

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 548.732

**МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ
РЕНТГЕНОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ****М. Н. Оруджалиев, В. А. Бушуев***(кафедра физики твердого тела)*

Предложен новый метод определения степени шероховатости поверхности твердого тела с использованием явления многократного полного внешнего отражения рентгеновских лучей от стенок лентообразного волновода. Показано, что угловая зависимость коэффициента пропускания волновода более чувствительна к величине среднеквадратичной высоты шероховатостей, чем кривая коэффициента однократного отражения. Проанализированы зависимости коэффициента пропускания от параметров рентгеновода.

Явление полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновских лучей широко используется в метрологии для контроля степени гладкости полированной поверхности и для определения оптической плотности приповерхностного переходного слоя [1, 2]. В последнее время резко возрос также интерес к созданию различного типа рентгенооптических устройств (вогнутые зеркала, капилляры, лентообразные волноводы), основанных на явлении ПВО и предназначенных для транспортировки и поворота пучков жесткого рентгеновского излучения [3].

Эффективность рентгеновводов и отклоняющих систем, в которых осуществляется многократное отражение рентгеновских лучей, во многом определяется величиной коэффициента однократного отражения, который близок к единице в области углов скольжения $\theta < \theta_c$, где θ_c — критический угол ПВО. В работах [2, 4—9] построена теория ПВО рентгеновских лучей от шероховатой границы раздела и показано, что угловая зависимость коэффициента отражения определяется как диэлектрической постоянной вещества в рентгеновской области, так и характеристиками поверхности — среднеквадратичной высотой шероховатостей и корреляционным радиусом. В случае слабого поглощения рентгеновских лучей основной причиной уменьшения коэффициента отражения является шероховатость поверхности.

Один из наиболее простых и широкодоступных методов экспериментального определения среднеквадратичной высоты шероховатостей заключается в измерении зависимости интегральной интенсивности рентгеновского отражения от угла скольжения в области ПВО. В работе [10] путем сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей коэффициента зеркального отражения FeK_α -излучения, рассчитанных для трех различных моделей шероховатости [5—7], для образцов из полированного и протравленного кварцевого стекла определены среднеквадратичные высоты шероховатостей σ (~ 10 — 60 \AA), а также углы отклонения касательных к поверхности от идеальной плоскости и распределение плотности по глубине. Экспериментальные исследования по отражению CuK_α -излучения от зеркально-полированных поверхностей некоторых веществ показали, что типичные значения σ составляют 10 — 30 \AA [11].

Следует отметить, что в стандартной рефлектометрической методике, в которой измеряется лишь кривая однократного отражения,

определение среднеквадратичной высоты шероховатостей σ представляет собой в значительной мере неоднозначную задачу. Это связано с тем, что при малых высотах σ экспериментальная кривая очень слабо отличается от кривой отражения от идеально гладкой поверхности, а именно по степени этого отличия и судят о величине σ .

Помимо указанного выше интегрального метода значительный интерес представляет также более информативный дифференциальный метод [1, 2], заключающийся в анализе углового распределения интенсивности отраженного пучка при фиксированном угле падения. В экспериментальных работах [12, 13] дифференциальным методом исследовалась интенсивность рентгеновского излучения на выходе бесщелевого коллиматора [12], состоящего из двух плоских стеклянных пластин, плотно прижатых друг к другу полированными поверхностями без каких-либо прокладок между ними. Отмечено [13], что по ширине углового распределения и по величине и положению максимума интенсивности рентгеновского пучка можно оценивать шероховатость и плоскостность исследуемых поверхностей различных классов.

В настоящей работе предложен новый способ повышения чувствительности при определении степени шероховатости поверхности с помощью анализа угловой зависимости интегральной интенсивности излучения, прошедшего через лентообразный волновод (ЛВ). Показано, что рентгеновский ЛВ может эффективно использоваться для исследования реальной структуры поверхности, поскольку многократность отражений в волноводе вследствие эффекта накопления приводит к значительному отличию коэффициента прохождения от коэффициента однократного отражения, повышая тем самым чувствительность метода рефлектометрии. Проанализированы зависимости коэффициента пропускания ЛВ от среднеквадратичной высоты шероховатостей его стенок, от угла ввода рентгеновского пучка в рентгеновод и от длины и ширины его канала.

