесь E^+ — энергия источника; E_1 — энергия возбуждения первого уровня ядер замедлителя), где замедление нейтронов происходит только за счет процессов упругого рассеяния, а влияние неупругого рассеяния можно учесть, используя метод, изложенный в работе [9]. По той же причине эти результаты можно применять для «мягких» γ-квантов с энергией $E \ll m_e c^2$, где m_e — масса электрона, c — скорость света [2]. Заряженные частицы, особенно тяжелые, при неупругих соударениях теряют лишь малую долю энергии [3, 4].

Процесс стационарного замедления частиц в веществе от плоского мононаправленного моноэнергетического источника описывается кинетическим уравнением Больцмана [1]:

$$\mu \frac{\partial \Phi(E;\ r;\ \mu)}{\partial r} + (\Sigma_s + \Sigma_a)\Phi(E;\ r;\ \mu) = \\ = \int_0^\infty dE' \int_{-1}^{1} d\mu' \Sigma_s(E' \to E;\ \mu' \to \mu) \times \\ \times \Phi(E';\ r;\ \mu') + \delta(\mu - 1)\,\delta(r)\,\delta(E - E^+), \tag{1}$$

где r — координата точки пространства, отсчитываемая по нормали к плоскости источника; μ — косинус угла между направлением движения частицы и нормалью к плоскости источника; $\Phi(E;\ r;\ \mu)$ — поток нейтронов в единичных интервалах E; r и μ; $\Sigma_s(E' \to E;\ \mu' \to \mu)$ — вероятность того, что на единице пути частица с энергией E', имеющая направление движения μ', рассеется в направлении μ в элемент $d\mu$, приобретя при этом энергию E в интервале dE; Σ_s — полное сечение рассеяния; Σ_a — полное сечение поглощения.

Решение уравнения (1) будем искать в виде

$$\Phi(r,\ E,\ \mu) = \delta(\mu - 1)\,\Phi(r,\ E). \tag{2}$$

Подставляя (2) в (1) и интегрируя по $d\mu$ от -1 до $+1$, получаем

$$\frac{\partial \Phi(E,\ r)}{\partial r} + (\Sigma_s + \Sigma_a)\Phi(r,\ E) = \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E') \times \\ \times P(E' \to E)\,\Phi(r,\ E') + \delta(r)\,\delta(E^+ - E), \tag{3}$$

где

$$P(E' \to E) = \Sigma_s(E' \to E)/\Sigma_s(E');$$

$$\Sigma_s(E' \to E) = \int_{-1}^{1} d\mu \Sigma_s(E' \to E;\ \mu' \to \mu).$$

Если под r понимать путь, проходимый частицей, то уравнение (3), совпадающее с уравнением, полученным в работе [7], описывает замедление частиц вдоль истинного пути r. При сильной анизотропии рассеяния его решение дает функцию распределения на небольших расстояниях от источника [см. (2)].

Если в уравнении (3) заменить Σ_s на $\nu = v\Sigma_s$, Σ_a на $\gamma = v\Sigma_a$, а r на t, то оно в точности совпадет с уравнением, описывающим замедление частиц в бесконечной среде от импульсного моноэнергетического равномерно распределенного по пространству источника, метод решения которого для произвольного вида функций ν; γ, $P(E' \to E)$ был разработан ранее [10]. Напоминаем, что результат, полученный в работе [10], справедлив при $\Delta(E) \ll E$ и $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ [$\Delta(E)$ — среднее значение энергии, теряемое частицей в результате соударения].

При условии $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ поглощение, определяя убыль полного числа частиц, слабо влияет на характер энергетического спектра (в отношении Σ_a/Σ_s [10]). Поэтому в дальнейшем, предполагая, что $\Sigma_a \ll \Sigma_s$, при анализе спектра нейтронов будем ввиду громоздкости получаемых выражений пренебрегать влиянием поглощения на форму энергетического спектра. Такое влияние учитывается непосредственно при использовании результатов (22) и (43) из работы [10]. Из результатов, полученных ранее [10], следует, что при $\Sigma_a = \text{const}$ поглощение не влияет на форму энергетического спектра. Такой вывод является достаточно очевидным, поскольку в этом случае поглощение исключается из уравнения (3) подстановкой $\Phi(E; r) = \Phi'(E; r)\exp(-r\Sigma_a)$.

