01; 05

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

ЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КВАНТОВ И ЧАСТИЦ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Е. Е. Городничев, С. Л. Дударев, Д. Б. Рогозкин, М. И. Рязанов

1. Интерес к исследованию зеркального отражения излучений различной природы — рентгеновских и γ-квантов, заряженных частиц от поверхности твердого тела связан с рядом приложений в рентгеновской оптике поверхности [1, 2], развитием методов электронной [3] и позитронной [4] спектроскопии при скользящем падении, изучением возможностей управления пучками заряженных частиц и квантов с помощью зеркального отражения от сверхгладких поверхностей материалов [5, 6].

Распространение электромагнитного излучения рентгеновского и γ-диапазонов в среде обычно описывают с помощью диэлектрической проницаемости ε [7, 8]. Однако при относительно больших углах скольжения ζ_0, превышающих угол однократного рассеяния на атомах $\zeta_0 \gtrsim \zeta_{\text{одн}}$, среду нельзя считать однородной и использование диэлектрической проницаемости оказывается некорректным [8].

Подобная ситуация имеет место и при отражении от поверхности легких заряженных частиц (электронов, позитронов). В то время как при малых ζ_0 взаимодействие частиц с веществом характеризуется аналогом ε — локальным оптическим потенциалом, пропорциональным амплитуде рассеяния на угол ноль [9], с увеличением ζ_0 такой подход становится неприменимым, так как начинает сказываться неоднородность распределения электронной плотности.

Ниже на основе решения уравнения Дайсона, описывающего распространение волн в рассеивающей среде, найдено значение коэффициента зеркального отражения R квантов и заряженных частиц при произвольных углах падения на поверхность твердого тела.

2. Чтобы понять поведение коэффициента R в области углов скольжения больших критического ζ_c ($\zeta_0 > \zeta_c$), рассмотрим качественно отражение плоской волны от системы хаотически расположенных центров. В пренебрежении перерассеянием отраженное поле складывается из волн, независимо рассеянных каждым центром,

$$\psi_{\text{расс}}(\mathbf{r}) \sim \sum_a \frac{e^{ik_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}_a|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_a|} f(\mathbf{k}\,|\,\mathbf{k}_0), \quad \mathbf{k} = k_0 \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_a}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_a|}, \tag{1}$$

где $f(\mathbf{k}\,|\,\mathbf{k}_0)$ — амплитуда рассеяния волны с импульсом $\mathbf{k}_0$ в волну с импульсом $\mathbf{k}$, суммирование ведется по всем рассеивателям.

Если среда занимает область $z > 0$, то из соображений симметрии ясно, что волны когерентно складываются лишь в двух направлениях: прямом ($\mathbf{k}=\mathbf{k}_0$) и зеркальном ($\mathbf{k}=\mathbf{k}_m$, $\mathbf{k}_m=(-k_{0z}, \mathbf{k}_{0\parallel})$). В связи с этим амплитуда когерентно отраженной волны B оказывается пропорциональной амплитуде рассеяния в зеркальном направлении $B \sim f(2\rho_0)/k_{0z}^2$, $f(2\rho_0) = f(\mathbf{k}_m|\,\mathbf{k}_0)$. При неровной границе раздела среда—вакуум разброс расстояний от рассеивающих центров до поверхности приводит к флуктуациям фаз $\Delta\varphi$ рассеянных волн и в амплитуде B появляется дополнительный множитель $\exp(-2\langle\Delta\varphi^2\rangle) = \exp(-2k_{0z}^2\sigma^2)$ (аналог фактора Дебая—Валлера при рассеянии в кристалле).

В результате для коэффициента зеркального отражения $R = |B|^2$ справедлива следующая оценка:

$$R \sim |\exp(-2k_{0z}^2\sigma^2) f(2\rho_0)/k_{0z}^2|^2, \tag{2}$$

где σ^2 — дисперсия высот шероховатостей.

Как следует из (2), при достаточно больших углах скольжения величина R оказывается меньше френелевского коэффициента отражения R_Φ ($R_\Phi \sim k_{0z}^{-8}$). Если поверхность неровная ($\sigma \gg a$, a — размер атома), то подавление когерентного отражения обусловлено разбросом фаз $\Delta\varphi$ рассеянных волн. Напротив, при отражении от идеально гладкой поверхности основной причиной уменьшения R по сравнению с R_Φ является анизотропия амплитуды однократного рассеяния.

3. В случае, когда длина волны λ падающего излучения много меньше длины свободного пробега l между столкновениями, распространение волн в среде описывается уравнением Дайсона для среднего (когерентного) поля Ψ [10]

$$\Psi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r}) + n\int\limits_V d\mathbf{r}_a \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 G_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}_1) f(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_a \mid \mathbf{r}_2-\mathbf{r}_a)\Psi(\mathbf{r}_2), \tag{3}$$

где n — число атомов в единице объема, $G_0(\mathbf{r})$ — свободная функция Грина

$$f(\mathbf{r}\mid\mathbf{r}') = \int \frac{d\mathbf{k}d\mathbf{k}'}{(2\pi)^6} f(\mathbf{k}\mid\mathbf{k}')\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\mathbf{k}'\mathbf{r}'). \tag{4}$$

Интегрирование по $\mathbf{r}_a$ в (3) ведется по объему V, занятому средой.

Уравнение (3) записано для рентгеновских волн. В случае заряженных частиц в интегральном слагаемом в (3) дополнительно выделяют размерный множитель $(2m/\hbar^2)$ (m — масса частицы) [9].

