

УДК 537.531 : 535.34

© 1991

ЭФФЕКТ ИОНЕДЫ В ОБЛАСТИ УЛЬТРАМЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е. О. Филатова, Т. А. Благовещенская

Получено экспериментальное подтверждение эффекта Ионеды в области ультрамягкого рентгеновского излучения. Изучены индикатрисы рассеяния излучения различных длин волн для гексагонального нитрида бора при различных углах скользкого падения.

В последнее время резко возрос интерес к изучению процессов рассеяния рентгеновского излучения шероховатыми поверхностями. Важность таких исследований становится очевидной при изучении микрогеометрии сверхгладких поверхностей, для которых минимальные поперечные размеры шероховатостей, которые можно обнаружить оптическими методами, составляют величины порядка длины волны зондирующего излучения. В рентгеновском диапазоне интегральная интенсивность рассеяния остается значительной даже при шероховатостях в несколько ангстрем, что связано с малой длиной волны рентгеновского излучения.

Особенности оптических свойств веществ в области рентгеновского излучения являются причиной специфических явлений, наблюдаемых в этой области. Одно из них — эффект Ионеды, заключающийся в появлении дополнительного максимума в угловом распределении рассеянного излучения (индикатрисе рассеяния) при углах скольжения θ_0 падающего излучения, больших критического угла θ_c полного внешнего отражения (ПВО). Угловое положение этого максимума находится вблизи критического угла θ_c .

Эффект Ионеды впервые был обнаружен в 1963 г. в работе [1] и до настоящего времени остается предметом экспериментальных [2-4] и теоретических исследований.

Целью настоящей работы являются обнаружение и изучение эффекта Ионеды в области ультрамягкого рентгеновского излучения.

1. Индикатриса рассеяния рентгеновского излучения в области $\theta_0 > \theta_c$

Для описания отражения рентгеновского излучения от шероховатых поверхностей разработан ряд теоретических подходов [3, 5-7]. Подход, развитый в работах [7-11], основан на применении теории возмущений и использовании весьма общей модели поверхности.

В подходе [7] под границей раздела вещества и вакуума понимается поверхность, на которой скачкообразно происходит изменение свойств вещества и которая описывается уравнением $z = \zeta(\rho)$, где ζ — случайная функция, определяющая статистические свойства границы раздела; плоскость $z=0$ соответствует положению идеально гладкой поверхности (т. е. среднее значение $\langle \zeta(\rho) \rangle = 0$), а вектор ρ лежит в плоскости xy . Распределение диэлектрической проницаемости в пространстве имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0(z) + \Delta\varepsilon(\mathbf{r}),$$

$$\varepsilon_0(z) = 1 - (1 - \varepsilon_+) H(z),$$

$$\Delta\varepsilon(\mathbf{r}) = (1 - \varepsilon_+) [H(z) - H(z - \zeta(\rho))],$$

$$H(z < 0) = 0, \quad H(z > 0) = 1,$$

где ε_+ — диэлектрическая проницаемость вещества.

Статистические свойства поверхности принято описывать корреляционной функцией высот поверхностных шероховатостей $\chi(\rho - \rho')$, такой, что

$$\chi(\rho - \rho') \equiv \langle \zeta(\rho) \zeta(\rho') \rangle$$

и $\chi(0) = \langle \zeta^2(\rho) \rangle$, т. е. среднеквадратичная высота шероховатостей.

В случае изотропных поверхностей корреляционная функция высот шероховатостей зависит лишь от одной переменной $\chi(\rho) = \chi(|\rho|)$. Характерный масштаб изменения $\chi(\rho)$ обозначается через a и называется радиусом корреляции высот шероховатостей.