Используя результаты работы [10] и проводя соответствующие изменения (см. выше), решение (3) можно представить в виде

$$\Phi(r; E) = \frac{\varepsilon_m(r)}{E^2}\sqrt{\frac{K(r)}{2\pi}}\exp\left\{-I(r) - \frac{K(r)}{2}\left(\frac{\varepsilon_m(r)}{E} - 1\right)^2\right\}, \quad (4)$$

где ε_m определяется из

$$r = \int_{\varepsilon_m}^{E^+} dE/\Delta\Sigma_s; \quad (5)$$

$$I(r) = \int_{\varepsilon_m}^{E^+} \frac{dE}{\Delta}\,\frac{\Sigma_a}{\Sigma_s}; \quad (6)$$

$$K(r) = \left[\frac{\varepsilon_m}{\Delta(\varepsilon_m)\,\Sigma_s(\varepsilon_m)}\right]^2 \times \left\{\int_{\varepsilon_m}^{E^+} \frac{dE}{\Delta\Sigma_s^2}\left(1 + \frac{b^2}{\Delta^2}\right)\right\}^{-1}; \quad (7)$$

$$\Delta(E') = \int_0^\infty (E' - E)\,P(E' \to E)\,dE;$$

$$b^2(E') = \int_0^\infty [E' - \Delta(E') - E]^2\,P(E' \to E)\,dE. \quad (8)$$

Из выражения (4) следует, что при замедлении вдоль траектории частицы группируются по энергии вблизи некоторой средней энергии $\varepsilon_m(r)$, своей для каждой точки траектории. Такого рода фокусировку можно понять из следующих рассуждений. «Скорость» смещения частиц вниз по шкале энергии при их движении вдоль траектории $\left(-\frac{d\varepsilon_m}{dr} = \Delta\Sigma_s\right)$ зависит от их энергии. Поэтому если величина $\Delta\Sigma_s$ убывает с уменьшением энергии, то частицы, энергия которых в данной точке траектории меньше (больше) средней, при дальнейшем движении вдоль траектории замедляются менее (более) эффективно и попадают в область средней энергии. Эти представления в некотором смысле аналогичны представлениям о «фокусировке» нейтронов по энергии при замедлении в бесконечной среде от импульсного моноэнергетического равномерно распределенного в пространстве источника, подробно изложенным в работе [11].

Из результатов работы [10] следует, что, если

$$\Sigma_s = \Sigma_s^{(0)} E^q; \quad \Delta = \Delta^{(0)} E^{(n)}; \quad \Sigma_s^{(0)} = \text{const}; \ \Delta^{(0)} = \text{const}, \quad (9)$$

«фокусировка» частиц по энергии будет осуществляться при

$$n + q \geqslant 1; \quad n \geqslant 1 \ (\text{при } n = 1,\ q \neq 0). \quad (10)$$

Математически это означает, что при условиях (9) и (10) функция $K(r)$, убывая с расстоянием, не может принимать значения, меньшие $\sim E/\Delta(E) \gg 1$. В противном случае ширина функции распределения может неограниченно возрастать.

Выясним характер изменения энергетического спектра нейтронов при их движении вдоль траектории. Известно [1], что при упругом рассеянии нейтронов

$$P(E' \to E) = \frac{1}{\beta E'}\,\varphi\left[1 - \frac{2}{\beta}\left(1 - \frac{E}{E'}\right)\right] \times \theta(E' - E)\,\theta[E - (1 - \beta)E'], \quad (11)$$

где $\varphi(\mu) = 1 + \sum_l (\sigma_l/\sigma_0)\,P_l(\mu)$ — функция, характеризующая угловое распределение упругорассеянных нейтронов в системе центра инерции; $\theta(z)$ — единичная функция; $\beta = 4M/(M+1)^2$; M — массовое число ядер замедлителя.

