

ПРИРОДА АНОМАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВЕЩЕСТВА

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

Показано, что незеркальный пик в угловом спектре отраженного от шероховатой поверхности рентгеновского излучения обусловлен образованием стоячих волн в начальном и конечном состояниях рассеянных квантов при углах скольжения, близких к углу полного внешнего отражения.

1. Явление аномального отражения рентгеновских лучей — возникновение вблизи угла полного внешнего отражения незеркального пика в угловом спектре рассеянного на шероховатой поверхности излучения — открыто экспериментально двадцать пять лет назад ¹. Аналогичные пики недавно также обнаружены в угловых спектрах рентгеновской флуоресценции ², теплового диффузного и комптоновского рассеяния рентгеновских квантов ³. Имеющиеся теоретические представления об аномальном отражении ^{4, 5} носят модельный характер и не проясняют общей физической причины, ответственной за возникновение незеркального пика в широком классе экспериментов с рентгеновскими и γ -квантами ^{1, 4-6}. В известных работах ^{7, 8} противоречие между выбором среднего значения диэлектрической проницаемости и статистики неоднородностей поверхности привело к нефизическим особенностям в угловом спектре диффузно рассеянного излучения (в частности, к появлению δ -функциональной особенности в направлении зеркального отражения).

Цель настоящего сообщения — дать объяснение причины появления незеркального пика в угловом спектре отраженных от шероховатой поверхности рентгеновских лучей. Она заключается в пространственном перераспределении полей падающего и рассеянного излучения при углах скольжения, близких к критическому. Аномальный пик образуют рассеянные волны, имеющие пучность поля на границе раздела вакуум — среда.

2. Будем считать, что граница раздела вакуум — среда представляет собой случайную по поверхности, на которой происходит скачкообразное (на расстояниях порядка атомных) изменение диэлектрической проницаемости ⁹. Идеальная поверхность совпадает с плоскостью $z = 0$. Реальная граница раздела вакуум — среда описывается уравнением $z = \xi(x, y)$, где $\xi(x, y)$ — случайная функция, $\langle \xi(x, y) \rangle = 0$.

Причину возникновения незеркального пика в угловом спектре отраженного излучения проще всего понять, рассмотрев процесс рассеяния в предельном случае слабшероховатой поверхности. В первом приближении теории возмущений по высоте шероховатостей для дифференциального коэффициента обратного рассеяния нетрудно получить

$$R(\xi, \xi_0, \varphi) = \frac{1}{(2\pi)^2} |\epsilon - 1|^2 k^4 |E(z=0)|^2 |E_0(z=0)|^2 \chi(|k_{0\parallel} - k_{\parallel}|), \quad (1)$$

где ξ_0, ξ — углы скольжения падающей и рассеянной волн, φ — азимутальный угол рассеяния, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, $|E_0(z)|^2$ и $|E(z)|^2$ — пространственное распределение интенсивности поля в падающей и рассеянной волнах; на больших расстояниях от границы раздела ⁹

$$E_0(\mathbf{r}) = E_0(z) e^{i\mathbf{k}_{0\parallel} \cdot \vec{\rho}}, \quad E_0(z) = \begin{cases} e^{ik_0 z} + B e^{-ik_0 z}, & z \rightarrow -\infty \\ A e^{ik_0 z}, & z \rightarrow +\infty \end{cases},$$

где $k_{oz}^2 = k^2 - k_{0||}^2$; $\kappa_0^2 = k^2 \epsilon - k_{0||}^2$; $k_{0||} = k \cos \zeta_0$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме; $E(\mathbf{r})$ отличается от $E_0(\mathbf{r})$ заменой ζ_0 на ζ ; $\chi(q)$ в (1) — двумерный фурье-образ корреляционной функции высот шероховатой поверхности $\chi(|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2|) = \langle \xi(\vec{\rho}_1) \xi(\vec{\rho}_2) \rangle$. Обобщение (1) с учетом поляризации волн см. в [10].

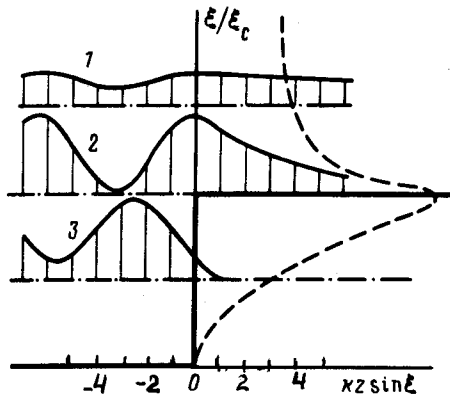


Рис. 1

Рис. 1. Пространственное распределение интенсивности волнового поля $|E(z)|^2$ при различных углах скольжения: 1 — $\zeta = 1,5 \zeta_c$; 2 — $\zeta = 1,0 \zeta_c$; 3 — $\zeta = 0,5 \zeta_c$. Штриховой линией показана зависимость интенсивности поля на поверхности $|E(z=0)|^2$ от угла скольжения ζ , "потенциальная" стенка — зависимость величины $\sqrt{1 - \text{Re} \epsilon(z)} / \zeta_c$ от координаты по нормали к поверхности z . $\zeta_c = 0,38^\circ$ ($6,3 \cdot 10^{-3}$ рад), коэффициент поглощения $\nu = 470 \text{ см}^{-1}$, $\lambda = 1,66 \text{ А}$