По своему виду (3) совпадает с волновым уравнением в интегральной форме с нелокальной комплексной диэлектрической проницаемостью

$$(\hat{\varepsilon}_{\text{эфф}} - 1)\Psi = \frac{4\pi n}{k_0^2}\int\limits_V d\mathbf{r}_a \int d\mathbf{r}' f(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_a)\Psi(r'). \tag{5}$$

Масштаб нелокальности $\hat{\varepsilon}_{\text{эфф}}$ порядка размера рассеивателей a.

При изотропном рассеянии $\lambda \gg a$ $f(\mathbf{r}|\mathbf{r}') = f_0\delta(\mathbf{r})\delta(\mathbf{r}')$ и взаимодействие излучения с веществом описывается локальной проницаемостью $\varepsilon = 1 + 4\pi n f_0/k_0^2$ или в случае отражения заряженных частиц локальным поверхностным потенциалом $V(r)$. В борновском приближении $V(\mathbf{r}) = 4\pi n\int\limits_V d\mathbf{r}_a U(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a)$, где $U(\mathbf{r})$ — атомный потенциал [3, 4].

Неровную границу раздела среда—вакуум можно описать случайной функцией $z = \xi(x, y)$, $\langle\xi(x, y)\rangle = 0$. Когда разброс высот невелик

$$k_0\zeta_0\sigma \ll 1, \quad \sigma = \sqrt{\langle\xi^2\rangle}, \tag{6}$$

глубина затухания поля в среде $l_D \gg (n|f(0)|)^{-1/2}$ ($f(0) = f(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)$) для всего диапазона углов скольжения намного превышает как атомный масштаб a, так и высоту σ, $l_D \gg a, \sigma$. Поэтому в глубине среды на расстоянии от поверхности, много бóльшем, чем a и σ, поле описывается так же, как и в бесконечной среде с локальной проницаемостью,

$$\varepsilon = 1 + 4\pi n f(0)/k_0^2. \tag{7}$$

Используя (7), уравнение (3) можно преобразовать к виду

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Phi(\mathbf{r}) + n\int d\mathbf{r}_1 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1)\{\hat{\varepsilon}_{\text{эфф}} - \varepsilon(\mathbf{r}_1)\}\Psi(\mathbf{r}_1), \tag{8}$$

где $\varepsilon(\mathbf{r}) = 1 + 4\pi n f(0)\theta(z)/k_0^2$, $\theta(z)$ — ступенчатая функция; $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $\Phi(\mathbf{r})$ — функция Грина и среднее поле в полубесконечной среде с проницаемостью (7).

Возмущение $(\hat{\varepsilon}_{\text{эфф}} - \varepsilon(\mathbf{r}))\Psi$ в (8) отлично от нуля лишь вблизи границы среды и быстро затухает на расстояниях от поверхности, превышающих масштаб нелокальности $\hat{\varepsilon}_{\text{эфф}}$ и высоту неровностей. Поэтому учет нелокальности и шероховатостей слабо меняет поле в среде (но не в вакууме) и решение уравнения (8) можно искать методом последовательных приближений, рассматривая интегральное слагаемое в (8) как возмущение.

Для коэффициента зеркального отражения R в результате находим

$$R = \left|\frac{f(2\varphi_0)}{f(0)} e^{-2k_{0z}^2\sigma^2} \frac{k_{0z} - \sqrt{k_{0z}^2 + 4\pi n f(0)}}{k_{0z} + \sqrt{k_{0z}^2 + 4\pi n f(0)}}\right|^2 = \left|\frac{f(2\rho_0)}{f(0)} e^{-2k_{0z}^2\sigma^2}\right|^2 R_\Phi. \tag{9}$$

Соотношение (9) обобщает формулу Френеля на случай анизотропно рассеивающей среды с неровной поверхностью. Оно справедливо для описания отражения рентгеновского и γ-излучений, электронов и позитронов средних энергий ($E \gg 1$ кэВ).

При $\zeta_0 \gg \zeta_c \sim (n|f(0)|)^{1/2}\lambda$ (9) совпадает с оценкой (2). Напротив, при $\zeta_0 \sim \zeta_c$, когда $f(2\zeta_0) \approx f(0)$ и $k_{0z}\sigma \ll 1$, $R \approx R_\Phi$.

В заключение отметим, что соотношение (9) можно использовать для определения дифференциального сечения однократного упругого рассеяния по измерениям зеркального отражения частиц и квантов.

Список литературы

[1] *Андреев А. В.* // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 113—196.
[2] *Глебов В. И., Денисов Э. И., Жеваго Н. К.* и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 9. С. 1785—1792.
[3] *Гомоюнова М. Э.* // УФН. 1982. Т. 136. № 1. С. 105—148.
[4] *Britton D. T., Huttunen P. A., Makinen J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. N 20. P. 2413—2416.
[5] *Кумахов М. А.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 24. С. 1530—1533.
[6] *Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В., Пустовалов В. В.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 244—250. Там же. Вып. 3. С. 567—573.
[7] *Parrat L. G.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 95. N 2. P. 359—369.
[8] *Аркадьев В. А., Кумахов М. А., Огнев Л. И.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 21. С. 1307—1311.
[9] *Городничев Е. Е., Дударев С. Л., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И.* // Поверхность. 1989. № 4. С. 22—30.
[10] *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 2. Гл. 14.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
16 июля 1990 г.