

РАССЕЯНИЕ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ШЕРОХОВАТОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

*A. В. Антонов, И. А. Житник, А. И. Исаков, В. И. Микеров,
М. М. Митропольский, Н. П. Сапошников, В. А. Слемзин,
Н. К. Суходрев, В. А. Тукарев*

Впервые экспериментально исследовано рассеяние нейтронов с $\lambda \approx 1$ нм на слабо шероховатой границе раздела однородных сред, наблюдается хорошее согласие с рассеянием мягкого рентгеновского излучения. Сделан вывод о решающей роли поверхностного, а не объемного механизма рассеяния.

Одним из перспективных направлений в нейтронной оптике является использование эффекта полного внешнего отражения (ПВО)¹. ПВО нейтронной волны наблюдается при углах скольжения

$$\theta \lesssim \theta_{kp} = \lambda \left[\frac{Nb_{kog}}{\pi} \pm \frac{m}{2\pi^2 \hbar^2} \mu B \right]^{1/2},$$

где λ , μ и m – длина волны, магнитный момент и масса нейтрона, соответственно \hbar – постоянная Планка; B – магнитная индукция среды; N , b_{kog} – концентрация и длина когерентного рассеяния ядер среды. Для большинства немагнитных материалов (или при $B = 0$) для $\lambda \sim 1$ нм, $\theta_{kp} \lesssim 1^\circ$. Глубина проникновения нейтронной волны в среду при ПВО сравнительно велика. (По оценкам работы² в случае слабо поглощающих веществ она составляет > 20 нм). Вследствие этого падающее излучение может претерпевать рассеяние не только на шероховатостях поверхности, но и на флуктуациях плотности и ядерного состава среды на глубинах проникновения. Встает вопрос о соотношении вкладов того или иного фактора в рассеяния. Имеется несколько работ^{3–5}, относящихся к исследуемому вопросу. В работе³ в предположении определяющей роли геометрии поверхности была найдена теоретическая связь углового распределения отраженных нейтронов $J(\theta)$ (индикатрисы рассеяния), коэффициента отражения R с корреляционной функцией шероховатостей поверхности, длиной волны и углом скольжения падающих нейтронов. Как показано ниже наблюдается расхождение полученных экспериментальных результатов с теорией, что не позволило воспользоваться ее результатами. В то же время в работах^{4, 5} наблюдалась экспериментальная зависимость R от степени шероховатости отражающей поверхности для поверхности со степенью чистоты поверхности не хуже 14 класса (среднеквадратичная высота шероховатостей $\sigma \gtrsim 5$ нм). Установление такой корреляции для слабошероховатых поверхностей ($\sigma \sim 0,1$ – 1 нм) сложно, во-первых ввиду малости эффекта, во-вторых в связи с необходимостью определения шероховатости исследуемой поверхности независимым методом.

Настоящая работа основана на использовании глубокой физической общности природы взаимодействия нейтронного и рентгеновского излучений со средой, которая выражается, в частности, в том, что аналогичное явление рассеяния возникает при ПВО рентгеновского излучения. Причем теория дает тот же вид зависимости $J(\theta)$ от параметров поверхности и характеристик падающего излучения⁶, что и в работе³. Рассеяние рентгеновского излучения хорошо изучено экспериментально, и в случае однородных аморфных сред (например стекло) наблюдается хорошая корреляция между характеристиками рассеяния и параметрами шероховатости, измеренными независимым образом^{6, 7}.

В работе экспериментально исследовались индикатрисы рассеяния нейтронного и рентгеновского излучений в случае образцов с малой шероховатостью поверхности, изготовленных из борного стекла; стекла K8; стекла, эмалированного расплавом на жидким олове; поверхности многослойных интерференционных структур (МИС) на подложках из этих стекол.

Существенно, что характеристики излучений и аппаратурные функции были близки. Длина волны в случае нейтронов была равна $\lambda = 1$ нм ($\Delta\lambda/\lambda = 50\%$), в случае рентгеновского излучения — 1,3 нм (характеристическая линия $CuL\alpha$). Полуширины пучков и угловое разрешение в том и другом случае составляли $6 - 9'$. Диапазон углов скольжения в случае нейтронов ограничивался малой величиной критических углов ($20 - 30'$). В случае МИС измерения проводились под углами, соответствующими брэгговскому отражению. Поскольку брэгговские углы значительно больше критического угла для стекла, поверхности МИС могли исследоваться как с внешней стороны, так и со стороны подложки. Поглощение и рассеяние нейтронов в объеме подложки (пробег порядка 5 см) были дополнительными измереными и оказались пренебрежимо малыми.