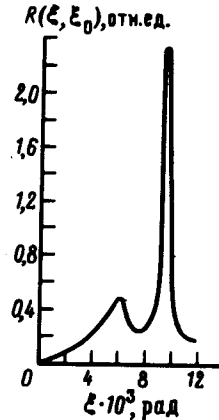


Рис. 2

Рис. 2. Интегральный по азимуту φ угловой спектр отраженного излучения $R(\zeta, \zeta_0)$. В расчетах использована трехмасштабная корреляционная функция $\chi(\rho) = \chi_0 \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-\rho^2/b_i^2)$, где $a_1 = 0,1$, $b_1 = 30 \text{ мкм}$; $a_2 = 0,1$, $b_2 = 7 \text{ мкм}$; $a_3 = 0,8$, $b_3 = 0,5 \text{ мкм}$. Корреляционная функция взята из работы [14]

Согласно (1) коэффициент обратного рассеяния R пропорционален интенсивностям падающей и рассеянной волн на границе раздела вакуум—среда и сечению рассеяния из одной волны в другую $\chi(q)$. Распределение волнового поля $E(z)$ при углах скольжения близких к критическому обладает следующими свойствами [11]. Когда угол скольжения ζ близок к углу полного внешнего отражения ζ_c , пучность волнового поля $|E(z)|^2$ расположена на границе раздела $z = 0$. По мере отклонения ζ от ζ_c пучность $|E(z)|^2$ удаляется от поверхности в вакуум и амплитуда поля на границе раздела $|E(z=0)|^2$ уменьшается (рис. 1). Учет размытия границы раздела вакуум—среда во втором порядке теории возмущений по высотам шероховатостей смещает положение максимума амплитуды поля на поверхности $|E(z=0)|^2$ в область углов скольжения, меньших ζ_c .

Интересно отметить, что аналогичная ситуация имеет место при брэгговской дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, когда из-за сильного пространственного перераспределения волнового поля возникают стоячие рентгеновские волны с периодом порядка межатомных размеров [12].

3. Угловое распределение рассеянного излучения (1) имеет два максимума. Один из них при $\zeta \approx \zeta_0$ описывает диффузный фон в окрестности зеркально отраженной компоненты излучения. Он обусловлен пиком спектральной плотности неровностей поверхности $\chi(q)$ при $q = 0$ (сечением рассеяния "вперед"). Величина R при $\zeta \approx \zeta_0$ определяется в основном рассеянием на крупномасштабных неоднородностях. Второй — незеркальный — пик в угловом спектре (1) формируется на крыле $\chi(q)$. Он связан с пучностью интенсивности рассеянной волны на поверхности $|E(z=0)|^2$ при углах $\zeta \approx \zeta_c$ (см. рис. 1). Так как величина R при $\zeta \approx \zeta_c$ пропорциональна спектральной компоненте $\chi(|k_{0||} - k_{||}|)$, то ясно, что

аномальный пик обусловлен рассеянием на относительно мелких шероховатостях с продольными размерами порядка $|k_{0\parallel} - k_{\parallel}|^{-1} \sim \lambda / \xi_c^2$ (предполагается, что $\xi_0 - \xi_c \sim \xi_c$).

Подчеркнем, что каждый из максимумов в угловом спектре возникает из-за рассеяния на неоднородностях поверхности разного масштаба. В связи с этим для одновременного рассмотрения зеркального и аномального пиков необходима информация о поведении корреляционной функции высот $\chi(\rho)$ в широком интервале изменения ρ . Обычно используемая в расчетах одномасштабная гауссова модель⁷⁻⁹ для этой цели непригодна, так как не учитывает относительно мелкие неоднородности и не позволяет адекватно описать угловое распределение рассеянного излучения вдали от зеркального пика (т. е. "крылья" углового спектра). Для описания аномального отражения нужно использовать многомасштабную модель, представляя $\chi(\rho)$ в виде набора гауссовых корреляционных функций с определенными из независимых экспериментов параметрами^{13, 14}. Результаты расчета углового спектра $R(\xi, \xi_0)$ в многомасштабной модели приведены на рис. 2.

Рассмотренные выше особенности обратного рассеяния волн на неоднородной поверхности твердого тела носят общий характер. Они должны проявляться вблизи критического угла при отражении от границы раздела сред не только квантов рентгеновского диапазона, но и света, акустических волн, нейтронов и заряженных частиц.

Литература

1. Yoneda Y. Phys. Review, 1963, 131, 2010.
2. Hasegawa S., Ino S., Yamamoto Y., Daimon H. Jap. J. Appl. Phys., 1985, 24, L387.
3. Dosch H. Phys. Review B, 1987, 35, 2137.
4. Киселева К.В., Турьянский А.Г. Препринт ФИАН СССР № 34, Москва, 1979.
5. Синайский В.М., Сиденко В.И. ПТЭ, 1974, № 6, с. 5.
6. Глебов В.И., Денисов Э.И., Жеваго Н.К., Пионкин Ю.Н., Циноев В.Г. ЖТФ, 1985, 55, 1785.
7. Андреев А.В. УФН, 1985, 145, 113.
8. Андреев А.В., Ахманов С.А., Пономарев Ю.В. Изв. АН СССР, 1986, 50, 1206.
9. Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В., Якушкин И.Г., ЖЭТФ, 1985, 89, 2124.
10. Исмаиру А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. т. 2. М.: Мир, 1981, с. 233.
11. Becker R.S., Golovchenko J.A., Patel J.R. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 152.
12. Ковальчук М.В., Кон В.Г. УФН, 1986, 149, 69.
13. Мазуренко М.М., Скрелин А.Л., Топорец А.С. Оптика и спектроскопия, 1979, 46, 350.
14. Elson J.M., Bennett J.M. JOSA, 1979, 69, 31.

Поступила в редакцию
18 мая 1988 г.