Рассматривая отражение от сверхгладких изотропных поверхностей, авторы [7] получают следующее выражение для коэффициента интегрального рассеяния S (т. е. отношения энергии, рассеянной на неоднородностях границы раздела, к падающей энергии):

$$S = \int_0^{\pi/2} \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} \Phi(\theta, \varphi) d\varphi,$$

где $\Phi(\theta, \varphi)$ — индикатриса рассеяния

$$\Phi(\theta, \varphi) = \frac{2k^4}{\pi} \sin^3 \theta_0 R_F(\theta_0) \frac{T(\theta)}{T(\theta_0)} \chi_F(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0),$$

где θ_0 — угол скольжения падающей волны; $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме; $R_F(\theta)$, $T(\theta)$ имеют смысл френелевских (т. е. для идеально гладкой поверхности) коэффициентов отражения и пропускания; \mathbf{q}_0 , \mathbf{q} — проекции волновых векторов \mathbf{k}_0 и \mathbf{k} падающей и отраженной волн соответственно на плоскость xy ; θ , φ — углы рассеяния в плоскости, параллельной и перпендикулярной плоскости падения,

$$\chi_F(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0) \equiv \chi_B(\nu) = \int_0^{\infty} \rho \chi(\rho) \mathcal{J}_0(\nu\rho) d\rho,$$

$$\nu = |\mathbf{q} - \mathbf{q}_0|,$$

$\mathcal{J}_0(\nu\rho)$ — функция Бесселя.

Поскольку в рентгеновском диапазоне углы θ_0 , θ , $\varphi \ll 1$, можно показать, что угловая ширина $\Delta\theta$ функции $\chi_B(\nu)$ в плоскости падения (а следовательно, и угловая ширина индикатрисы рассеяния) и угловая ширина $\Delta\varphi$ в перпендикулярном направлении связаны соотношением

$$\Delta\varphi \sim \theta_0 \Delta\theta \ll \Delta\theta,$$

т. е. ширина индикатрисы рассеяния по углу φ существенно меньше, чем по углу θ . Поэтому в рентгеновском диапазоне экспериментально определяется индикатриса рассеяния $\Pi(\theta)$, проинтегрированная по углу φ , т. е. по направлениям, перпендикулярным плоскости падения.

Поскольку для характерных радиусов корреляции высот шероховатостей и длины волны рентгеновского излучения обычно выполняется соотношение $a \gg \lambda$, авторы [9] получают окончательное выражение для индикатрисы рассеяния

$$\Pi(\theta) = \frac{4k^3}{\sqrt{2\pi}} \sin^3 \theta_0 R_F(\theta_0) \frac{T(\theta)}{T(\theta_0)} \chi_c(\rho), \quad (1)$$

$$\chi_c(p) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \chi(\rho) \cos p\rho d\rho, \quad p = k |\cos \theta - \cos \theta_0|.$$

Обратим внимание на то, что форма индикатрисы рассеяния (1) $\Pi(\theta)$ определяется произведением двух функций $T(\theta)$ и $\chi_c(p)$, причем функция $T(\theta)$ связана только с оптическими свойствами вещества, а функция $\chi_c(p)$ — со статистикой шероховатой поверхности. Следовательно, если функции $T(\theta)$ и $\chi_c(p)$ будут иметь какие-либо особенности, то они отображаются и в форме индикатрисы $\Pi(\theta)$. Анализ функции $T(\theta)$, проведенный в работе [9] для наиболее простого случая, когда: 1) $\chi_c(p)$ максимальна при $p=0$ (т. е. $\theta=\theta_0$) и монотонно падает при увеличении параметра p , 2) характерный масштаб изменения $\chi_c(p)$ составляет $p \sim a^{-1}$, 3) $\text{Im } \varepsilon_+ = 0$, т. е. пренебрежение поглощением, показывает, что величина $T(\theta)$ имеет максимум при θ_c и быстро уменьшается до асимптотического значения при углах $\theta < \theta_c$.

$$T(\theta) \simeq \begin{cases} 4\theta^2/\theta_c^2, & \theta \leq \theta_c = \sqrt{1 - \varepsilon_+}, \\ 4\theta^2/(\theta + \sqrt{\theta^2 - \theta_c^2})^2, & \theta > \theta_c. \end{cases}$$

Таким образом, форма индикатрисы рассеяния определяется произведением двух функций $T(\theta)$ и $\chi_c(p)$, имеющих разное угловое положение максимальных значений — в районе критического угла (пик аномального рассеяния) и в зеркальном направлении соответственно. Экспериментальное наблюдение пика аномального рассеяния возможно при определенных условиях.