Подставляя (11) в (8), получаем

$$\Delta(E) = \frac{1}{2}\beta E\left[1 - \frac{\sigma_1}{3\sigma_0}\right]; \quad b^2(E) = \frac{\beta^2 E^2}{12}\left[1 + \frac{2\sigma_2}{5\sigma_0} - \frac{1}{3}\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right)^2\right]. \quad (12)$$

Поскольку

$$\overline{\mu(E)} = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} d\mu\,\mu\varphi(\mu) = \frac{\sigma_1}{3\sigma_0}; \quad \overline{\mu^2(E)} = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} d\mu\,\mu^2\varphi(\mu) = \frac{1}{3} + \frac{2\sigma_2}{15\sigma_0} \quad (13)$$

(где $\bar{\mu}$ — средний косинус угла рассеяния; $\overline{\mu^2}$ — средний квадрат той же величины), результаты (12) можно переписать в физически более наглядной форме:

$$\Delta E = \frac{1}{2}\beta E\,[1 - \overline{\mu(E)}]; \quad b^2(E) = \frac{\beta^2 E^2}{4}\left[\overline{\mu^2(E)} - \overline{\mu(E)}^2\right]. \quad (14)$$

Из (14) следует, что всегда $b^2(E) \geqslant 0$ и $\Delta(E) \geqslant 0$. При $\mu = 1$ $\Delta(E) = b^2(E) = 0$.

Исследуем характер нейтронного спектра при условиях

$$\overline{\mu(E)}=\text{const};\quad \overline{\mu^2(E)}=\text{const};\quad \Sigma_s=\Sigma_s^{(0)}E^q, \qquad (15)$$

позволяющих легко провести вычисления в (5) и (7) и в то же время достаточно общих.

Используя (5), (7) и (14), (15), получаем:

при $q=0$

$$\varepsilon_m(r)=E^+\exp\left\{-\frac{1}{2}\beta(1-\bar{\mu})r\Sigma_s\right\}; \qquad (16)$$

$$K(r)=\frac{4}{\beta^2(1-\bar{\mu})^2\delta}\,\frac{1}{r\Sigma_s}; \qquad (17)$$

при $q\neq 0$

$$r=\frac{2}{q\beta(1-\bar{\mu})\Sigma_s^0}\left[\frac{1}{\varepsilon_m^q}-\frac{1}{(E^+)^q}\right]; \qquad (18)$$

$$K(r)=\frac{4q}{\beta(1-\bar{\mu})\delta}\left[1-\left(\frac{\varepsilon_m}{E^+}\right)^{2q}\right]^{-1}, \qquad (19)$$

где $\delta=1+\dfrac{\overline{\mu^2}-\bar{\mu}^2}{(1-\bar{\mu}^2)^2}$.

Из этих результатов следует, что при постоянном сечении упругого рассеяния ($q=0$) средняя энергия, вокруг которой группируются нейтроны при движении вдоль траектории, зависит от энергии источника и экспоненциально убывает с расстоянием (16). Ширина энергетического спектра при этом монотонно увеличивается [$K\approx 1/r$, см. (17)]. Поскольку наши результаты справедливы при $K(r)\gg 1$ [10], выражениями (16) и (17) можно пользоваться на расстояниях

$$r\ll\frac{4}{\beta^2(1-\bar{\mu})^2\delta}\,\frac{1}{\Sigma_s}, \qquad (20)$$

что для тяжелых замедлителей ($\beta\ll 1$) в условиях сильной анизотропии рассеяния ($1-\bar{\mu}\ll 1$) значительно превосходит длину свободного пробега нейтронов $l_s=1/\Sigma_s$.

В том случае, когда сечение упругого рассеяния возрастает с увеличением энергии ($q>0$), средняя энергия нейтронов монотонно убывает с увеличением расстояния $\left[\varepsilon_m\sim\left(\frac{1}{r}\right)\right.$, см. (18)$\left.\right]$. Ширина энергетического спектра при этом монотонно возрастает, стремясь к постоянному значению $K_0=\dfrac{4q}{\beta(1-\bar{\mu})\delta}\approx\dfrac{E}{\Delta(E)}\gg 1$ (19). В этом случае при $(\varepsilon_m/E^+)^q\ll 1$ характер энергетического спектра нейтронов не зависит от энергии источника, а определяется свойствами замедляющей среды.

