

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДЛИНЫ ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
ПО ОРИЕНТАЦИОННЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ
ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л.И. О г н е в

Имеющиеся в настоящее время данные по длинам деканалирования $l_{1/2}$ релятивистских электронов с энергией 4–54 МэВ в монокристаллах Si , Ge , W и других веществ получены по интенсивности излучения в режиме каналирования выбором кристаллов различной толщины [1–3]. Неодинаковость свойств различных кристаллов приводит к значительной ошибке в определении $l_{1/2}$ этим методом. Метод наведенной радиоактивности, повышающейся при близких столкновениях ультрарелятивистских электронов с атомами в режиме каналирования [4], требует послойного стравливания облученного кристалла с целью радиационной дозиметрии и неприменим в случае релятивистских электронов, т.к. $l_{1/2}$ в этом случае слишком мала для корректного выполнения процедуры. Новые возможности определения длин деканалирования релятивистских электронов открывает анализ ориентационных зависимостей выхода характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) с учетом его поглощения в среде.

В борновском приближении с учетом усреднения по тепловым колебаниям атомов с координатой $\vec{\rho}$, распределенной по закону $P(\vec{\rho})$, сечение неупругого рассеяния релятивистского электрона с возбуждением К-оболочки атома имеет вид [5]:

$$\bar{\sigma}_n = \frac{\hbar^2 m_e^2 e^4}{4\pi^2 \hbar^4} \int d\vec{\rho} P(\vec{\rho}) \int_{\mathcal{R}} d\Omega' \frac{k'}{k} \times \left\{ \sum_n |C_n(\mathcal{Z})|^2 S_n S_n^* + \sum_n \sum_{n'} C_n(\mathcal{Z}) C_{n'}^*(\mathcal{Z}) S_n S_{n'}^* \right\}, \quad (1)$$

где

$$S_n = \int \sum_{\alpha=1}^Z \varphi_n(\vec{r} + \vec{\rho}) \exp[-i(\vec{k}' - \vec{k}) \cdot \vec{r}] \times \psi_0(\vec{r}_\alpha) \psi_n^*(\vec{r}_\alpha) |\vec{r} - \vec{r}_\alpha|^{-1} d\tau d\vec{r},$$

C_n - коэффициенты разложения амплитуды волновой функции каналированного электрона по собственному базису $\{\varphi_n\}$ [1],

$$\varphi(\vec{r}, \vec{z}) = \sum_n C_n(\vec{z}) \varphi_n(\vec{r}),$$

\vec{k} и \vec{k}' - значения исходного и конечного значения волнового вектора налетающего электрона, рассеянного в элемент телесного угла $d\Omega$; $d\tau$ и \vec{r}_α - элемент конфигурационного пространства и координаты каждого из Z электронов атома; $\psi_0(\vec{r}_\alpha)$ и $\psi_n(\vec{r}_\alpha)$ - начальное и конечное состояния атома; γm_e - релятивистская масса электрона. Черта над $C_n C_n^*$ соответствует усреднению по статистике волновой функции электрона в кристалле.

При рассмотрении ионизации K -оболочки атома можно учесть, что область локализации $\psi_0(\vec{r}_\alpha)$ имеет размеры a_B/Z , меньшие, чем область локализации волновой функции каналированного релятивистского электрона в низшем состоянии, заселяемом при влете в кристалл под малым углом к плоскости [1]:

$$\psi_0(x) \approx (m_e \gamma \omega / \hbar \omega)^{1/4} \exp[-x^2(m_e \gamma \omega / 2\hbar)],$$

где

$$\omega^2 = \left[\partial^2 U / \partial x^2 \right] \Big|_{x=0} / m_e \gamma,$$

$U(x)$ - усредненный потенциал плоскостного канала. Поэтому можно положить

$$\bar{\sigma}_n \approx \sigma_{n0} \int \rho(\vec{\rho}) |\varphi(\vec{\rho})|^2 d\vec{\rho}, \quad (2)$$

где σ_{n0} - сечение неупругого рассеяния на отдельном атоме в неориентированной мишени. Для расчетов $\varphi(x, \vec{z})$ использовалось прямое численное интегрирование уравнения Шредингера [6, 7] для волновой функции каналированного электрона. Деканалирование электронов при движении в усредненном потенциале $U(x)$ кристалла моделировалось введением „мнимого потенциала“ [8] $(1+i\beta)U(x)$.

Интенсивность ХРИ, выходящего из кристалла под углом θ к входной (передней) поверхности, равна

$$I(\alpha, \mu') = N \bar{\sigma}_\alpha \int d\vec{z} \exp(-\mu' z) \int |\varphi(\alpha, \vec{\rho}, \vec{z})|^2 \rho(\vec{\rho}) d\vec{\rho}, \quad (3)$$

$$\mu' = \mu / \sin \theta,$$

где $\bar{\sigma}_\alpha$ - сечение испускания ХРИ при ионизации K -оболочки атома релятивистским электроном в аморфной мишени; N - плотность атомов в кристалле; μ - коэффициент поглощения ХРИ вблизи K -края; α - угол влета электрона по отношению к плоскости каналирования.

