

полировки нарушенного слоя  $\Gamma$  на поверхности кристалла, что приводит одновременно с занижением  $n$  к завышению показателя экстинкции  $[10]$ .

Коэффициент отражения, рассчитанный из формулы

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

с использованием эллипсометрических данных, хорошо согласуется с экспериментальными данными  $R(h\omega)$  для тех же кристаллов  $\text{CuInS}_2$  (рис. 1).

Таким образом, спектры отражения и эллипсометрические данные показывают, что на естественной грани  $\{112\}$  кристалла  $\text{CuInS}_2$  существует тонкий окисный слой, а в результате механической полировки образуется дополнительно нарушенный слой. В области края поглощения  $\text{CuInS}_2$  наблюдается резкий пик отражения, который для естественной грани кристалла может быть связан с существованием экситонов. Для свежеполірованной зеркальной поверхности характерны более высокий коэффициент отражения и комплексный показатель преломления  $N=2.55-i 0.59$ .

### Литература

- [1] Мильвидский М. Г. Полупроводниковые материалы в современной электронике. М.: Наука, 1986. 144 с.
- [2] Zweibel K., Mitchell R., Hermann A. 18th IEEE Photovolt. Spec. Confer., Las Vegas, Nev., Oct. 21—25, 1985. New York, 1985. p. 1393—1398.
- [3] Hsu T. M., Fan S. F., Hwang H. L. Phys. Lett., 1983, v. 99A, N 5, p. 255—257.
- [4] Barradas R. T., Gonzalez J., Rincon C. Phys. Stat. Sol. (b), v. 118, N 2, p. K103—K106.
- [5] Turowski M., Kisiel A., Tomlinson K. D. Nuovo Cimento D (Italy), 1983, v. 2D, ser. 1, N 6, p. 2064—2068.
- [6] Shay J. L., Wernick J. H. Ternary Chalcopyrite Semiconductors: Growth, Electronic Properties and Applications. Pergamon Press. Oxford. New York, 1975. 244 p.
- [7] Rincon C., Gonzalez J., Perez G. S. Solid State Commun., 1983, v. 48, N 12, p. 1001—1002.
- [8] Кардона М. Модуляционная спектроскопия. М.: Мир, 1972. 416 с.
- [9] Медведкин Г. А., Амбраязицус Г. А., Яковенко А. А. Поверхность, 1987, № 2, с. 81—87.
- [10] Свиташева С. Н., Свиташев К. К., Семенов Е. В., Васильев А. Г. Поверхность, 1983, № 12, с. 64—71.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
2 сентября 1987 г.

УДК 548.732

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

## НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В УСЛОВИЯХ АСИММЕТРИЧНОЙ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ С РАВНОМЕРНО РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

В. А. Бушугев

Неупругое рассеяние (НР) при дифракции рентгеновских лучей в совершенных кристаллах характеризуется рядом важных особенностей, связанных с тем, что в результате когерентной суперпозиции падающей и отраженной волн в кристалле формируется стоячая рентгеновская волна  $[1-7]$ . Угловая зависимость неупругого комптоновского (КР) и теплового диффузного (ТДР) рассеяния определяется пространственной структурой стоячей волны, распределением электронной плотности и особенностями глубины проникновения  $l(\Delta\phi)$  поля в кристалл.

В области полного отражения величина  $l(\Delta\phi)$  спадает от  $l_\phi = \gamma_0/\mu$  до глубины экстинкции  $L_e$ , что проявляется в виде резкого провала в угловой зависимости НР ( $\mu$  — линейный коэффициент поглощения,  $\gamma_0$  — косинус угла падения). При меньших углах скольжения в геометрии Брэгга реализуется аномально глубокое проникновение  $l > l_\phi$  рентгеновских лучей в кристалл, так как поле в этом случае сосредоточено между атомными плоскостями и фотопоглощение ослаблено. Поскольку основной вклад в КР и ТДР дают разные группы

электронов (слабо и сильно связанные соответственно), то аномальное проникновение должно по-разному сказываться на кривых выхода НР. Глубина проникновения и, что более существенно, эффективность интерференции каналов НР зависят от типа и концентрации дефектов структуры, что отражается на форме кривых выхода НР  $\kappa(\Delta\vartheta)$ . Ясно поэтому, что измерение угловой зависимости  $\kappa(\Delta\vartheta)$  можно использовать для исследования структурного совершенства кристаллов.

В настоящей работе рассмотрено влияние статического фактора Дебая—Валлера, обусловленного дефектами структуры, на кривые выхода НР и предложен метод исследования таких кристаллов по данным НР вдали от узлов обратной решетки. Ранее НР рассматривалось лишь в совершенных кристаллах [1-7]. Совершенство толстых кристаллов с  $\mu t \leq 30$  определяется обычно по интегральным характеристикам аномального прохождения в геометрии Лауэ (см. обзор [8]) и толщиной зависимостям интенсивности Лауэ-отражения [9]. В работе [10] обнаружена чувствительность к дефектам интенсивности аномально прошедшего сквозь кристалл пучка в асимметричной геометрии Брэгга, однако этот метод также ограничен толщинами  $\mu t \leq 20$ . В настоящей работе показано, что исследование совершенства припо-

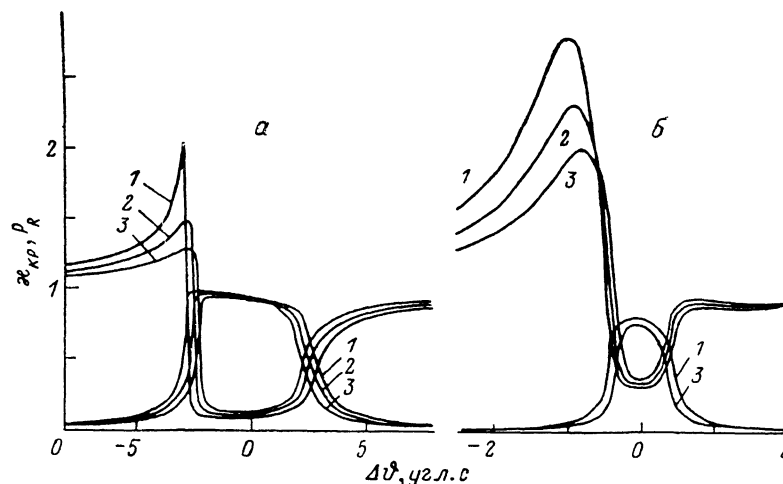


Рис. 1. Угловые зависимости интенсивности КР и кривые дифракционного отражения в симметричном (а) и асимметричном (б) случаях брэгговской дифракции.

верхностных слоев в области  $z \leq l_\phi$  более толстых образцов возможно только по кривым выхода НР с передней поверхности кристалла, что представляет интерес для контроля массивных полупроводниковых слитков.

Нормированная на интенсивность НР вдали от области отражения кривая выхода НР определяется следующим выражением [6]:

$$\kappa(\Delta\vartheta) = [1 + b |R|^2 \beta_h + 2E \sqrt{b} \operatorname{Re}(R\beta_{0h})] \frac{\mu/\gamma_0 + \mu'/\gamma'}{\mu_e + \mu'/\gamma'} \quad (1)$$

где

$$R = (-y \pm \sqrt{y^2 - 1}) \sqrt{\frac{\chi_h}{\chi_{\bar{h}}}}, \quad \mu_e = \frac{\mu}{\gamma_0} \left[ 1 + \frac{CE \sqrt{b}}{\chi_{0i}} \operatorname{Im}(R\chi_{\bar{h}}) \right],$$

$$y_r = \frac{\Delta\vartheta \sqrt{b} \sin 2\vartheta_B}{CE |\chi_{hr}|}, \quad y_i = \frac{\chi_{0i}}{CE |\chi_{hr}|} \left( \frac{1+b}{2\sqrt{b}} + y_r CE \varepsilon_h \right),$$

$R$  — амплитудный коэффициент отражения;  $y = y_r + iy_i$ ;  $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_B$ ;  $\mu'$ ,  $\gamma'$  — коэффициент поглощения и косинус угла выхода НР;  $\mu_e$  — интерференционный коэффициент поглощения;  $b = \gamma_0/|\gamma_h|$  — фактор асимметрии;  $\varepsilon_h = \chi_{hi}/\chi_{0i}$ ;  $\chi_{hr}$  и  $\chi_{hi}$ ,  $\chi_{0i}$  — действительная и мнимые части фурье-компонент поляризуемости;  $C$  — поляризационный фактор;  $E$  — статический фактор (тепловой фактор  $E_T$  включен в  $\chi_h$ ). Считается, что дефекты распределены равномерно. Параметры  $\beta_h = \rho_h/\sigma_0$  и  $\beta_{0h} = \sigma_{0h}/\sigma_0$  [определяются сечениями НР  $\sigma_0$  и  $\sigma_h$  проходящего и отраженного пучков, а также интерференционным сечением  $\sigma_{0h}$ . В случае КР  $\sigma_{0h}$  имеет вид [6, 11]

$$\sigma_{0h} = \sum_n \left[ f^{(n)}(\mathbf{h}) - \sum_{ij} f_{ij}^{(n)}(S_0) f_{ij}^{(n)*}(S_0 - \mathbf{h}) \right] E_T^{(n)} e^{i\mathbf{h}r_n} \quad (2)$$

где  $f^{(n)}(\mathbf{h})$  — атомный фактор;  $f_{ij}^{(n)}$  — форм-факторы электронных оболочек;  $S_0 = \mathbf{k}' - \mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}'$  и  $\mathbf{k}_0$  — волновые векторы неупруго рассеянного и падающего излучений соответственно;  $\mathbf{h}$  — вектор дифракции;  $\mathbf{r}_n$  — координаты атомов в элементарной ячейке.

Глубина проникновения  $l$  ( $\Delta\vartheta = 1/\mu_e$ ) достигает максимума  $l_a$  при условии  $y_i = 0$ . В резко асимметричном случае ( $b \gg 1$ ) области экстинкционного ослабления и аномального прохождения значительно смещены (см. обсуждение в [6, 7, 12, 13]). Это приводит к сдвигу пика когерентного КР относительно кривой отражения, увеличению его интенсивности и повышению чувствительности кривых выхода к величине  $E$  в слое  $z \leq l' = \gamma'/\mu'$ . На рис. 1, 2 приведены кривые выхода КР и ТДР в симметричном ( $b=1$ ) и резко асимметричном ( $b=40$ ) случаях для ряда значений фактора  $E$ : 1 (1), 0.9 (2), 0.8 (3). Расчет по формулам (1), (2) проведен для отра-

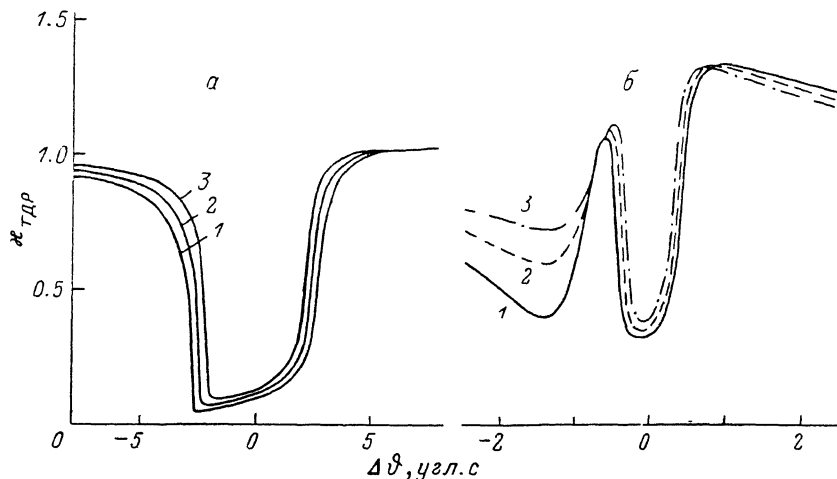


Рис. 2. Угловые зависимости интенсивности ТДР в симметричной (а) и асимметричной (б) геометриях дифракции.

жения (220)  $\sigma$ -поляризованного излучения  $\text{Cu } K_{\alpha}$  в кремнии. Направление регистрации  $\mathbf{k}' \parallel \mathbf{h}$ . Сечения КР вычислялись с использованием хартри-фоковских значений  $f_{ij}$  для ионного остова  $\text{Si}^{+4}$  [14] и равномерно распределенных валентных электронов, что дает  $\beta_h = 0.76$ ,  $\beta_{0h} = 0.29$ . Для ТДР  $\beta_h = 0.85$ ,  $\beta_{0h} = 0.83$  [6] и явление аномального проникновения не играет заметной роли в силу компенсации интерференционного члена в (1). В симметричной геометрии  $L_e = 2$  мкм,  $l_a = 100$  мкм, а в асимметричной соответственно 0.58 и 660 мкм. В обоих случаях глубина выхода НР  $l' \approx 70$  мкм. Отметим, что для флуоресценции  $\beta_h = 1$ ,  $\beta_{0h} = \epsilon_h$  и (1) совпадает с соответствующими выражениями, приведенными в [12, 13].

Из рис. 1, 2 видно, что кривые дифракционного отражения  $P_R = |R|^2$  весьма слабо зависят от фактора  $E$ , в то же время кривые выхода НР, особенно в асимметричном случае, претерпевают значительные изменения. Таким образом, исследование НР в кристаллах с дефектами открывает новые возможности в изучении совершенства толстых ( $\mu t \geq 30$ ) кристаллов на достаточно больших глубинах  $l' \gg L_e$ , что недоступно для традиционных рентгendifракционных методов.

### Литература

- [1] Annaka S., Kikuta S., Kohra K. J. Phys. Soc. Japan, 1966, v. 21, N 8, p. 1559—1564.
- [2] Golovchenko J. A., Kaplan D. R., Kincaid B. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, N 22, p. 1454—1457.
- [3] Schulke W., Bonse U., Mourikis S. Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, N 17, p. 1209—1212.
- [4] Afanas'ev A. M., Azizian S. L. Acta Cryst., 1981, v. A37, N 1, p. 125—130.
- [5] Ле Конг Куи. Автореф. канд. дис. М., 1985. 13 с.
- [6] Бушуге В. А., Любимов А. Г., Кузьмин Р. Н. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 3, с. 141—146.
- [7] Афанасьев А. М., Имамов Р. М., Мухамеджанов Э. Х. и др. ДАН СССР, 1986, т. 288, № 4, с. 847—850.
- [8] Даценко Л. И. УФЖ, 1979, т. 24, № 5, с. 577—590.
- [9] Воронков С. Н., Пискунов Д. И., Чуховский Ф. Н. и др. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 3, с. 1099—1108.
- [10] Kishino S. Jap. J. Appl. Phys., 1974, v. 13, N 4, p. 587—593.
- [11] Бушуге В. А., Айт А. О. Вестник МГУ. Физика, астрономия, 1986, т. 27, № 5, с. 61—66.

- [12] Афанасьев А. М., Исламов Р. М., Мухамеджанов Э. Х. и др. ДАН СССР, 1986, т. 289, № 2, с. 341—344.  
 [13] Afanas'ev A. M., Islamov R. M., Mukhamedzhanov E. Kh. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 98, N 2, p. 367—375.  
 [14] Freeman A. J. Acta Cryst., 1959, v. 12, N 4, p. 929—936.

Московский государственный  
 университет им. М. В. Ломоносова  
 Физический факультет

Поступило в Редакцию  
 14 сентября 1987 г.

УДК 538.534.001

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

## РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОБЪЕМНОЙ И ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН СО СВЯЗАННОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ЗАЗОРА МЕЖДУ ФЕРРОМАГНЕТИКАМИ

В. В. Филиппов, О. В. Ян

Как показано в [1], взаимодействие через границу двух ферромагнетиков распространяющихся в них слабозатухающих возбуждений может приводить к возникновению нового типа колебаний — связанных (гибридных) волн (СВ). В частности, в [1] рассмотрены связанные магнитостатические волны (МСВ) типа Дэймона—Эшбаха. При наличии магнитоупругой связи вдоль зазора могут распространяться связанные поверхностные акустические (магнитоупругие) волны (ПАВ) [2].

Ниже мы рассмотрим эффекты, обусловленные резонансным взаимодействием объемных акустических волн (ОАВ) и ПАВ со связанными МСВ в зазоре.

Для анализа связанных волн воспользуемся подходом, изложенным в [3], когда дисперсионное уравнение

$$r_1 r_2 \exp(-2kh) = 1 \quad (1)$$

и распределение потенциала магнитного поля в зазоре

$$\Psi_{+(-)} \sim \text{ch } A (\text{sh } A), \quad A = \frac{1}{2} \left[ k(h - 2x) - \frac{1}{2} \ln r_2 / r_1 \right]$$

выражаются через коэффициенты отражения  $r_{1,2}$  неоднородной магнитостатической волны, падающей из зазора на границу с первым (в области  $x < 0$ ) и вторым (в области  $x > h$ ;  $h$  — ширина зазора) ферромагнетиками; ось  $y$  совпадает с направлением распространения поверхностной волны,  $k \equiv k_y$ . В пренебрежении неоднородным обменным взаимодействием выражение для  $r_{1,2}$  находится из стандартной системы граничных условий для магнитных и механических величин. Считая, что каждый кристалл, представляющий собой кубический ферромагнетик (оси 4-го порядка совмещены с осями системы координат; магнитной анизотропией пренебрегаем), намагничен до насыщения магнитным полем  $H \parallel z$ , и рассматривая поперечные волны, в которых вектор упругого смещения параллелен  $H$ , найдем

$$r_{1,2} = r_{\pm} = \frac{\chi - [1 - (k_z/k)^2]^{1/2}}{\chi B_{\pm} + 2(\Omega_{\text{ПМСВ}} \mp \Omega) [1 - (k_z/k)^2]^{1/2}}, \quad (2)$$

где  $k_z = \omega/v_z$ ,  $v_z = (\bar{c}_{44}/\rho)^{1/2}$  — волновое число и скорость ОАВ;  $\chi = 1 - c_{44}/\bar{c}_{44}$ ;  $\bar{c}_{44} = c_{44} + \gamma b_2^2 \Omega_H / [M \omega_m (\Omega^2 - \Omega_0^2)]$ ;  $\Omega_0 = [\Omega_H (\Omega_H + 1)]^{1/2}$ ;  $\Omega_{\text{ПМСВ}} = \Omega_H + 1/2$  — нормированная на  $\omega_m = 4\pi\gamma M$  частота поверхностной МСВ;  $\Omega = \omega/\omega_m$ ;  $\Omega_H = \gamma H/\omega_m$ ;  $B_{\pm} = -(2/\Omega_H) (\Omega \mp \Omega_{\pm}) (\Omega_{\pm} \mp \Omega)$ ;  $\Omega_{\pm} = (\Omega_H/2) [(1 - 2/\Omega_H)^{1/2} \pm 1]$ ;  $M, b_2, c_{44}$  — намагниченность насыщения, константа магнитоупругой связи и упругая постоянная кристалла;  $\gamma > 0$  — гиромангнитное отношение. В (2) верхний (нижний) знак соответствует правой (левой) тройке векторов, которую образуют направления распространения волны, поля  $H$  и внешней нормали к границе. Коэффициенты  $r_{1,2}$  — функции  $\Omega$  и  $k$ , причем (1) имеет решения, если  $k > k_i$  при условии  $r_1 r_2 \geq 1$ . Ниже ограничимся случаем противоположно намагниченных одинаковых ферромагнетиков, когда  $r_1 = r_2 = r_+$  и (1) принимает вид  $r \exp(-kh) = \pm 1$ .