

МОДЕЛЬ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ ПРИ ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ  
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

А. Г. Турьянский, К. В. Киселева

УДК 548.732

В настоящей работе показано, что более корректное описание зеркального отражения дает модель переходного слоя с меняющимся по глубине отношением действительной  $\delta$  и мнимой  $i\beta$  частей единичного декремента преломления.

В работах /1,2/ изучалась угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновских лучей с учетом неидеальности границы раздела. Было предложено моделировать рельеф поверхности переходным слоем, в котором показатель преломления меняется в направлении нормали к границе раздела по закону

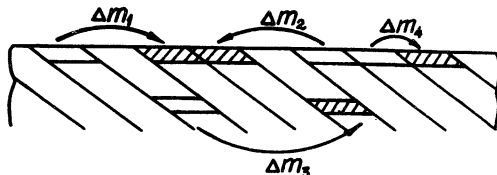
$$n(z) = n_0 + \frac{1 - n_0}{\sqrt{2\pi\langle z^2 \rangle}} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{z^2}{2\langle z^2 \rangle}\right] dz, \quad (I)$$

где  $n_0$  - относительный показатель преломления, соответствующий резкой границе раздела,  $z$  - координата в направлении нормали к границе раздела.

В настоящей работе показано, что более корректное описание зеркального отражения дает модель переходного слоя с меняющимся по глубине отношением действительной  $\delta$  и мнимой  $i\beta$  частей единичного декремента преломления.

Рассмотрим границу раздела двух сред двух типов: а) с идеальным переходным слоем, в котором согласно /1,2/ изменение плотности  $\rho(z)$  в ортогональной системе координат зависит только от координаты вдоль нормали к плоскости границы раздела, и б) рельефную границу, в каждой точке которой плотность изменяется скачком, но усредненное по тонким параллельным слоям значение плотности изменяется по тому же закону, что и для идеального переходного слоя. Для простоты считаем далее одну из сред непоглощающей.

Покажем сначала, что рельефный и идеальный переходные слои не эквивалентны в отношении поглощения проходящего излучения. Для этого выберем углы скольжения рентгеновского пучка не менее  $(4 \div 5)\varphi_k$  ( $\varphi_k$  - критический угол полного внешнего отражения



Р и с. I. Схематическое изображение перехода от идеальной границы раздела к рельефной

для рассматриваемой среды) и выделим в излучении, проходящем границу с идеальным переходным слоем, трубки потока равного сечения, т.е. воспользуемся приближением геометрической оптики. Справедливость этого приближения подтверждается тем, что уже для нижней границы выбранных углов скольжения ( $\sim 5\varphi_k$ ) относительное изменение начального угла скольжения за счет преломления не превышает 2%.

Очевидно, что переход от идеального слоя к рельефному с сохранением закона изменения плотности возможен, если осуществлять различные переносы массы в бесконечно тонких слоях параллельно плоскости границы раздела. Тогда по отношению к трубкам потока этот переход приведет к разобению их на пары, в которых в одной трубке добавлена, а в другой вычтена некоторая масса  $\Delta m_1$ . Сравним значения интенсивности потока излучения для любой такой пары на глубине  $z_1$ , ниже переходного слоя (см. рис I) до и после переноса массы. Принимая во внимание экспоненциальную зависимость интенсивности от массы, расположенной на пути потока излучения, при любых  $\Delta m > 0$  получаем

$$2J(z_1) - [J(z_1)\exp(-\mu\Delta m_1) + J(z_1)\exp(\mu\Delta m_1)] < 0,$$

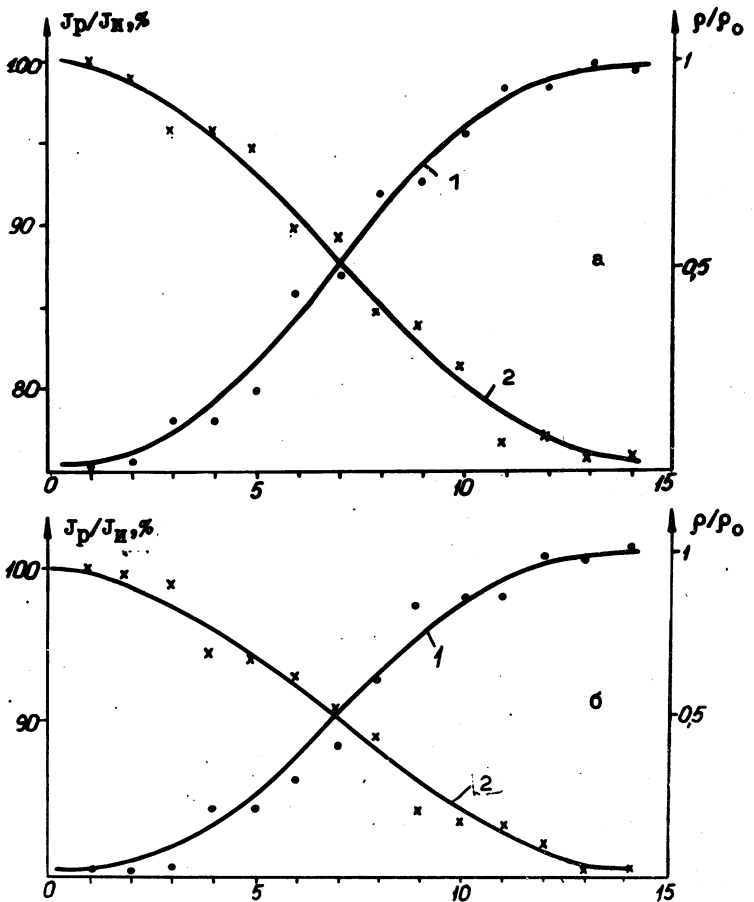
где  $J(z_1)$  - интенсивность на глубине  $z_1$  в трубке потока до переноса массы,  $\mu$  - массовый коэффициент поглощения.