Если сечение упругого рассеяния убывает с ростом энергии ($q<0$), то нейтроны при замедлении вдоль траектории будут накапливаться на расстоянии $r=-2/[q\beta(1-\bar{\mu})\times\times\sum_s(E^+)]$ (18). Ширина энергетического спектра в этом случае будет монотонно возрастать (19). Из требования $K(r)\gg 1$ следует, что результаты (18) и (19) при $q<0$ справедливы на тех расстояниях, где

$$\left(\frac{\varepsilon_m}{E^+}\right)^{-q}\gg\sqrt{\frac{\beta\delta(1-\bar{\mu})}{-4q}}=\sqrt{\frac{\delta}{-2q}\,\frac{\Delta(E)}{E}}\ll 1. \qquad (20а)$$

Исследуем теперь характер изменения спектра γ-квантов при их движении вдоль траектории. Будем считать, что основным процессом, определяющим это изменение, является комптоновское рассеяние, что справедливо для широкого диапазона энергии γ-квантов [2]. В переменных $\alpha=E/m_ec^2$, принятых в γ-спектроскопии, по формулам (8) легко получить, используя дифференциальное сечение комптоновского рассеяния из работы [2],

$$\Sigma_s\approx\rho_{эл}\sigma_т[1-2\alpha];\quad \Delta(\alpha)\approx\alpha^2\left[1-\frac{11}{5}\alpha\right];$$
$$b^2(\alpha)\approx 0{,}4\alpha^4[1-4\alpha], \qquad (21)$$

где $\rho_{эл}$ — плотность электронов; $\sigma_т=\frac{8}{3}\pi r_e^2$ — томпсоновское сечение; $r_e=\dfrac{e^2}{m_ec^2}$ — классический радиус электрона.

Подставляя (21) в (5) и (7), получаем

$$r=\left[1-\frac{\alpha_m}{\alpha^+}+4{,}2\alpha_m\ln\frac{\alpha^+}{\alpha_m}\right]\Big/(\alpha_m\rho_{эл}\sigma_т); \qquad (22)$$

$$K(r)=[1-4{,}2\alpha_m]^{-2}\Big/\left\{1{,}4\alpha_m\left[1-\frac{\alpha_m}{\alpha^+}+6\,\frac{11}{35}\,\alpha_m\ln\frac{\alpha^+}{\alpha_m}\right]\right\}. \qquad (23)$$

Из этих результатов следует, что энергия γ-квантов убывает при их движении вдоль траектории обратно пропорционально расстоянию [при $\alpha_m\ll\alpha^+$, см. (22)]. Ширина энергетического спектра при этом убывает, так как $K(r)\sim\dfrac{1}{\alpha_m}\sim r$ (23). При $\alpha_m\ll\alpha^+$ средняя энергия квантов и дисперсия функции распределения, очевидно, не зависят от энергии источника, а целиком определяются величиной пройденного пути [см. (22), (23)].

При уменьшении энергии γ-квантов становятся существенными процессы поглощения их атомами вещества в результате фотоэлектрического эффекта. Эти процессы могут оказать влияние на числовые значения $K(r)$ и $\alpha_m(r)$, что легко учесть, используя результаты работы [10]. Следует также отметить, что при $\alpha \ll 1$ расстояние γ-квантов изотропно и полученные результаты описывают в основном эволюцию энергетического спектра вдоль истинного пути.

Обратимся теперь к случаю прохождения заряженных частиц через вещество. Чтобы полученные результаты можно было сравнить с результатами других авторов, перейдем к характеристикам, принятым для описания прохождения заряженных частиц через вещество. Пусть $k_{\text{ст}} = -\frac{dE}{dx}$ — энергия, теряемая частицей в результате соударений на единице пути. Как известно [3, 5], она определяется следующим образом:

$$k_{\text{ст}}(E) = \int\limits_0^{E_m} E' \Sigma_s(E;\, E')\, dE', \qquad (24)$$

где $\Sigma_s(E;\, E')\, dE'$ — вероятность того, что на единице пути частица с кинетической энергией E в результате соударений потеряет количество энергии E' в интервале dE'; E_m — максимально передаваемая энергия.

