

- [1] Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., 1979. 432 с.
 [2] Yu P. Y., Cardona M. // Sol. St. Comm. 1971. V. 9. N 13. P. 1421—1424.
 [3] Chiaradia P., Cricenti A., Selci S., Chiarotti G. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 13. P. 1145—1147.
 [4] Aspnes D. E., Studna A. A. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 17. P. 1956—1959.
 [5] Берковиц В. Л., Макаренко И. В., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. № 6. С. 1037—1041.
 [6] Кравченко А. Ф., Паханов Н. А., Терехов А. С. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1978. Т. 42. № 6. С. 1191—1195.
 [7] Альперович В. Л., Минаев А. О., Мощенко С. П., Терехов А. С. // ИТЭ. 1988. № 4. С. 172—174.
 [8] Аронов А. Г., Пикус Г. Е. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 3. С. 825—837.
 [9] Альперович В. Л., Белничер В. И., Браславец А. В., Ефавов А. В., Мощенко С. П., Терехов А. С., Энтин М. В. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 10. С. 413—415.
 [10] Львов В. С. // ФТТ. 1967. Т. 9. № 4. С. 1273—1275; Tsitsishvili E. G. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 131. N 1. P. 279—290.

Институт физики полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
27 сентября 1989 г.

УДК 539.122

© Физика твердого тела, том 32, № 3, 1991
Solid State Physics, vol. 32, N 3, 1990

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМОВ НА ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВЕЩЕСТВА

В. И. Глебов, Э. И. Денисов, Н. К. Жеваго

Известно, что в условиях почти полного внешнего отражения рентгеновских фотонов от поверхности глубина их проникновения в вещество резко сокращается. Это приводит к соответствующему подавлению интенсивности вторичных процессов, вызываемых фотонами в веществе, таких, как рентгеновская флуоресценция атомов [1] или выход фотоэлектронов [2]. С другой стороны, интерференция падающей и отраженной волн может приводить к эффекту усиления локального поля на самой поверхности и, таким образом, оказывать влияние на процессы взаимодействия рентгеновского излучения с атомами, находящимися на поверхности вещества, например адсорбатами или тонкими пленками.

В целях обнаружения эффекта усиления локального поля нами был проведен эксперимент, в котором на поверхность полированного кварца наносилась тонкая островковая пленка хрома массовой толщиной $l \approx \approx 6 \cdot 10^{-8}$ г/см² и затем измерялась интенсивность ее рентгеновской флуоресценции в зависимости от угла падения возбуждающего рентгеновского излучения K_{α} линии меди.

На рис. 1 точками представлена измеренная зависимость отношения интенсивности флуоресценции N_f хрома к интенсивности падающего излучения N_0 от угла падения θ . На рис. 2 представлена аналогичная зависимость коэффициента зеркального отражения излучения $R(\theta)$, которая, как показали дополнительные измерения, практически не отличается от $R(\theta)$ для чистой подложки из-за относительно малой толщины напыленной пленки. Интенсивность флуоресценции имеет четко выраженный максимум при угле падения $\theta_1 \approx 0.175^\circ$, который меньше френелевского угла $\theta_c = 0.225^\circ$ для кварца. При угле θ_1 коэффициент отражения составляет около 95%. Мы провели анализ результатов на основе теории локального поля, формирующегося на границе в процессе френелевского

малоуглового отражения излучения [3]. В рамках этой теории шероховатости подложки моделируются переходным слоем толщиной a . Как показано в [3, 4], приближение переходного слоя с подходящим профилем адекватно описывает процесс малоуглового отражения от поверхностей с частыми и мелкими шероховатостями, которые характерны для полированных поверхностей.

В предположении, что массовая толщина напыленного вещества достаточно мала, чтобы не влиять на процесс отражения, и распределена в переходном слое по закону $\rho(z)$, число фотонов флуоресценции N_f ,

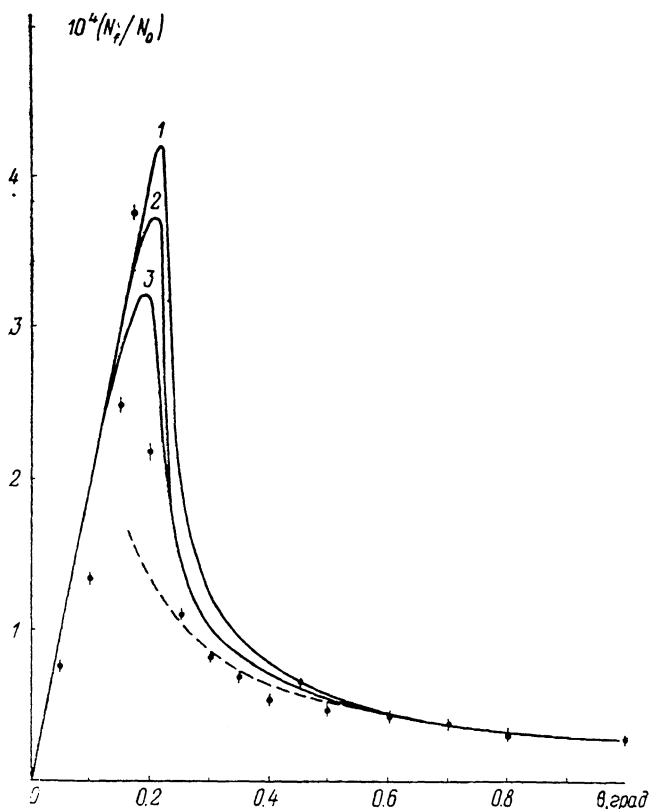


Рис. 1.

