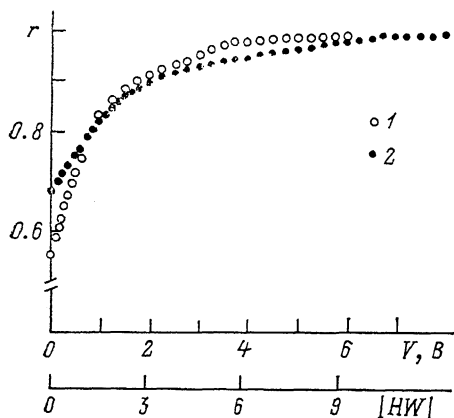


РЕАЛИЗАЦИЯ ПЕРЕХОДА ОТ ДИНАМИЧЕСКОГО К КИНЕМАТИЧЕСКОМУ РЕЖИМУ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ГЕОМЕТРИИ БРЭГГА НА КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ, ИСКАЖЕННОМ УЛЬТРАЗВУКОМ

В. И. Хрупа, И. Р. Энтин, Л. И. Даценко

Важной задачей физики рассеяния рентгеновских лучей (РЛ) неидеальными кристаллами является изучение закономерностей перехода от динамического к кинематическому режиму дифракции [1]. Впервые такая задача была решена для случая упругого изгиба кристалла [2, 3]. Возможность перехода интегральной отражающей способности (ИОС) R_i кристалла к кинематическому пределу с ростом степени структурных искажений или порядка рефлекса при лауэ-дифракции РЛ экспериментально



показана на примере образцов кремния, содержащих однородно распределенные в объеме дислокации [4] или протяженный по глубине нарушенный приповерхностный слой [5].

Широкие возможности для изучения на модельных объектах перехода R_i

Амплитудная зависимость нормализованной на максимальное значение интегральной интенсивности рефлекса $999 r = R_i(W)/R_i^{\#}$.

Ag $K_{\alpha 1}$ излучение, $\nu_s = 29.072$ МГц; 1, 2 — исходное состояние образца и после термообработки 2 ч (850 °С) соответственно.

к кинематическому пределу представляет случай периодических деформационных полей, создаваемых ультразвуковыми колебаниями (УЗК) решетки. В [6, 7] для геометрии Лауэ рассчитаны зависимости R_i от амплитуды W ультразвука для разных случаев соотношения параметров λ_s и Λ (λ_s — длина волны УЗК, Λ — длина экстинкции РЛ) и сформулирован критерий перехода ИОС к кинематическому пределу

$$|H \cdot W| > (\pi T / \Lambda)^2, \quad (1)$$

где H — величина вектора обратной решетки, T — толщина образца.

Экспериментальная проверка характера зависимости $R_i(W)$ и условия (1) для случая коротковолновых ($\lambda_s < \Lambda$) сдвиговых колебаний выполнена в [8], где реализован переход R_i к кинематическому пределу при лауэ-дифракции РЛ на кристалле кремния. В [8] также рассмотрен вопрос влияния на характер зависимости $R_i(W)$ структурных дефектов. Представляет интерес выяснение аналогичных вопросов для случая дифракции РЛ в геометрии Брэгга.

В настоящей работе реализован переход ИОС к кинематическому пределу для случая коротковолновых УЗК при дифракции РЛ в геометрии Брэгга на кристалле кремния, а также рассмотрено влияние на зависимость $R_i(W)$ структурных дефектов.

Анализ экспериментальных условий [8] показал, что для достижения кинематического предела при небольших W регистрацию зависимостей $R_i(W)$ следует проводить для более чувствительных к степени искажений кристалла рефлексов высоких порядков. Поэтому в настоящей работе использовался рефлекс 999 ($A_7K_{\alpha 1}$ излучение). Интегральная интенсивность отраженного пучка измерялась детектором с широко открытым окном. Образцы бездисло-