Рассмотрим прохождение рентгеновского излучения через ЛВ с длиной L , образованный двумя плоскими пластинами A и B с шириной

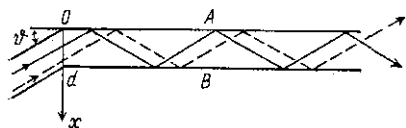


Рис. 1. Траектории рентгеновских лучей в лентообразном волноводе

d зазора между ними (рис. 1). На входной торце ЛВ под углом $\theta \ll 1$ относительно оси волновода падает параллельный пучок рентгеновского излучения. На практике определенная ширина канала ЛВ осуществляется с помощью специальных калиброванных прокладок, установленных между стенками волновода, а рентгеновский пучок формируется отражением от со-

вершенного кристалла-монократора и имеет расходимость несколько угловых секунд, что много меньше угла θ_c [14].

Обозначим числа отражений от стенок A и B через N_A и N_B соответственно. Для углов $\theta \neq 0$ имеет место режим чередующихся отражений типа $AB...B(A)$ от обеих стенок ЛВ. Если последнее отражение происходит от поверхности B , то прошедший луч параллелен падающему, а числа отражений от обеих стенок равны:

$$N_A = N_B = \text{ent} \{ (L\theta + d - x) / 2d \}, \quad (1)$$

где $\text{ent} \{ y \}$ — целая часть от y , x — координата пересечения какого-либо выделенного рентгеновского луча с входным торцом ЛВ.

Если последнее отражение осуществляется от стенки A , то прошедшее излучение отклоняется на угол 2θ , причем $N_A = N_B + 1$, где

$$N_B = \text{ent} [(L\theta - x)/2d]. \quad (2)$$

При прохождении излучения через входной торец ЛВ возникает дифракционная расходимость пучка $\Delta\theta \sim \lambda/d$. Однако, если $\Delta\theta \ll \theta_c$, то справедливо используемое нами приближение геометрической оптики. В случае, например, $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ и $\theta_c \sim 10'$ отсюда следует ограничение $d \gg \gg 0,1 \text{ мкм}$.

Интегральный коэффициент пропускания ЛВ, т. е. отношение прошедшей через ЛВ интенсивности к интенсивности пучка на его входе, равен

$$P(\theta) = \frac{1}{d} \int_0^d R_A^{N_A} R_B^{N_B} dx, \quad (3)$$

где $R_j(\theta)$ — коэффициент однократного когерентного отражения интенсивности излучения с углом скольжения θ ($j=A, B$). С учетом шероховатостей стенок ЛВ для R_j имеем [15]

$$R_j(\theta) = R_0 \exp\{-4k^2\sigma_j^2\theta^2\}, \quad R_0(\theta) = \left| \frac{1-s}{1+s} \right|^2, \quad (4)$$

где R_0 — френелевский коэффициент отражения от абсолютно гладкой поверхности, $s = (1 + \chi/\theta^2)^{1/2}$, $\chi = \chi_r + i\chi_i$ — рентгеновская поляризуемость материала стенок волновода, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения, σ_j — среднеквадратичные высоты шероховатостей поверхностей A и B , которые в общем случае могут быть различными.

Рассмотрим зависимость коэффициента пропускания ЛВ от угла скольжения θ , от параметров ЛВ L, d и степени шероховатости поверхностей пластин. Расчеты проводились по формулам (1)–(4) для волноводов с пластинами из стекла марки С-52 и CuK_α -излучения ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$, $\theta_c = \sqrt{|\chi_r|} = 13,75'$, $\chi_i = 2 \cdot 10^{-7}$). Во всех расчетах коэффициент пропускания ЛВ для определенности считалось, что поверхность пластины B является идеально гладкой, т. е. $\sigma_B = 0$. Другими словами, поверхность B служит в качестве эталона, относительно которого определяется степень шероховатости поверхности A . Обобщение на случай $\sigma_B \neq 0$ не представляет труда. В дальнейшем индекс A у величин σ_A и R_A будем опускать.