2. Особенности эксперимента

В работе изучены индикатрисы рассеяния для различных углов скользящего падения θ_0 на образец $\text{BN}_{\text{герс}}$ в области длин волн 50—160 Å. Все измерения проведены в специальной камере-приставке [12] к рентгеновскому спектрометру-монокроматору РСМ-500 с использованием тормозного излучения вольфрамового анода рентгеновской трубки. В качестве детектора излучения использован каналный умножитель ВЭУ-6 с фотокатодом CsI. С целью увеличения углового разрешения детектора перед последним устанавливалась щель шириной 1.6 мм, обеспечивающая разрешение в 2.4°.

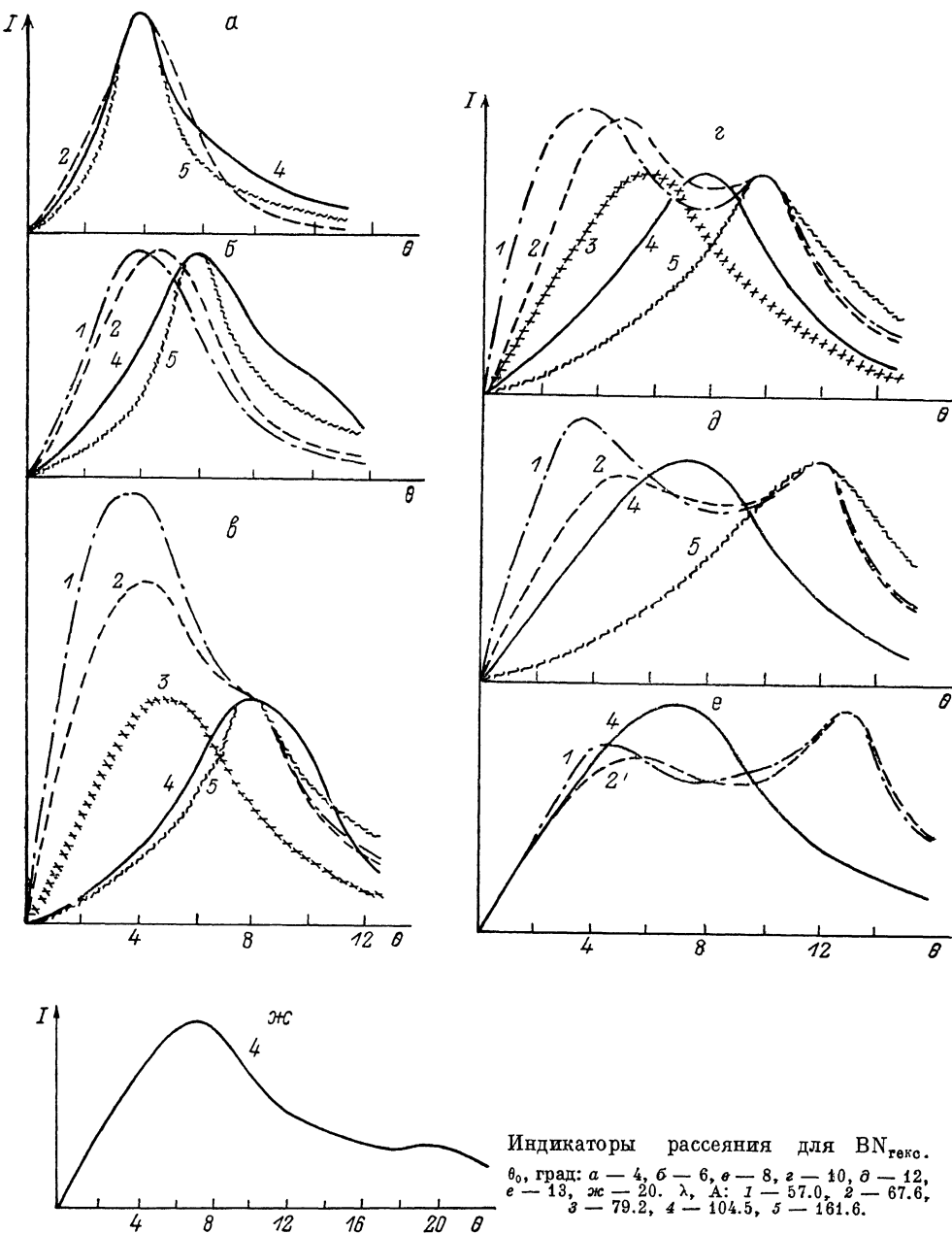
Был исследован гексагональный ВН, выращенный методом газофазного осаждения. Исследовалось отражение от грани кристалла, вырезанной параллельно оси кристалла с.