Используя соответствующую замену переменных, легко убедиться [см. (8)], что

$$k_{\text{ст}}(E) = \Delta(E)\, \Sigma_s(E). \qquad (25)$$

Аналогично величина, определяемая как (см. [3], формула (10.4)

$$\rho^2 = \int\limits_0^{E_m} (E')^2\, \Sigma_s(E;\, E')\, dE', \qquad (26)$$

выражается через комбинацию величин (8):

$$\rho^2 = \Sigma_s(E)\,[b^2(E) + \Delta^2(E)]. \qquad (27)$$

Используя вновь введенные характеристики, выражение (4), пренебрегая поглощением и учитывая, что $K \gg 1$, можно представить в виде

$$\Phi(r,\, E)\, dE = \frac{dE}{\sqrt{2\pi\Omega^2(r)}} \exp\left\{-\frac{[\varepsilon_m(r) - E]^2}{2\Omega^2(r)}\right\}, \qquad (28)$$

где

$$\Omega(r) = \frac{\varepsilon_m^2(r)}{K(r)} = k_{\text{ст}}^2(\varepsilon_m) \int\limits_{\varepsilon_m}^{E^+} \frac{dE\rho^2(E)}{k_{\text{ст}}^3(E)}, \qquad (29)$$

а $\varepsilon_m(r)$ определяется из

$$r = \int\limits_{\varepsilon_m}^{E^+} \frac{dE}{k_{\text{ст}}(E)}. \qquad (30)$$

Предположим, как в работе [8], что частицы проходят через достаточно тонкий слой вещества, на протяжении которого среднее изменение энергии невелико по сравнению с самой энергией. В таком случае, считая $\rho^2(E)$ и $k_{\text{ст}}(E)$ постоянными, получаем

$$\Omega^2(r) = r\rho^2; \quad \varepsilon_m(r) = E^+ - rk_{\text{ст}}. \qquad (31)$$

Подставив (31) в (28), легко убедиться, что этот результат совпадает с аналогичными результатами из работ [3, 8].

Учет изменения энергии частиц при замедлении [8] проводился качественно. Для этого было предложено заменить умножение на r в правой части первой формулы в (31) на интегрирование по dr с превращением далее этого интегрирования в интегрирование по энергии, используя связь (30). Таким путем в работе [8] был получен результат, совпадающий по виду с результатом (28), в котором функция $\Omega(r)$ выглядела следующим образом:

$$\Omega_0(r) = \int\limits_{\varepsilon_m}^{E^+} \frac{dE\rho^2(E)}{k_{\text{ст}}(E)}. \qquad (32)$$

Чтобы проиллюстрировать отличие результата (32) от (29), рассмотрим процесс распространения в веществе быстрых тяжелых заряженных частиц с нерелятивистскими скоростями. В этом случае [3, 4]

$$\rho^2(E) = 4Cm_e^2c^4z^2 = \text{const}; \qquad (33)$$

$$k_{\text{ст}}(E) = \frac{2Cm_emc^4z^2}{E} \ln\left[\frac{4E}{I}\frac{m_e}{m}\right], \qquad (34)$$

где m и ze — масса и заряд движущейся частицы; $C = \pi\rho_{\text{эл}}r_e^2$. Окончательный результат можно получить в простой и наглядной форме.

При подстановке (33) и (34) в (32) из работы [8] следует, что

$$\Omega_0^2 = r\rho^2, \qquad (35)$$

где r — путь, пройденный частицей.

Подставляя (33) и (34) в (29) и (30) и считая логарифм медленно меняющейся функцией, получаем

$$\varepsilon_m(r) = E^+ \sqrt{1 - \frac{r}{R}}; \qquad (36)$$

$$\Omega^2(r) = \frac{m_e}{2m} \frac{(E^+)^2}{\ln\left[\frac{4E^+}{I}\frac{m_e}{m}\right]} \frac{[1 - (1 - r/R)^2]}{[1 - r/R]}, \qquad (37)$$

где $R = E^+/2k_{\text{ст}}(E^+)$.

Очевидно, что R лишь по порядку будет совпадать с полным пробегом заряженной частицы в веществе, так как уже отмечалось, что выражение (34) справедливо только в области высокой энергии (при энергии $>1{,}5$ МэВ для протонов и >5 МэВ для α-частиц [3]). Для быстрых частиц это совпадение может быть близким (когда E^+ велико).