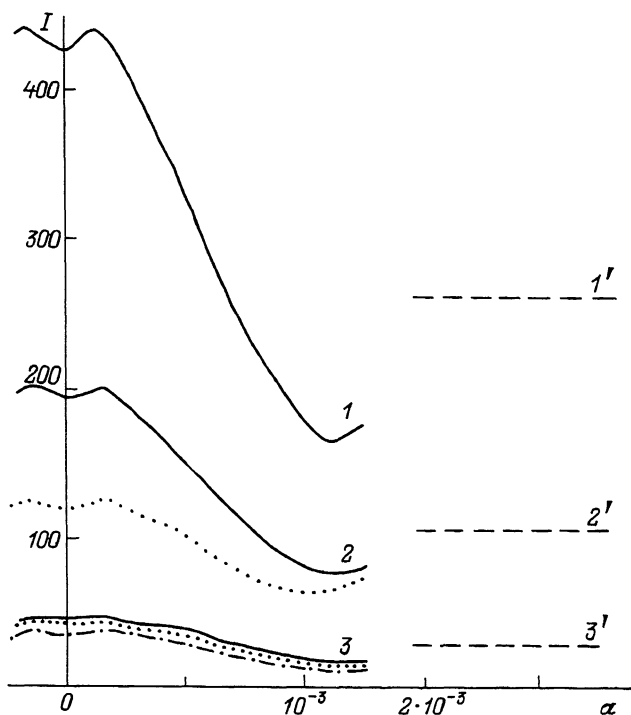


Рис. 1. Ориентационная зависимости выхода ХРИ (в произвольных единицах) от угла влета α электронов с энергией 20 МэВ в кристалл кремния по отношению к плоскости (100). Кривая 1 соответствует эффективной глубине поглощения $\sin \theta / \mu = 5$ мкм, кривые 2, 3 – 2 и 0.5 мкм. Сплошными кривыми приведены зависимости без учета деканализирования, точечная и штрих-пунктирная кривые соответствуют $Z_{1/2} \approx 3$ и 1.5 мкм. Штриховые линии справа – выход ХРИ в аморфной мишени.

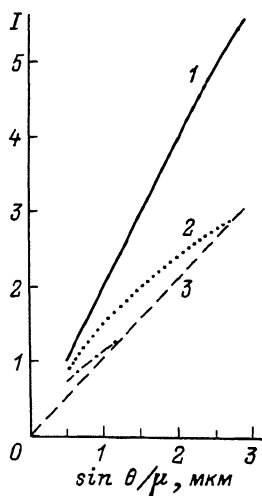


Рис. 2. Зависимости выхода ХРИ (в произвольных единицах) при прохождении электронов с энергией 20 МэВ через монокристалл кремния от эффективной глубины поглощения излучения $\sin \theta / \mu$ [мкм].

Зависимости $I(\alpha, \mu')$ от входного угла α при значениях эффективной длины поглощения $(\mu')^{-1} = 5, 2$ и 0.5 мкм для электронов с энергией 20 МэВ, влетающих в кристалл кремния под углом α к плоскостям $Si(110)$, приведены на рис. 1 для различных значений параметра β . Штриховыми линиями справа приведен выход ХРИ в неориентированной мишени. Вблизи К-края поглощения $\mu' = 15$ мкм, поэтому углы регистрации $\theta \approx 40^\circ$.

Зависимости выхода ХРИ от эффективной длины поглощения $(\mu')^{-1} = \sin \theta / \mu$ при влете электронов в кристалл параллельно плоскости $Si(110)$ приведены на рис. 2 для различных длин деканалирования. Штриховой линией приведено излучение в неориентированном кристалле (в произвольных единицах), кривая 1 соответствует отсутствию деканалирования, кривые 2 и 3 соответствуют длинам деканалирования $L_{1/2} \approx 3$ и 1.5 мкм. Характер приведенных зависимостей показывает, что для определения $L_{1/2}$ достаточно проследить выход ХРИ до значения $(\mu')^{-1}$, когда излучение в неориентированной мишени приближается к выходу ХРИ в кристалле.

В заключение отметим, что зависимости выхода ХРИ от угла влета электронов в кристалл могут быть использованы для ориентации кристаллических мишеней по электронному пучку.

Л и т е р а т у р а

- [1] Andersen J.U., Eriksen K.R., Laegsgaard E. - Physica Scripta, 1981, v. 24, N 3, p. 588-600.
- [2] Pantell R.H., Swent R.L., Datz S., Alguard M.J., Berman B.L., Bloom S.D. - IEEE Trans. on Nuclear Science, 1981, v. NS-28, N 2, p. 1152-1155.
- [3] Beezhold W., Sanford T.W.L., Park H., Kephart J.O., Klein R.K., Pantell R.H., Berman B.L., Datz S. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1985, v. 30, N 3, p. 374.
- [4] Антипенко А.П., Болдышев В.Ф., Касилов В.И., Лапин Н.И., Маслов Н.И., Ногова В.И., Трутень В.И., Шульга Н.Ф., Шербаков С.Ф. - ДАН СССР, 1986, т. 291, № 3, с. 589-591.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., 1963, с. 625.
- [6] Feit M.D., Fleck J.A.Jr. - Appl. Opt., 1978, v. 17, N 24, p. 3990-3998.
- [7] Дабагов С.Б., Огнев Л.И. - ЖТФ, 1988, т. 58, в. 2, с. 256-264.
- [8] Оцуки Ё. -Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 280 с.