3. Обсуждение результатов

На рисунке приведены индикатрисы рассеяния, полученные для различных углов скользящего падения θ_0 и ряда длин волн излучения λ . Для наглядности рисунков все индикатрисы нормированы на интенсивность зеркальной компоненты. На рисунке, а приведены распределения рассеянного излучения для $\theta_0=4^\circ$ и $\lambda=67.6, 104.5, 161.6$ Å. Максимумы рассматриваемых индикатрис рассеяния занимают одно и то же угловое положение, соответствующее зеркально отраженному излучению, но различаются угловой шириной на полувысоте и формой большеугольной части распределения. Не останавливаясь в этой статье на закономерностях формирования рассеянного излучения в области углов $\theta_0 < \theta_{\text{кр}}$, отметим лишь, что такая зависимость формы индикатрисы рассеяния от длины волны λ следует из критерия Рэлея, согласно которому

$$h \leq \lambda/(8\theta),$$

где h — величина шероховатости поверхности, т. е. чем меньше длина волны, тем «более шероховатой» является поверхность, а следовательно, возрастает доля диффузно рассеянного излучения.



Возрастание угла падения до $\theta_0=6^\circ$ (см. рисунок, б) приводит к увеличению угловой ширины индикатрис рассеяния с сохранением углового положения максимумов распределения рассеянного излучения при угле зеркального отражения для $\lambda=104.5$ и 161.6 Å. Для $\lambda=57$ и 67.6 Å наблюдается сдвиг индикатрис рассеяния в сторону меньших углов.

Дальнейшее увеличение угла падения до $\theta_0=8^\circ$ (см. рисунок, в) приводит к появлению дополнительного пика (максимума аномального рассеяния) для $\lambda=57$ и 67.6 Å в области углов, меньших угла зеркального отражения. Максимумы индикатрис рассеяния, соответствующих $\lambda=104.5$

и 161.6 Å, по-прежнему наблюдаются при угле зеркального отражения. Были выбраны дополнительно длины волн в промежутке 67.6—104.5 Å и обнаружено, что для них наблюдается сдвиг индикатрисы рассеяния в сторону меньших углов (например, $\lambda = 79.2$ Å).

Следует обратить внимание на то, что угловое положение пика аномального рассеяния зависит от длины волны излучения (для $\lambda = 57$ Å — 3.4°, для $\lambda = 67.6$ Å — 4.2°). Относительная интенсивность пика аномального рассеяния также различна для разных длин волн и имеет максимальное значение в случае $\lambda = 57$ Å.

Последующее увеличение угла падения (см. рисунок, *з-е*) приводит к постепенному уменьшению интенсивности пика аномального рассеяния и возрастанию интенсивности пика зеркального отражения для $\lambda = 57$ и 67.6 Å при $\theta_0 = 10^\circ$ и для $\lambda = 57$ Å при $\theta_0 = 12^\circ$. Для $\lambda = 67.6$ Å при $\theta_0 = 12^\circ$ обнаруживается сильное возрастание пика зеркального отражения, сопровождающееся резким понижением интенсивности пика аномального рассеяния. Аналогичный эффект наблюдается для $\lambda = 57$ Å при $\theta_0 = 13^\circ$. Сравнивая рисунки *в* и *е*, можно сказать, что произошла «перекачка» основной доли интенсивности из пика аномального рассеяния в пик зеркального отражения.

Проследим теперь за изменением индикатрисы рассеяния, соответствующей $\lambda = 104.5$ Å. При углах падения $\theta_0 = 10, 12$ и 13° наблюдается сдвиг рассматриваемого распределения в сторону меньших углов и лишь при $\theta_0 = 20^\circ$ (см. рисунок, *ж*) обнаруживается разделение индикатрисы рассеяния на два пика: зеркально отраженный и аномально отраженный, угловое положение которого $\approx 7^\circ$.

На основании представленных результатов можно сформулировать обнаруженные основные закономерности в формировании распределения рассеянного излучения в области $\theta_0 > \theta_c$.

1. Пик аномального рассеяния появляется со стороны углов, меньших углов зеркального отражения.
2. Положение пика аномального рассеяния зависит от длины волны λ и не зависит от угла скользющего падения.
3. Интенсивность пика аномального рассеяния зависит от длины волны λ .
4. С увеличением угла падения интенсивность пика аномального рассеяния уменьшается по сравнению с интенсивностью пика зеркального отражения.