На рис. 2 приведены угловые зависимости коэффициента пропускания ЛВ $P(\theta)$ при различных значениях высоты шероховатостей от исследуемой поверхности A . Для сравнения на этом же рисунке показаны угловые зависимости коэффициента однократного отражения $R(\theta)$ при тех же значениях σ . Из рис. 2 видно, что с увеличением угла скольжения θ интегральное пропускание ЛВ уменьшается, причем тем быстрее, чем больше величина σ . Это вызвано снижением коэффициента однократного отражения R и, в большей степени, увеличением числа отражений $N_{A,B}$ (см. (1), (2)).

Сравнение кривых $P(\theta)$ и $R(\theta)$, отвечающих одинаковым значениям σ , показывает, что из-за многократности отражений от стенок ЛВ угловые зависимости $P(\theta)$ более чувствительны к степени шероховатости, чем коэффициент однократного отражения $R(\theta)$.

На рис. 3 показано влияние среднеквадратичной высоты шероховатостей σ на коэффициент пропускания в случае падения рентгеновского пучка с углом скольжения $\theta = 0,8\theta_c = 11'$ на вход ЛВ длиной $L =$

$=5$ см при различных значениях ширины канала d . Из рис. 3 видно, что с увеличением σ кривые $P(\sigma)$ спадают быстрее, чем кривая $R(\sigma)$. Это объясняется тем, что из-за многократности отражений влияние

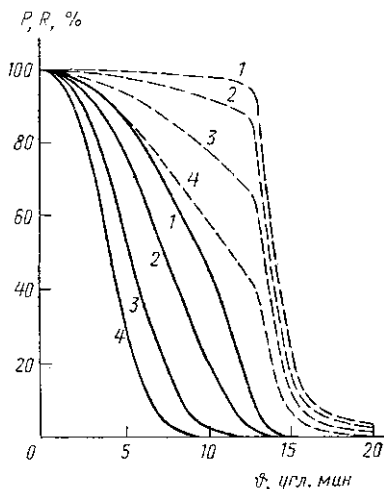


Рис. 2. Влияние высоты шероховатостей σ на угловые зависимости коэффициента пропускания $P(\phi)$ (сплошные кривые) и однократного отражения $R(\phi)$ (штриховые) для волновода с $L=5$ см и $d=5$ мкм: $\sigma=0$ (1), 10 (2), 20 (3) и 30 Å (4)

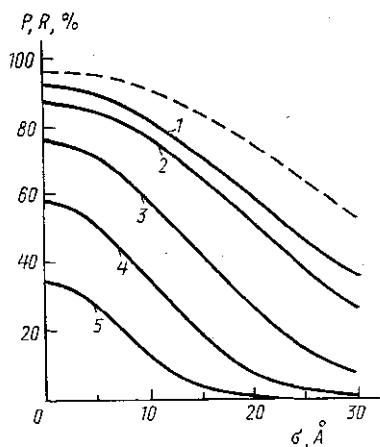


Рис. 3. Коэффициенты пропускания P и однократного отражения R (штриховая кривая) в зависимости от высоты шероховатостей σ при фиксированном угле ввода пучка $\phi=0,8 \phi_c$ для волноводов с $d=60$ (1), 40 (2), 20 (3), 10 (4) и 5 мкм (5)

шероховатостей на эффективность пропускания ЛВ накапливается. Важно отметить, что ошибка $\Delta\sigma = |dP/d\sigma|^{-1} \Delta P$ в определении величины σ для кривых $P(\sigma)$, измеренных с некоторой погрешностью ΔP , гораздо меньше, чем для $R(\sigma)$, особенно

в области малых значений $\sigma \sim 5-15$ Å, где функция $R(\sigma)$ меняется медленно.

Из соотношений (1), (2) следует, что уменьшение ширины канала d приводит к увеличению числа отражений.

Следовательно, кривые $P(\sigma)$, отвечающие меньшим ширинам канала, должны лежать ниже, чем в случае больших d (см. рис. 3). Если известны L , d и экспериментально измеренная величина P при фиксированном угле скольжения, то непосредственно из градуировочных кривых, типа приведенных на рис. 3, можно определить высоту шероховатостей исследуемой поверхности.

Влияние длины ЛВ на коэффициент пропускания показано на рис. 4. Поскольку с увеличением L увеличивается и число отражений, то кривые $P(\sigma)$, отвечающие большему длине волновода, лежат ниже, чем в случае малых L .

