01; 10

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ПРОШЕДШИХ ЧЕРЕЗ ПЛОСКИЙ РАССЕИВАТЕЛЬ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ ПОТОКА НА ЕГО ПОВЕРХНОСТЬ

Н.Н. Коборов, А.И. Кузовлев, В.А. Курнаев, В.С. Ремизович

При скользящем падении широкого пучка заряженных частиц ($\zeta_0 \ll 1$, ζ_0 – угол между направлением падения пучка и поверхностью среды) на плоский рассеиватель конечной толщины значительная доля частиц отражается от него, даже если рассеяние частиц происходит на малые углы [1]. Поэтому при описании распределения прошедших через слой частиц нельзя пренебрегать отраженным потоком, как это делается, например, при малоугловом рассеянии в случае нормального падения [2]. В этой ситуации возникает необходимость одновременного вычисления распределений как отраженных, так и прошедших частиц.

Интерес к этой проблеме обусловлен как ее практической значимостью (измерение толщины фольг и пленок, различные аспекты дозиметрии, радиационной физики, диагностики поверхности и приповерхностных слоев вещества), так и возможностью аналитического расчета угловых спектров отраженных и прошедших частиц [3–6]. Аналитические распределения могут быть использованы, например, и для тестирования программ при численных расчетах на ЭВМ различных более сложных задач теории переноса.

В работе [7] на основе транспортного уравнения Больцмана в малоугловом диффузионном приближении была сформулирована линейная система интегральных уравнений непосредственно для угловых спектров отраженного и прошедшего излучения, корректно учитывающая наличие двух границ рассеивающего слоя вещества. Там же был указан метод решения этой нестандартной системы уравнений и найдены аналитические выражения для угловых распределений отраженного и прошедшего потоков при скользящих углах движения. Однако эти выражения имели столь сложный вид, что их анализ был чрезвычайно затруднен.

Дальнейшие исследования позволили авторам, не делая каких-либо новых допущений, с помощью тождественных преобразований существенно упростить результаты [7]. Было получено неожиданно простое аналитическое выражение для дифференциального коэффициента упруго отраженных частиц [1]. Это обстоятельство и недавно выполненные эксперименты [8] стимулировали поиски более простого и удобного выражения для анализа углового распределения прошедших частиц. В результате удалось получить следующую формулу для дифференциального коэффициента прохождения частиц (проинтегрированного по азимутальному углу и энергии)

$$\frac{dw_{пр}}{d\psi} = 3\exp\left\{-\frac{1+\psi^3}{\sigma_L}\right\}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{\psi^{3/2}}{\sigma_L}\right)^{2n-1}\cdot\frac{1}{\Gamma(n+1/6)\cdot\Gamma(n-1/6)} =$$

$$\frac{18}{\pi\sigma_L}\psi^{3/2}\exp\left\{-\frac{1+\psi^3}{\sigma_L}\right\}\int_0^{0.5} dx\, ch\left\{\frac{2\psi^{3/2}}{\sigma_L}\left(1-4x^2\right)\sqrt{1-x^2}\right\}, \qquad (1)$$

где $\sigma_L = 9\langle\theta_s^2\rangle/4\zeta_0^3$.

Здесь $\psi=\zeta/\zeta_0$ – угол прохождения частиц в единицах угла скольжения ζ_0, ζ – угол между поверхностью рассеивателя и вектором скорости частиц, прошедших слой вещества толщиной L. Таким образом, в терминах приведенного угла прохождения ψ угловое распределение прошедшего излучения зависит от угла скольжения ζ_0, рассеивающих свойств среды $\langle\theta_s^2\rangle$ ($\langle\theta_s^2\rangle$ – средний квадрат угла рассеяния частицы на единице пути) и толщины слоя L посредством единственного параметра σ_L.

Проанализируем подробнее, как влияет толщина рассеивателя на угловое распределение прошедшего излучения. Если $\sigma_L \ll 1 (L \ll \zeta_0^3)/\langle\theta_s^2\rangle$, то в наиболее интересной области углов $\psi \sim 1$ ($\zeta\sim\zeta_0$) интеграл в (1) можно вычислить методом перевала

$$\frac{dw_{пр}}{d\psi} \simeq \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\psi^{3/2}}{\pi\sigma_L}}\exp\left\{-\frac{(1-\psi^{3/2})^2}{\sigma_L}\right\}, \quad \sigma_L \ll 1. \qquad (2)$$

Если же выполняется более жесткое условие $\sqrt{\sigma_L} \ll 1$, то выражение (2) принимает простой гауссовский вид

$$\frac{dw_{пр}}{d\zeta} = \sqrt{\frac{\zeta_0}{\pi\langle\theta_s^2\rangle L}}\exp\left\{-\frac{\zeta_0}{\langle\theta_s^2\rangle L}(\zeta-\zeta_0)^2\right\}, \quad \sqrt{\sigma_L} \ll 1. \qquad (3)$$

Отметим, что в этом случае дисперсия $\langle\theta_s^2\rangle L/\zeta_0$ есть средний квадрат угла рассеяния на не „искривленной" длине пути L/ζ_0, так же как в случае нормального падения частиц на среду [2]. В предельном случае „бесконечно" тонкого рассеивателя ($L \to 0$) из (3) находим, что $dw_{пр} = \delta(\zeta_0-\zeta)d\zeta$, т.е., как и должно быть, излучение проходит через такой слой не рассеиваясь: $\zeta=\zeta_0$. Если $\sigma_L \gg 1$ ($L \gg \zeta_0^3/\langle\theta_s^2\rangle$), то в области углов $\psi \ll \sigma_L^{2/3}$ можно ограничиться первым членом ряда (1)

$$\frac{dw_{пр}}{d\psi} = \frac{9}{\pi\sigma_L}\psi^{3/2}\exp\left\{-\frac{1+\psi^3}{\sigma_L}\right\}, \qquad \sigma_L \gg 1. \qquad (4)$$