Согласно полученным результатам, максимумы аномального рассеяния для $\lambda = 57, 67.6$ и 104.5 Å наблюдаются при $\theta = 3.8^\circ, 4.2^\circ$ и 7° соответственно. Известно [11] простое соотношение для критического угла полного внешнего отражения, справедливое по порядку величины

$$\theta_c \approx (0.1 \div 0.2)\lambda, \quad 15 \text{ Å} \leq \lambda \leq 200 \text{ Å}, \quad (2)$$

θ_c — в градусах, λ — в ангстремах, а коэффициент пропорциональности уменьшается с ростом порядкового номера элемента.

В нашем случае для всех использованных длин волн и соответствующих им угловых положений пика аномального рассеяния получается коэффициент пропорциональности 0.07, что хорошо согласуется с соотношением (2).

Поскольку, согласно формуле (1), индикатриса рассеяния $\Pi(\theta)$ в области углов падения $\theta_0 > \theta_c$ имеет два максимума, угловое положение одного из которых совпадает с зеркальным отражением, а другой наблюдается вблизи критического угла, мы можем считать, что угловые положения обнаруженных пиков аномального рассеяния соответствуют критическим углам соответствующих длин волн.

Требуется объяснения отсутствие максимума зеркального отражения в индикатрисах рассеяния излучения некоторых длин волн (см. рисунок):

57.0 и 67.6 Å и для $\theta_0=6^\circ$ (б), 79.2 Å для $\theta_0=8^\circ$ (в), 79.2 и 104.5 Å для $\theta_0=10^\circ$ (г), 104.5 Å для $\theta_0=12$ и 13° (д, е). Согласно работе [10], можно предположить на поверхности наличие переходного слоя, связанного с плавным, а не скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на границе «вакуум—вещество». Авторы работы показывают, что влияние переходного слоя может приводить к существенному возрастанию пика аномального рассеяния и уменьшению пика рассеяния в зеркальном направлении; при не слишком больших радиусах корреляции переходной слой может приводить к полному исчезновению пика рассеяния в зеркальном направлении. Переходной слой мог образоваться при технологической обработке образца, а также вследствие адсорбции, диффузии, окисления и других физико-химических процессов на поверхности.

Впервые эффект аномального рассеяния (эффект Ионеды) обнаружен в области ультрамягкого рентгеновского излучения. Основные закономерности рассеяния хорошо описываются теоретической моделью, развитой в работах [7–11]. Анализ экспериментальных данных на основе этой модели можно использовать для получения количественных характеристик микрорельефа поверхности и переходного слоя.

Список литературы

- [1] Yoneda Y. // Phys. Rev. 1963. V. 131. N 5. P. 2010–2013.
- [2] Guentert O. J. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 4. P. 1361–1366.
- [3] Ровинский Б. М., Синайские В. М., Сиденко В. И. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 2. С. 409–412.
- [4] Киселева К. В., Турьянский А. Г. // Кр. сообщения по физике. 1977. № 8. С. 25–29.
- [5] Андреев А. В. // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 113–136.
- [6] Смирнов Л. А., Сотникова Т. Д., Коган Ю. И. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. № 2. С. 400–405.
- [7] Виноградов А. В., Зорев Н. Н., Кожевников И. В., Якушкин И. Г. // ЖЭТФ. 1985. Т. 85. № 6. С. 2124–2132.
- [8] Виноградов А. В., Зорев Н. Н., Кожевников И. В. и др. // Препринт ФИАН. 1986. № 316. С. 31.
- [9] Виноградов А. В., Зорев Н. Н., Кожевников И. В. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 8. С. 203–216.
- [10] Артюков И. А., Кожевников И. В. // Препринт ФИАН. 1988. № 213. С. 46.
- [11] Виноградов А. В., Кожевников И. В. // Труды ФИАН. 1989. Т. 196. С. 18–46.
- [12] Филатова Е. О. // Автореф. канд. дис. Л., ЛГУ, 1984.

Ленинградский
государственный университет

Поступило в Редакцию
4 сентября 1990 г.
В окончательной редакции
5 февраля 1991 г.