кационного кремния, полученного методом Чохральского, были приготовлены в виде плоскопараллельных пластин толщиной 15 мм, диаметром 40 мм. Для создания дефектной структуры образцы отжигались 2 ч при 850 °С. Известно [9], что при такой термообработке образуются дефекты типа кластеров и дислокационных петель. Пьезопреобразователь из ниобата лития возбуждал в образце колебания сдвига с вектором поляризации, параллельным вектору дифракции. Волновой вектор был ориентирован параллельно плоскости поверхности образца (111). Частота колебаний $\nu_s = 29.072$ МГц соответствовала механическому резонансу образца. В этом случае выполнялось условие $\lambda_s \ll \Lambda$. Калибровка абсолютных значений амплитуды смещений W в совершенном кристалле проводилась методом [7] по наклону линейной участка зависимости ИОС от величины подаваемого на пьезопреобразователь высокочастотного напряжения V . Для несовершенного образца амплитуда УЗК подбиралась таким образом, чтобы относительный прирост ИОС для слабо чувствительного к наличию дефектов рефлекса 333 был такой же, как в совершенном кристалле. Расчет величины отношения ИОС для кинематического R_i^k и динамического R_i^D режимов дифракции ($\Gamma = R_i^k/R_i^D$) осуществлялся по формулам [10] с учетом двух состояний поляризации РЛ.

На рисунке показаны результаты измерений амплитудной зависимости ИОС в наиболее совершенном (по данным метода [11]) участке исходного образца, а также после его термообработки. Видно, что в первом случае, так же как и в геометрии Лауэ [8], на экспериментальной кривой наблюдаются участки линейной и корневой зависимости. При больших амплитудах колебаний значения ИОС достигают насыщения, соответствующего переходу к кинематическому режиму дифракции. В пользу такого перехода свидетельствует факт хорошего согласия вычисленного значения Γ с экспериментальным $\Gamma = 1.8$. Из графика также видно, что переход ИОС к кинематическому пределу происходит при значениях $|H \cdot W| > 3$, что хорошо соответствует условию (1), если в правой части неравенства заменить толщину образца T длиной поглощения РЛ μ^{-1} (μ — линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения).

В образце, прошедшем термообработку, произошло существенное уменьшение величины Γ ($\Gamma = 1.45$) за счет увеличения исходного значения R_i для невозбужденного кристалла. Кроме того, наблюдается заметное ослабление влияния УЗК на ИОС. Однако и в этом случае при несколько больших напряжениях на пьезопреобразователе ИОС выходит на уровень насыщения, соответствующий переходу к кинематическому пределу. Подобные эффекты ослабления влияния на R_i деформаций при введении в объем структурных дефектов были установлены ранее в геометрии Лауэ [12, 13]. Качественно они могут быть объяснены уменьшением в неидеальном кристалле когерентной компоненты ИОС вследствие уменьшения структурного фактора решетки и дополнительных потерь энергии РЛ при диффузном рассеянии на дефектах [9]. Для количественного описания указанных закономерностей требуется проведение соответствующих теоретических исследований.

Из полученных данных следует возможность определения степени структурного совершенства кристаллов по величине отклонения экспериментального значения Γ от ожидаемого для идеального образца Γ_0 . Действительно, в рамках рассмотрения [14] получим простое выражение $2L = (\Gamma_0 - \Gamma)/\Gamma(\Gamma_0 - 1)$, позволяющее рассчитать величину статического фактора Дебая—Валлера L на основании измеренного параметра Γ . В данном случае ($\Gamma_0 = 1.81$, $\Gamma = 1.45$) определенное таким образом значение $L_{999} = 0.15$ удовлетворительно согласуется (в рамках допущения $L \sim H^2$) с результатами [15, 16], полученными независимыми методами для кристаллов термообработанного кремния.

Резюмируя полученные результаты, отметим следующее. Для рефлекса 999 (AgK_{α_1}) в совершенном кристалле кремния, акустически возбужденном сдвиговыми УЗК ($\lambda_s \ll \Lambda$), реализован переход от динамического к кинематическому режиму дифракции РЛ. Характер зависимости $R_i(W)$ в случае Брэгга подобен установленному ранее [8] для геометрии Лауэ в условиях слабого поглощения РЛ. Введение в кристалл структурных дефектов приводит к существенному уменьшению величины $\Gamma = R_i^k/R_i^D$ вследствие увеличения исходного значения R_i^D для невозбужденного кристалла, а также к ослаблению влияния

на ИОС ультразвуковых деформаций. Это обстоятельство может быть использовано для определения в рентгеноакустическом эксперименте величины статического фактора Дебая—Валлера.