регистрируемых детектором, может быть представлено в виде $N_f = N_0 P_K \Omega / 4\pi$, где P_K — относительная вероятность радиационного распада вакансий в K -оболочке хрома, $\Omega/4\pi$ — относительный телесный угол регистрации фотонов. Число вакансий определялось формулой

$$N_v = N_0 \frac{\mu_K}{\sin \theta} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z) \left| \frac{E(z, \theta)}{E_0} \right|^2 dz, \quad (1)$$

где μ_K — массовый коэффициент фотопоглощения электронами K -оболочки хрома, $E(z, \theta)/E_0$ — отношение амплитуд локального и падающего полей на глубине z [3]. При углах падения θ , значительно превышающих френелевский, эффектом усиления локального поля можно пренебречь [3], и в результате получаем

$$N_f = N_0 P_K \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\mu_K \rho_0 l}{\sin \theta}, \quad (2)$$

что соответствует штриховой кривой на рис. 1. Сплошными кривыми представлены расчеты N_f/N_0 с помощью (1), где $\rho(z) = (\rho_0 l / 4a) \operatorname{ch}^{-2}(z/a)$, ρ_0 — плотность сплошного хрома, l — условная толщина (при условии, что слой сплошной) напыленного слоя. Для величины локального поля $E(z, \theta)$ использовалось выражение, полученное в [3]. Кривая 1 соответствует параметру шероховатости $a=0$, кривая 2 — $a=100$, кривая 3 — 200 \AA . Кривые на рис. 2 иллюстрируют коэффициент отражения [3] для параметров шероховатости $a=10$ (1) и $a=50 \text{ \AA}$ (2). В целом расчеты согласуются с результатами эксперимента. Отличия в положении и ширине пика флуоресценции как функции угла падения возникают, по-видимому, из-за другого, чем предполагалось, распределения атомов

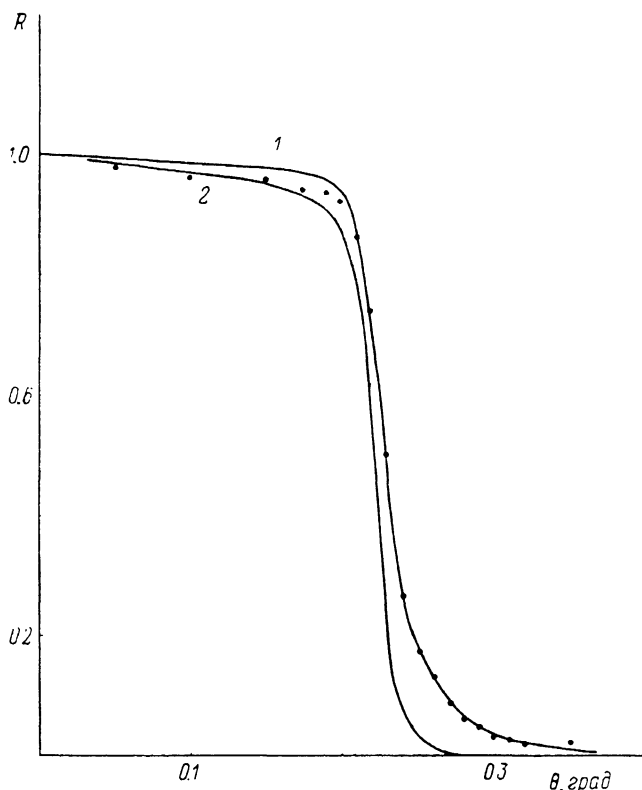


Рис. 2.

хрома по глубине, а также из-за ограниченности использованной модели поверхности.

Таким образом, эффект усиления рентгеновской флуоресценции атомов, находящихся на поверхности раздела двух сред в условиях малоуглового зеркального отражения падающего излучения, проявляется в сравнительно узком интервале углов падения вблизи френелевского угла. В этом интервале углов вторичные эффекты, связанные с излучением подложки, оказываются существенно подавленными (см. также [1, 6]) из-за малой глубины проникновения ($\sim 10 \div 100 \text{ \AA}$) излучения в подложку. В результате можно значительно повысить чувствительность метода рентгеновской флуоресценции для элементного анализа сверхтонких пленок и различных адсорбатов на сравнительно ровных поверхностях. Используя обычную рентгеновскую трубку и детектор NaI с энергетическим разрешением 60 %, в одном из экспериментов нам удалось обнаружить сигнал от слоя хрома толщиной $5 \cdot 10^{-9} \text{ г/см}^2$ на фоне излучения подложки. Используя твердотельный детектор с более высоким энергетическим разрешением и достаточно большим телесным углом регистрации фотонов,

а также синхротронное излучение в качестве источника фотонов, можно надеяться обнаружить сигнал от слоя с еще меньшей массовой толщиной 10^{-10} г/см².

Список литературы

- [1] Becker R. S., Golovchenko J. A., Patel J. K. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. N 3. P. 153—156.
- [2] Соломин И. К., Круглов М. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 2. С. 519—523.
- [3] Глебов В. И., Денисов Э. И., Жеваго Н. К., Пшонкин Ю. Н., Циноев В. Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 9. С. 1785—1792.
- [4] Бовдаренко И. В., Елисеенко Л. Г., Романова Л. С. // Поверхность. 1989. № 6. С. 55—60.
- [5] Lida A., Gohshi Y. // Jpn. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 11. P. 1543—1544.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
16 мая 1989 г.
В окончательной редакции
2 октября 1989 г.