Используя (35) и (37), получаем

$$\frac{\Omega_0^2(r)}{\Omega^2(r)} = \frac{2x\,(1-x)}{[1-(1-x)^2]}\quad \left(x=\frac{r}{R}\right). \tag{38}$$

Из (38) следует, что наши результаты совпадают с результатами работы [8] для тонких слоев вещества, т. е. при малых x, так как при $x \to 0$

$$\frac{\Omega_0^2\,(r)}{\Omega^2\,(r)} \approx \left(1-\frac{x}{2}\right). \tag{39}$$

Эксперименты [12] подтвердили с хорошей точностью зависимость (35). Следует заметить, что при этом использовались образцы достаточно тонкой фольги ($x \ll 1$). Для толщины фольги даже порядка 0,2 R по формуле (39) получим, что отличие (35) от (37) составляет всего 10%, что лежит в пределах погрешности эксперимента. Отличие (35) от (37) начинает сказываться при прохождении через достаточно толстые слои вещества (при $x = 0{,}5$ $\Omega_0^2/\Omega^2 = 0{,}67$).

Из (38) следует, что при прохождении достаточно толстых слоев вещества ширина энергетического спектра частиц должна возрастать быстрее, чем это предсказывают результаты работы [8], стремясь к бесконечности при $r \to R$. Однако наши результаты справедливы, пока ширина энергетического спектра мала, т. е. при $K \gg 1$, а также пока справедлива зависимость (34). Используя (29), (36) и (37), получаем

$$K\,(r) = 2\,\frac{m}{m_e}\,\ln\left[\frac{4E^+}{I}\,\frac{m_e}{m}\right]\frac{(1-r/R)^2}{\left[1-\left(1-\dfrac{r}{R}\right)^2\right]}. \tag{40}$$

В таком случае из условия $K \gg 1$ получим, что наши результаты справедливы на расстояниях

$$\frac{R-r}{R} \gg \sqrt{\frac{m_e}{2m}\,\frac{1}{\ln\left[\dfrac{4E^+}{I}\,\dfrac{m_e}{m}\right]}} \ll 1, \tag{41}$$

т. е. вдоль большей части пути, проходимого частицей до остановки, если при этом справедлива зависимость (34). Это говорит о том, что флюктуации энергии вдоль большей части пути незначительны.

Поступила в Редакцию 10/XI 1975 г.
В окончательной редакции 15/III 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Вейнберг А., Вигнер Е.** Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
2. **Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н.** Распространение γ-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
3. **Росси Б.** Частицы больших энергий. М., Физматгиз, 1955.
4. **Стародубцев С. В., Романов А. М.** Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
5. **Николаев М. Н., Базазянц Н. О.** Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
6. **Oblow E., Kin K., Goldstein H.** «Nucl. Sci. Engng», 1974, v. 54, p. 72.
7. **Ландау Л. Д.** О потерях энергии быстрыми частицами на ионизацию. Собр. трудов. Т. I. М., «Наука», 1969, с. 482.
8. **Померанчук И. Я.** ЖЭТФ, 1948, т. 18, № 8, с. 759.
9. **Медведев Ю. А., Метелкин Е. В., Труханов Г. Я.** «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 4, с. 277.
10. **Медведев Ю. А. и др.** «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 3, с. 156.
11. **Казарновский М. В.** «Труды ФИАН», 1959, т. XI, с. 176.
12. **Madsen C., Venkateswarly P.** «Phys. Rev.», 1948, v. 74, p. 1782.

УДК 539.171.2

Интегральные коэффициенты отражения электронов с начальной энергией 15—25 МэВ при косом падении пучка

ГОРДЕЕВ В. В., КОВАЛЕВ В. П., ИСАЕВ В. И.

При решении задач, связанных с вопросами расчета защиты, формирования полей излучения и т. п., необходимо знать интегральные коэффициенты, угловые распределения и другие характеристики отраженных электронов.

Теоретически описать дифференциальные и интегральные характеристики довольно трудно. Удовлетворительные результаты получены при ряде ограничений [1, 2]. В то же время только в некоторых работах [3, 4] экспериментально исследованы интегральные коэффициенты отражения электронов.

В работе [3] измерены интегральные коэффициенты отражения при косом падении пучка