Выражения (2), (4) позволяют вычислить значение наиболее вероятного угла прохождения при малых и больших значениях параметра σ_L. Численный анализ показал, что значение наиболее вероятного угла прохождения частиц через рассеивающий слой при произвольной величине параметра σ_L можно вычислить по приближенной формуле

$$\zeta_{HB} \simeq \zeta_0 \left(1+\frac{\sigma_L}{2}\right)^{1/3} = \sqrt{\zeta_0^3 + \frac{9}{8}\langle\theta_s^2\rangle L}. \tag{5}$$

Наибольшая погрешность (5) наблюдается при $\sigma_L \sim 3$ и не превышает 5%. Из (5) следует, что максимум в спектре прошедшего излучения сдвигается в сторону нормали ($\zeta_{HB} > \zeta_0$) с увеличением толщины рассеивателя L.

Увеличение наиболее вероятного угла в спектре прошедшего излучения с ростом толщины рассеивателя имеет простую физическую природу – отражение частиц от слоя. Частицы, которые из-за рассеяния отклоняются в сторону углов $\zeta < \zeta_0$, имеют большую вероятность вылететь из слоя через поверхность $z = 0$. Такие частицы „выбывают из игры", поэтому происходит обеднение потока частицами, движущимися под углами $\zeta < \zeta_0$. Это и приводит в конечном итоге к смещению максимума в спектре прошедшего излучения в область больших углов.

Выражения (1)–(5) получены при следующих предположениях. Угол скольжения $\zeta_0 \lesssim 30^\circ$, так что в уравнении переноса с точностью не хуже 6% можно сделать замену $\sin\zeta_0 \simeq \zeta_0$. Толщина слоя удовлетворяет неравенству $L \ll 1/\langle\theta_s^2\rangle$, что позволяет использовать малоугловое приближение $|\zeta| \sim \zeta_0$. Потери энергии малы $T_0 - T \ll T_0$, что ограничивает толщину слоя $L \ll \zeta_0 R_0$ (R_0 – средний пробег частиц, обусловленный их торможением в среде).

Было проведено экспериментальное исследование прохождения протонов с энергией 15–25 кэВ через свободную формваровую пленку толщиной 16 мкг/см^2. Эксперименты проводились с помощью автоматизированного энергоанализатора ионов и нейтральных атомов [9] и включали измерение угловых, проинтегрированных по энергиям и зарядам, распределений частиц после фольги при различных углах падения первичного пучка протонов с расходимостью $\pm 0.2^\circ$ на мишень.

Было обнаружено смещение наиболее вероятного угла рассеяния ζ_{HB} от первоначального направления пучка в сторону нормали к выходной поверхности мишени, увеличивающееся по мере уменьшения угла ζ_0. Так, для протонов с энергиями 15.0 и 25.0 кэВ, падающих на пленку под углами $\zeta_0 = 30^\circ \pm 0.3^\circ$ и $\zeta_0 = 14^\circ \pm 0.3^\circ$ соответственно, $\zeta_{HB} = 34.3^\circ \pm 0.5^\circ$ и $\zeta_{HB} = 23^\circ \pm 0.5^\circ$.

Проведем сравнение этих данных с теоретическими, рассчитанными по (5). Такое сравнение оправдано, так как при малоугловом рассеянии азимутальный угол отклонения мал и отличие направления максимума интенсивности прошедшего излучения в плоскости падения пучка ($\varphi = 0$) и в спектре проинтегрированном по азимуту будет невелико. Аналогичная ситуация имеет место при малоугловом отражении [6]. Исходя из значения наиболее вероятного угла рассеяния для протонов с энергией 15 кэВ ($\zeta_{HB} = 34.3^{\circ}$) из (5) была определена величина параметра δ_L. Затем, учитывая зависимость $\langle\theta_s^2\rangle$ от энергии [10], по (5) было рассчитано значение наиболее вероятного угла рассеяния для протонов с энергией 25 кэВ $\zeta_{HB}^{T} = 21^{\circ}$. Видно, что согласие экспериментального значения с теоретическим вполне удовлетворительное, если учесть, что измерение проводилось в плоскости падения, а теоретические результаты получены для проинтегрированного азимута углового распределения.

Список литературы

[1] Кузовлев А.И., Ремизович В.С. // Письма в ЖТФ, 1983. Т. 9. В. 12. С. 710–713.

[2] Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Рязанов М.И. Флукции пробегов заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.

[3] Хирш П. и др. Электронная микроскопия тонких кристаллов. Пер. с англ. М.: Мир, 1968.

[4] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 232 с.

[5] Рязанов М.И., Тилинин И.С. Исследования поверхности по обратному рассеянию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985. 152 с.

[6] Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985. 192 с.

[7] Кузовлев А.И., Ремизович В.С. // ДАН СССР. 1982. Т. 266. № 5. С. 1118–1123.

[8] Бохуленков С.Н., Коборов Н.Н., Курнаев В.А. В мат. 1X Всес. конф. „Взаимодействие атомных частиц с твердым телом." М., 1989. Т. 1. Ч. 1. С. 61–62.

[9] Коборов Н.Н., Курнаев В.А., Урусов В.А. В сб.: Взаимодействие ионов и плазмы с поверхностью твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 22–40.

[10] Фирсов О.Б. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 447–451.

Поступило в Редакцию
24 мая 1991 г.