Рис. 1. Индикатрисы рассеяния нейтронного (\circ) и рентгеновского (Δ) излучений для образца из борного стекла при углах скольжения $30'$ и $27'$ соответственно. (---) — прямой пучок

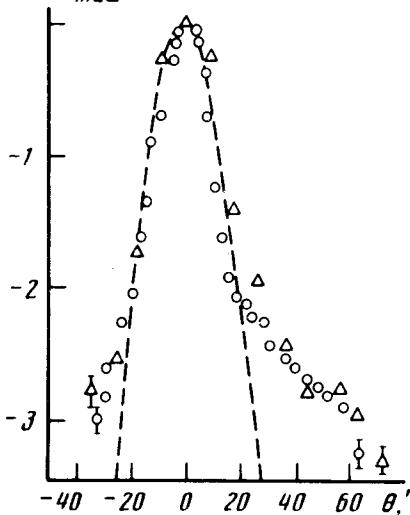


Рис. 1. Индикатрисы рассеяния нейтронного (\circ) и рентгеновского (Δ) излучений для образца из борного стекла при углах скольжения $30'$ и $27'$ соответственно. (---) — прямой пучок

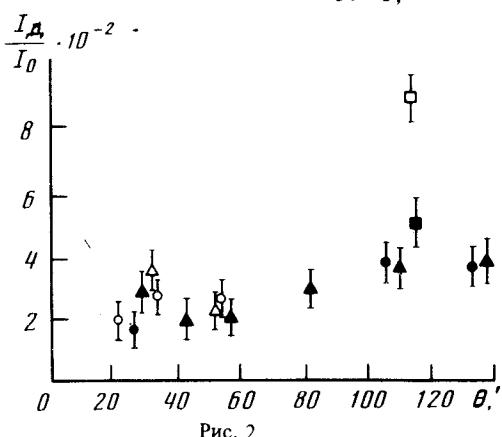


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость I_d/I_0 от θ для рентгеновских и нейтронных измерений. \blacktriangle , \triangle — борное стекло (тгн, \triangle — нейтроны). \bullet , \circ — эмалированное стекло (\bullet — рентген, \circ — нейтроны). \square , \blacksquare — МИС Be-Ti со стороны МИС и подложки, соответственно

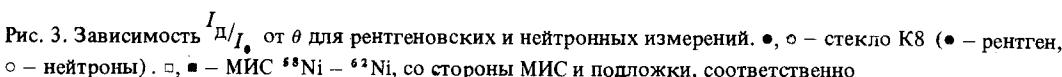


Рис. 3

На рис. 1 показаны в качестве примера индикатрисы рассеяния нейтронов и рентгеновского излучения для борного стекла. На рис. 2 и 3 — зависимости относительной интенсивности диффузного рассеяния, I_d/I_0 (I_d — интегральная интенсивность диффузного рассеяния, I_0 — полная интенсивность отраженного пучка) от угла скольжения θ .

Индикатрисы рассеяния и относительная интенсивность диффузного рассеяния для нейтронов и рентгеновского излучения практически совпадают как для слабо, так и для сильноупо-

глощающих нейтроны стекол (т.е. при различной глубине проникновения нейтронов вглубь среды). Рассеяние нейтронов на МИС с внутренней стороны границы раздела такое же, как и для рентгеновского излучения на поверхности подложки. Отсюда следует вывод, что рассеяние нейтронов, как и рентгеновского излучения связано с шероховатостью поверхности раздела, а не с объемными неоднородностями.

В то же время, наблюдается расхождение экспериментальных данных с теорией рассеяния^{3, 8}. В частности, при малых θ рассеяние оказывается больше, чем следует из теоретической зависимости $I_{\text{д}}/I_0 \sim A\theta$ (A – коэффициент, зависящий от оптических констант материала и корреляционных характеристик поверхности). При больших θ эта зависимость должна переходить в часто используемое на практике соотношение:

$$I_{\text{д}}/I_0 = \left(\frac{4\pi\sigma \sin \theta}{\lambda} \right)^2.$$

Оценка величины σ для данных образцов по рассеянию рентгеновского излучения для $\theta > 120'$ дает $\sigma \cong 0,5 - 0,6$ нм для стекол и $0,7 - 0,8$ нм для МИС. Очевидно, что рассеяние нейтронов столь же чувствительно к шероховатости поверхности, однако обладает дополнительным преимуществом – возможностью наблюдения шероховатости скрытых границ раздела. В случае МИС сравнение интенсивности рассеяния от внешней и внутренней поверхности позволяет судить о росте шероховатости при напылении структуры.

Литература

1. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. И.Н.М., 1965.
2. Айбергенов Т.А., Антонов А.В., Исаков А.И., Микеров В.И. Краткие сообщения по физике, 1979, № 7, с. 30.
3. Steyerl A. Z. Physik, 1972, **254**, 169.
4. Зеленюк Ф.М. Кандидатская диссертация, М., 1978.
5. Зеленюк Ф.М., Степанов С.Б. Отчет МИФИ № 5628401, 1977.
6. Aschenbach B., Bräuninger H., Haslinger G., Trümper J. Proc. SPIE, 1980, **257**, 223.
7. Zombeck M.V., Bräuninger H., Ondrusch A., Predehl P. Proc. SPIE, 1981, **316**, 174.
8. Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В., Якушkin И.Г. ЖЭТФ, 1985, **89**, 2124.