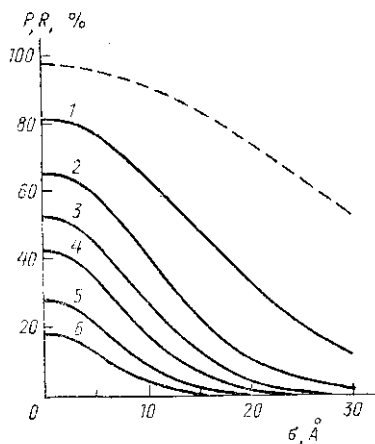


Рис. 4. Зависимость коэффициента пропускания от высоты шероховатостей σ ; $\phi=0,8 \phi_c$, $d=5$ мкм, штриховая кривая — зависимость $R(\sigma)$; $L=1$ (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 6 (5) и 8 см (6)

Из соотношений (1), (2) следует, что волноводы с одинаковым значением параметра L/d идентичны с точки зрения величины коэффициента пропускания, так как при одновременном и равном увеличении или уменьшении длины и ширины канала ЛВ числа отражений не меняются.

Результаты данной работы показывают перспективность использования лентообразных волноводов для повышения возможностей метода рентгеновской рефлектометрии, поскольку коэффициент пропускания рентгеновода более чувствителен к степени шероховатости поверхности, чем кривые однократного ПВО.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Андреева М. А., Борисова С. Ф., Степанов С. А. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1985. № 4. С. 5. [2] Андреев А. В. // УФН. 1985. 145, № 1. С. 113. [3] Аркадьев В. А., Коломийцев А. И., Кумахов М. А. и др. // УФН. 1989. 157, № 3. С. 529. [4] Смирнов Л. А., Сотникова Т. Д., Анохин Б. С., Тайбин Б. З. // Опт. и спектр. 1979. 46, № 3. С. 593. [5] Смирнов Л. А., Анохин С. Б. // Там же. 1980. 48, № 3. С. 574. [6] Глебов В. И., Денисов Э. И., Жеваго Н. К. и др. // ЖТФ. 1985. 55, № 9. С. 1785. [7] Виноградов А. В., Зорев И. Н., Кожевников И. В., Якушкин И. Г. // ЖЭТФ. 1985. 89, № 6. С. 2124. [8] Петрашень П. В., Ковьев Э. К., Чуховский Ф. Н., Дегтярев Ю. Л. // ФТТ. 1983. № 4. С. 1211. [9] Галонов С. В., Генкин В. М., Салашенко Н. Н., Фраерман А. А. // ЖТФ. 1986. 56, № 4. С. 708. [10] Бондаренко И. В., Елисеенко Л. Г., Романова Л. С. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1989. № 6. С. 55. [11] Губарев М. В., Кованцев В. Е., Коломийцев А. И. и др. // Там же. 1989. № 12. С. 164. [12] Мингазин Т. А., Зеленев В. И., Лейкин В. Н. // ИТЭ. 1981. № 1. С. 229. [13] Саркисов С. Р., Саркисов Э. Р. // Тр. IV Всесоюз. совещ. по когерентному взаимодействию излучения с веществом. М., 1988. С. 228. [14] Саркисов С. Р., Саркисов Э. Р. // ИТЭ. 1989. № 6. С. 145. [15] Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., 1972.

Поступила в редакцию
11.02.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 5

УДК 537.312

ПЕРЕХОД МОТТА И ЭЛЕКТРОННОЕ СПАРИВАНИЕ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Д. Блажин

(кафедра магнетизма)

Показана принципиальная возможность индуцировать переход Мотта металл—изолятор в узкозонных кристаллах сильным постоянным или переменным электрическим полем. В двухэлектронном приближении рассмотрена задача о формировании электронной пары малого радиуса в постоянном электрическом поле в таких веществах и сформулирована идея электромагнитной накачки, подобно лазерной, сверхпроводящих конденсаторов.

Известно, что увеличение межатомных расстояний в кристалле приводит к сужению его энергетических зон. В частном случае наполовину заполненной зоны проводимости последнее обстоятельство обуславливает антиферромагнитное превращение и переход Мотта металл—изолятор [1]. Такова ситуация, например, в органических полупроводниках на основе солей TCNQ, в которых узкая одномерная зона проводимости ширины $\Delta=0,08$ эВ при энергии кулоновского взаимодействия двух электронов на узле $U=0,17$ эВ отделена от ближайшей