Как видно из соотношения (2), при прохождении излучения через неоднородный переходный слой, доля поглощенной энергии всегда меньше, чем при прохождении идеального переходного слоя с аналогичным ходом зависимости изменения плотности  $\rho(z)$ . Естественно также заключить, что поверхности раздела с различной корреляционной зависимостью координат при неизменном ходе функции  $\rho(z)$  по-разному влияют на прохождение излучения через переходный слой и, следовательно, могут приводить к различным угловым зависимостям коэффициента зеркального отражения  $R(\varphi)$ . Для того, чтобы получить аналитическое выражение  $R(\varphi)$ , необходимо знать распределение интенсивности по глубине в переходном слое. Однако расчет указанного распределения в большинстве случаев затруднен ввиду громоздкости вычислений. Поэтому прохождение пучка через переходный слой было промоделировано следующим образом: через рельефную границу раздела, которая задавалась либо профилограммой реальной поверхности (стекло К8), либо временной зависимостью шумов фотумножителя, проводился набор параллельных лучей, и далее для фиксированного значения коэффициента поглощения вычислялись законы нарастания плотности и ослабления интенсивности для каждого из лучей, а затем для набора в целом - соответственно  $\rho_p(z)$  и  $J_p(z)$ . По полученной зависимости  $\rho_p(z)$ , в предположении непрерывности распределения массы в слоях разбоя, вычислялись также законы ослабления интенсивности  $J_H(z)$  и отношения  $J_p(z)/J_H(z)$ .

Типичные результаты численных расчетов представлены на рис. 2, где по оси абсцисс отложены номера слоев разбоя, слева по оси ординат - отношение интенсивностей в реальном и идеальном переходных слоях в процентах, справа - нарастание плотности.

Анализ данных, приведенных на рис. 2, и результаты обработки других кривых, моделирующих границу раздела, показывают, что в большинстве случаев наилучшее описание экспериментальных зависимостей  $\rho(z)$  и  $J_p(z)/J_H(z)$  соответственно дается функциями вида:

$$\Phi_1(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle z_1^2 \rangle}} \int_{-\infty}^z \exp\left(-\frac{z^2}{2\langle z_1^2 \rangle}\right) dz,$$



Р и с. 2. Изменение отношения интенсивностей в реальном и идеальном переходных слоях (кривые 1) и приведенной усредненной плотности (кривые 2) для результатов обработок профиллограмм (а) и временной зависимости шумов фотоумножителя (б);  $\rho_0$  - плотность массивного материала

$$\Phi_2(z) = 1 - K_1 + \frac{K}{\sqrt{2\pi\langle z_2^2 \rangle}} \int_z^{\infty} \exp\left(-\frac{z^2}{2\langle z_2^2 \rangle}\right) dz, \quad (2)$$

где  $K_1$  - параметр, характеризующий корреляционную зависимость координат поверхности раздела.

Поэтому, принимая во внимание пропорциональность коэффициента линейного ослабления мнимой части единичного декремента преломления в переходном слое, можем записать

$$n(z) = n_0 + (1 - n_0)(1 - \Phi_1(z)) - iK_2\Phi_2'(z)/\Phi_2(z), \quad (3)$$

где  $K_2$  - коэффициент пропорциональности. Полученное выражение (3) отличается от (I) дополнительным членом при мнимой части единичного декремента преломления. Его влияние на величину коэффициента отражения  $R(\varphi)$ , очевидно, определяется геометрией поверхности раздела и значением линейного коэффициента поглощения. При  $\beta \rightarrow 0$  или в случае идеального переходного слоя выражение (3) переходит в (I).

В рассмотренных нами случаях  $\langle z_1^2 \rangle$  и  $\langle z_2^2 \rangle$  отличаются незначительно, что позволяет при качественной оценке вида геометрического профиля поверхности существенно упростить расчеты, полагая равными подынтегральные выражения в  $\Phi_1(z)$  и  $\Phi_2(z)$ . Тогда разделение корреляционной зависимости и функции распределения координат поверхности по высоте можно осуществить, например, путем последовательной регистрации  $R(\varphi)$  в излучениях с близкими значениями длин волн, но значительной разницей в коэффициентах поглощения.

В заключение отметим, что хотя полученное выражение для  $n(z)$  характеризует частный случай рельефа поверхности, изложенная методика дает общий подход к определению поправки к мнимой части показателя преломления и, соответственно, корреляционных соотношений на границе раздела.

Поступила в редакцию  
28 апреля 1977 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. P. Croce, L. Névot, J. Appl. Cryst., 7, 125 (1974).
2. L. Névot, P. Croce, J. Appl. Cryst., 8, 304 (1975).