Список литературы

- [1] *Иверонова В. И., Ревкевич Г. П.* Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., 1972. 246 с.
- [2] *Chukhovskii F. N., Petrashen P. V.* // Acta Cryst. (a). 1977. Vol. 33. N 2. P. 311—319.
- [3] *Petrashen P. V., Kislovskii E. N.* // Phys. St. Sol. (a). 1979. Vol. 56. N 2. P. 663—667.
- [4] *Khrupa V. I., Nikolaev V. V., Skorokhod M. Ya.* // Phys. St. Sol. (a). 1989. Vol. 116. N 2. P. K141—K145.
- [5] *Николаев В. В., Хрупа В. И., Скороход М. Я., Григорьев Д. О.* // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 2. С. 68—74.
- [6] *Kohler R., Mohling W., Peibst H.* // Phys. St. Sol. (b). 1973. Vol. 56. N 1. P. K21—K23.
- [7] *Entin I. R.* // Phys. St. Sol. (a). 1988. Vol. 106. N 1. P. 25—30.
- [8] *Даценко Л. И., Засимчук В. И., Хрупа В. И., Энтин И. Р.* // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 6. С. 56—59.
- [9] *Даценко Л. И., Молодкин В. Б., Осинковский М. Е.* Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами. Киев: Наукова думка, 1988. 198 с.
- [10] *De Marco J. J., Weiss R. J.* // Acta Cryst. 1965. Vol. 19. N 1. P. 68—72.
- [11] *Осинковский М. Е., Хрупа В. И., Николаев В. В., Скороход М. Я.* // Металлофизика. 1988. Т. 11. № 3. С. 62—67.
- [12] *Хрупа В. И., Кисловский Е. Н., Даценко Л. И.* // Металлофизика. 1980. Т. 2. № 4. С. 55—59.
- [13] *Даценко Л. И., Хрупа В. И., Энтин И. Р.* // УФЖ. 1990. Т. 35. № 4. С. 591—593.
- [14] *Dederichs P. H.* // Phys. Rev. (b). 1971. Vol. 4. N 4. P. 1041—1050.
- [15] *Даценко Л. И., Хрупа В. И., Скороход М. Я.* и др. // Металлофизика. 1987. Т. 9. № 1. С. 65—71.
- [16] *Хрупа В. И., Энтин И. Р.* // Тез. докл. Всесоюз. науч. семинара «Математическое моделирование и применение явлений дифракции». М., 1990. С. 77.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
20 июня 1990 г.

В окончательной редакции
28 ноября 1990 г.

07

Журнал технической физики, т. 61, в. 8, 1991

© 1991 г.

ДИФРАКЦИОННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МОД В ГИБРИДНЫХ ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

П. А. Солана, Ю. П. Удоев

Влияние высокопреломляющей диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность обычного планарного оптического волновода (ПОВ), на коэффициент связи взаимодействующих мод в процессе дифракции на решетке показателя преломления несущего слоя исследовано ранее в работе [1] применительно к решеткам, индуцированным акустическими поверхностными волнами (АПВ). При этом анализ [1] был ограничен случаем малой толщины пленки, когда ее наличие приводит только к изменению пространственного распределения полей уже существующих в исходном ПОВ мод, и дополнительно предполагалось, что наносимая пленка не обладает фотоупругим и электрооптическим эффектами, т. е. является пассивной. В связи с разработкой активных элементов, сформированных на ограниченных участках пассивных «транспортных» ПОВ [2], нами был рассмотрен другой практически интересный случай гибридного ПОВ, когда чувствительной к управляющему воздействию является только наносимая пленка, причем толщина этой пленки не ограничивалась, а механизм управляющего воздействия не обязательно связывался с АПВ: