

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

PACS numbers: 61.10.Dp, 61.10.Eq, 61.72.Dd, 61.72.Ff, 68.37.Yz, 68.55.Ln

Изучение структуры тонких пленок арсенида галлия с помощью трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии

В. П. Кладько, Я. Домагала*, В. Б. Молодкин**, С. И. Олиховский**,
Л. И. Даценко, С. Маннинен***, З. В. Максименко

*Институт физики полупроводников НАН Украины,
просп. Науки, 45,
03028, Киев-28, Украина*

**Институт физики ПАН,
ал. Летников, 32/46,
02668, Варшава, Польша*

***Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03142, Киев-142, Украина*

****University of Helsinki,
P.O. Box 9,
FIN-00014 Helsinki, Finland*

С помощью трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии исследованы тонкие пленки арсенида галлия. Установлено, что для эпитаксиальных систем, как и для монокристаллов, интенсивность дифракции рентгеновских лучей может быть разделена на когерентную и диффузную составляющие. Комплексный анализ характера диффузного рассеяния пленками GaAs, сильно легированными кремнием, с использованием дифрактометрии высокого разрешения (ТКС) позволил выявить в них микродефекты разных размеров и концентраций, а также установить их тип. Впервые сделано качественное сопоставление экспериментальных и расчетных карт изолиний диффузного рассеяния (ДР) вокруг узлов структурного и квазизапрещенного рефлексов. В отдельных случаях (для сечений пространственного распределения ДР) получено и количественное согласие теории и эксперимента.

З допомогою трикристалльної рентгенівської дифрактометрії досліджувались тонкі плівки арсеніду галію. Встановлено, що для епітаксійних систем, як і для монокристалів, інтенсивність дифракції рентгенівських променів можна розділити на когерентну і дифузну складові. Комплексний аналіз характеру дифузного розсіювання (ДР) плівками GaAs, сильно легованими кремнієм, із використанням дифрактометрії високої роз-

дільної здатності дозволив виявити в них мікрodefекти різних розмірів і концентрацій, а також встановити їх тип. Вперше здійснено якісне порівняння експериментальних і розрахункових карт ізоліній ДР навколо вузлів структурного і квазізабороненого рефлексів. В окремих випадках (для перетинів просторового розподілу ДР) отримано і кількісне узгодження теорії та експерименту.

A complex analysis of diffuse scattering (DS) of X-rays in thin gallium-arsenide films heavily doped with a silicon is carried out by means of triple-crystal diffractometry (Bragg case of diffraction) to reveal the microdefects of different sizes and concentration and to determine their nature (precipitates). The qualitative comparison of the calculated and measured maps of DS isolines near the fundamental (400) and quasi-forbidden (200) reciprocal-lattice point is performed. In some cases—for sections of the spatial distribution of DS—the quantitative agreement between the dynamical-statistical theory developed for homogeneously-distributed defects and experimental data is demonstrated.

Ключевые слова: рентгеновские лучи, трехкристальная дифрактометрия, диффузное рассеяние, дефекты структуры.

(Получено 13 сентября 2000 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Трехкристальная дифрактометрия является высокоразрешающим методом, позволяющим детально исследовать распределение интенсивности рентгеновских лучей вблизи брэгговского максимума [1—3]. Использование кристалла-анализатора после исследуемого образца обеспечивает полное определение направления дифрагированных лучей. Это становится возможным потому, что кристалл-анализатор отражает рентгеновские лучи в очень узком угловом интервале. Поскольку диффузная составляющая очень растянута в угловом пространстве, а когерентная составляющая сконцентрирована в определенном направлении, то обе эти части дифрагированного излучения легко разделяются в прямом или обратном пространстве. Основное преимущество трехкристального дифрактометра состоит в возможности сепарирования вклада разориентаций и изменения параметра решетки (дилатаций) в кристалле. Сканирование образца при фиксированном положении анализатора позволяет изучать распределение разориентированных областей в кристалле, а связанное сканирование образца с анализатором (9—29-сканирование) при соотношении скоростей вращения 1:2 позволяет измерять распределение напряжений в образце.

Кроме того, 9—29-сканирование позволяет построить карты распределения интенсивности вокруг узла обратной решетки. Эти

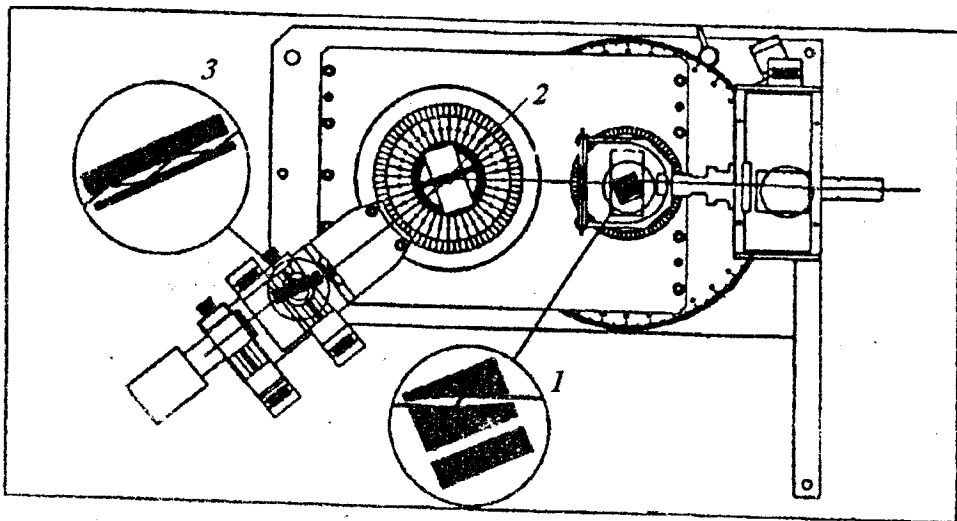


Рис. 1. Принципиальная схема измерений распределения интенсивности дифракции с помощью трехкристального спектрометра: 1 — монохроматор; 2 — исследуемый кристалл; 3 — кристалл-анализатор.

карты являются мощным визуальным методом идентификации разориентаций (мозаичного углового распределения), напряжений и диффузного рассеяния в кристаллах [4—6].

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки, которая использовалась для измерений. Конфигурация схемы была $(n, -m, n)$. Двухмерные карты распределения интенсивности вокруг узлов обратной решетки 200, 400 строились как функции $\Delta\omega_s$ (угол отклонения образца от точного положения Брэгга) и $\Delta\omega_d$ (угол отклонения анализатора) или $\Delta 2\theta$ (угол отклонения образца от точного положения при связанном вращении анализатора-детектора). Расположение сечений интенсивности в обратном пространстве для $\Delta\omega_s$ и $\Delta 2\theta$, а также вариации компонент рассеяния приведены на рис. 2. В случае динамического рассеяния рентгеновских лучей совершенным кристаллом когерентный пик вытянут параллельно нормали к его поверхности, а в частном случае симметричной брэгг-дифракции является параллельным вектору дифракции H . Мозаичная составляющая уширения интенсивности образца (диффузная компонента интенсивности) вытянута вдоль нормали к вектору дифракции в плоскости рассеяния.

Впервые на возможность отдельного измерения динамической и кинематической компонент рассеяния рентгеновских лучей при введении в схему кристалла-анализатора было указано в работе [7], а позднее в [8].

Цель работы — исследование пленок GaAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, с помощью трехкристальной дифрактометрии.

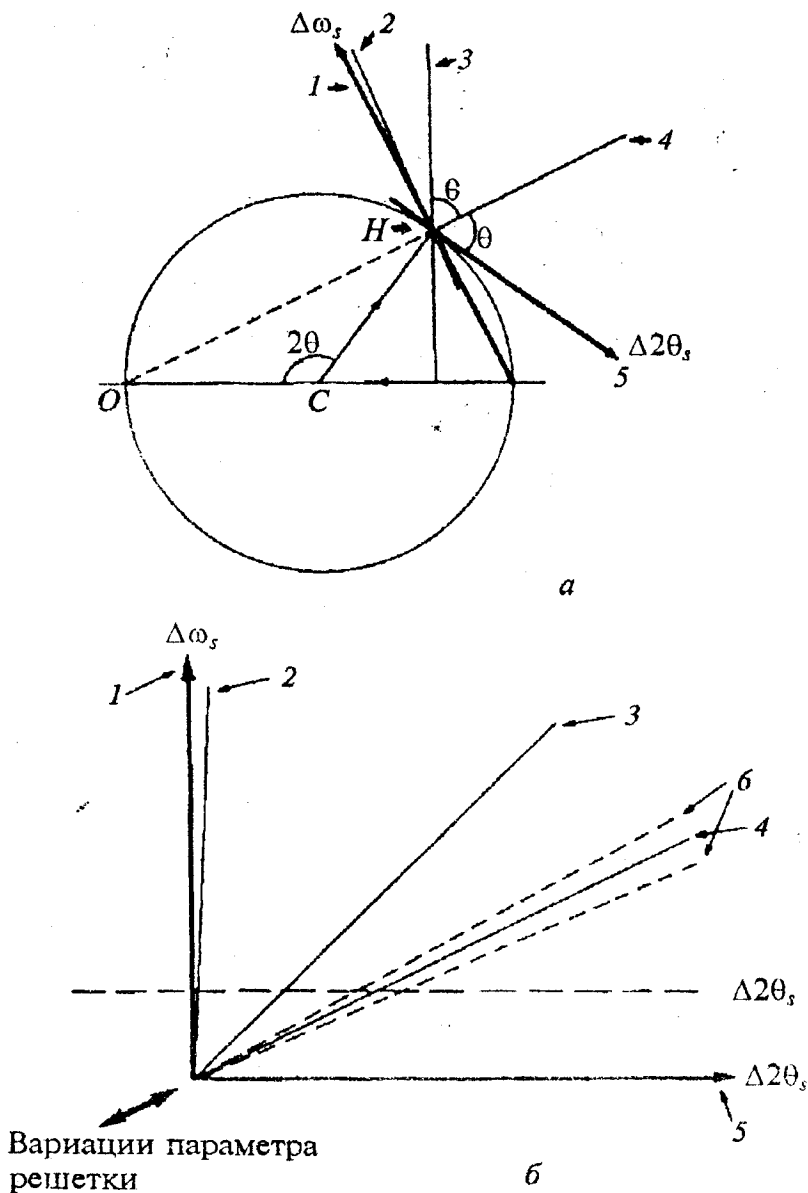


Рис. 2. Расположение осей и вариации компонент рассеяния в обратном (а) и прямом (угловом) (б) пространстве: 1 — мозаичная компонента рассеяния; 2 — диффузный пик для 2θ -сканирования; 3 — отражение монохроматора; 4 — когерентная часть рассеяния; 5 — отражение анализатора; б — неровности поверхности.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследовались пленки GaAs, выращенные на подложке из арсенида галлия, сильно (на уровне 10^{20} см^{-3}) легированные кремнием. Толщина эпитаксиальных структур составляла ~ 4 мкм. Для исследования использовался трехкристальный спектрометр (ТКС) фирмы «Филлипс» с расположением кристаллов $(+n, -m, +n)$. Ре-

жим работы установки при использовании CuK_α -излучения выбран с параметрами 40 кВ и 20 мА.

Типичные карты двумерного распределения интенсивности в координатах $\Delta\omega_S$ и $\Delta 2\theta$ для рефлексов 200 и 400 приведены на рис. 3. На рисунке видны только когерентный пик (S) и пик анализатора (A). Пик монохроматора подавлен вследствие много-

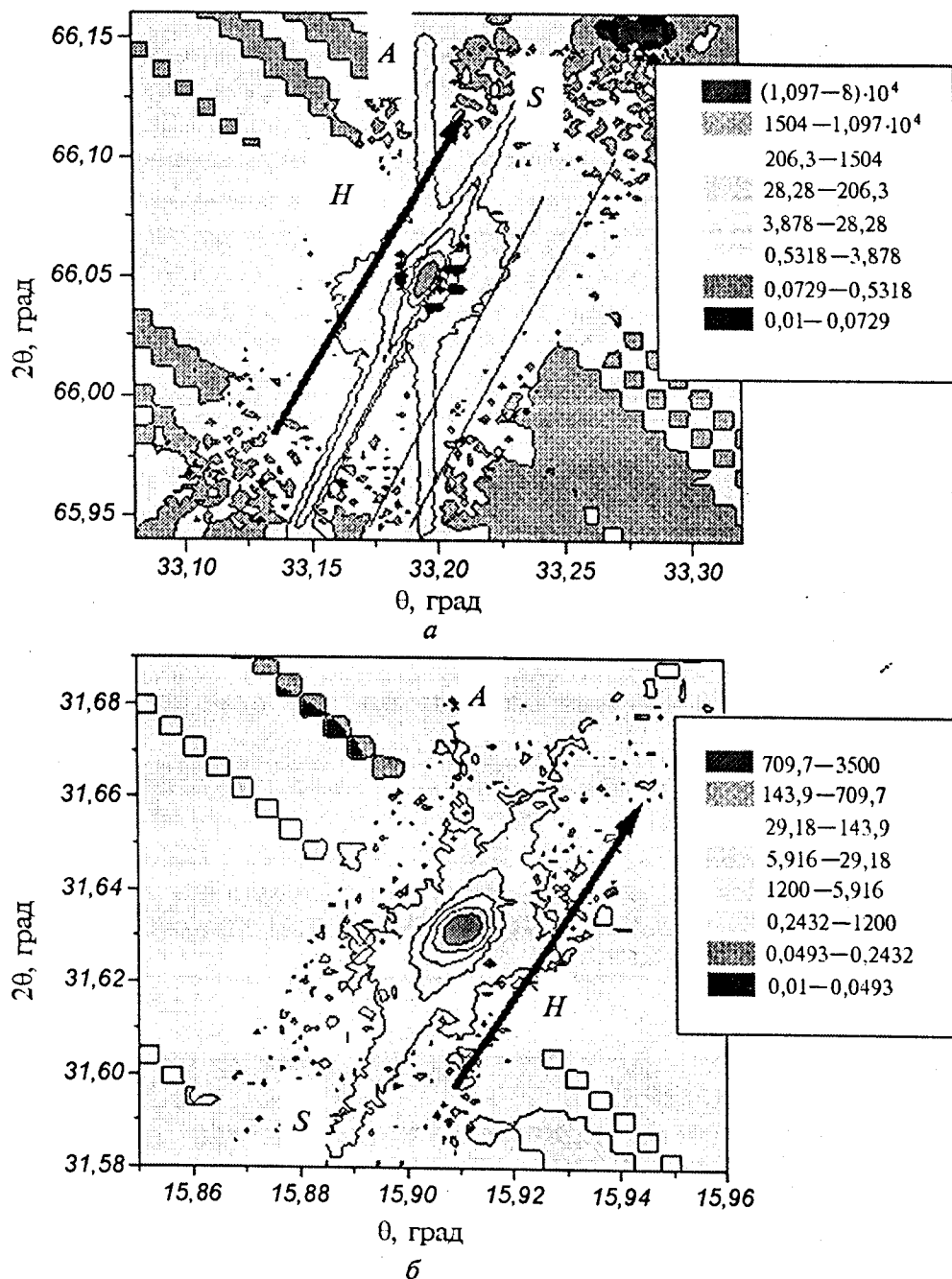


Рис. 3. Двухмерные экспериментальные карты распределения интенсивности в плоскости рассеяния в координатах $\Delta\omega_S$ — 2θ для рефлексов 400 (а) и 200 (б).

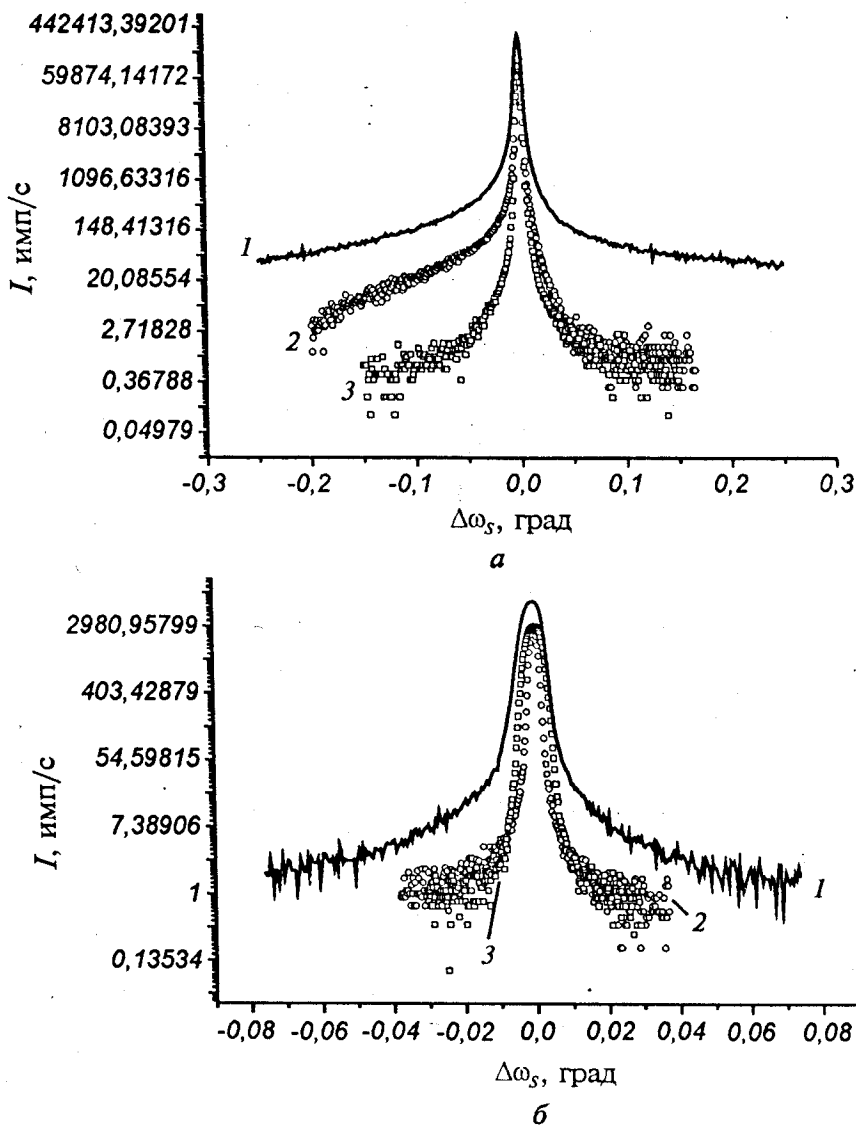


Рис. 4. Кривые качания, снятые в разных режимах сканирования: 1 — $\Delta\omega_s$ -сканирование; 2 — $\Delta\omega_s$ -2 θ -сканирование вдоль вектора дифракции; 3 — $\Delta\omega_s$ -сканирование с анализатором в нулевом положении. 400 — отражение (а); 200 — отражение (б).

кратности отражения. Наблюдается также очень сильная диффузная компонента рассеяния.

На рис. 4 приведены кривые качания, снятые в режиме $\Delta\omega_s$ -сканирования (кривая 1), а также в режимах $\Delta\omega_s$ -2 θ -сканирования без анализатора (кривая 2) и $\Delta\omega_s$ -сканирования с анализатором (кривая 3) для отражений 400 и 200. Как следует из рисунка, кривые качания для сечений $\Delta\omega_s$ -сканирования имеют симметричный характер и большую полуширину, чем при связанном сканировании θ -2 θ . Слабое увеличение интенсивности слева от максимума при $\Delta\omega_s$ -сканировании можно трактовать как вклад диффузной состав-

ляющей, так и вклад напряжений. Сечение сканирования $\vartheta=2\theta$ имеет значительный прирост интенсивности на хвосте кривой качания в области углов, меньших чем точное положение брэгговского максимума. Это свидетельствует о том, что параметр решетки пленки увеличен по сравнению с подложкой в направлении, перпендикулярном поверхности кристалла, поскольку при таком способе сканирования анализируется только когерентная составляющая интенсивности. Этот результат коррелирует также с данными по измерению кривизны системы подложка—пленка [9].

На рис. 5 приведено сечение сканирования $\Delta\omega_s=2\theta$ при отклонении исследуемого образца от точного положения Брэгга. Здесь же на этом графике приведена и теоретическая подгоночная кривая, из которой получены данные о параметрах микродефектов (размер и концентрация). Речь здесь идет только о скоплениях точечных дефектов, поскольку при таких уровнях легирования дислокации в эпитаксиальных структурах отсутствуют [10, 11]. Следует заметить, что результаты подгонки расчетных величин к экспериментальным для разных отклонений образца от точного положения дают разные данные о параметрах микродефектов. С увеличением расстояния от точного положения размеры кластеров, а именно этот тип дефектов оказался наиболее приемлемым при подгонке, уменьшались. Это в принципе не противоречит результатам других работ [12, 13].

Подгонка теоретических сечений сканирования к экспериментальным проводилась с использованием теории трехкристалльной дифрактометрии, описанной в [14], а также выражений для ко-

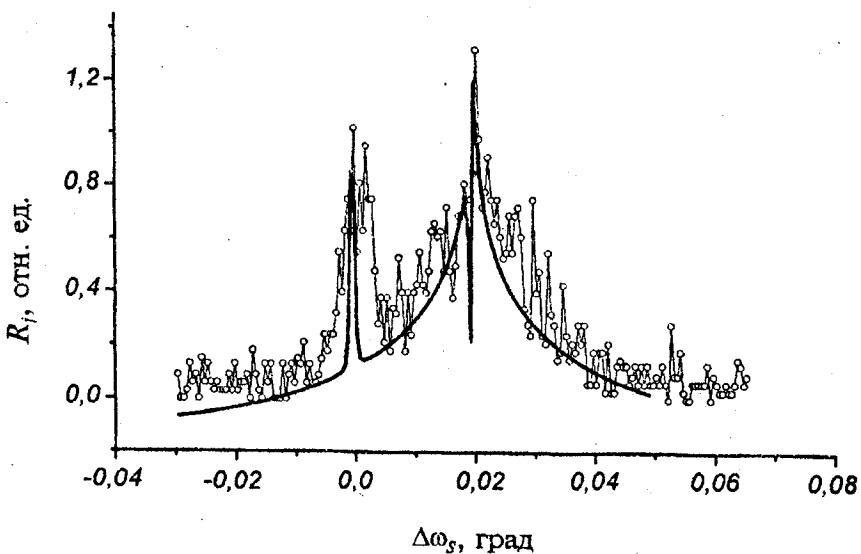


Рис. 5. Сечение связанного сканирования $\Delta\omega_s=2\theta$, параллельное вектору дифракции H_{400} при отклонении исследуемого образца от точного положения Брэгга $\Delta\omega_s=126''$ (точки — эксперимент; сплошная линия — расчет).

эффицентоф отражения когерентной и диффузной составляющих, приведенных в [15]. Процедура подгонки (фитирования) осуществлялась с использованием известного так называемого χ^2 -метода [16].

Для объяснения принципа получения с использованием ТКС распределения интенсивности дифракции в обратном пространстве рассмотрим симметричный случай Брэгга. При повороте образца на малый угол $\Delta\omega_S$ вектор \mathbf{H} поворачивается вокруг нулевого узла, выводя его из сферы Эвальда, и перемещает конец вектора \mathbf{K}' вдоль оси \mathbf{q}_S , которая перпендикулярна к \mathbf{H} ($\mathbf{q}_S \perp \mathbf{H}$), на расстояние $q = H\Delta\omega_S = 2K \sin\theta \Delta\omega_S$ при условии, что $|\Delta\omega_S| \ll \vartheta_B$. Поворачивая анализатор на малый угол $\Delta\omega_A$, последовательно вводим в точное положение отражения лучи, идущие от образца в различных направлениях вблизи \mathbf{K}' . Другими словами, рабочая точка смещается вдоль оси \mathbf{q}_S перпендикулярно к \mathbf{K}_H ($\mathbf{q}_S \perp \mathbf{K}_H$) на расстояние $K\Delta\omega_A$ при условии, что $|\Delta\omega_A| \ll \vartheta_B$. Таким образом, имеем дело с косоугольной системой координат, где угол между осями, которые связаны с отражающими плоскостями кристаллов, равен $\pi/2 + \vartheta_B$. Определяя координаты анализатора $\Delta\omega_A$ для заданного уровня интенсивности диффузного пика в профиле ТКС и зная угол поворота образца $\Delta\omega_S$, можно установить положение точки в данной системе координат ($\Delta\omega_S, \Delta\omega_A$). Определяя такие координаты диффузных пиков параллельно с регистрацией эквивалентной интенсивности для других точек, можно построить контуры равной интенсивности (изодиффузные линии), которые дают возможность найти симметрию деформационных полей дефектов [17].

Путем обработки когерентных пиков можно построить и контуры равной интенсивности когерентного рассеяния. Они имеют форму узких полос, которые ориентированы в определенных направлениях (так называемая «resolution star» [18]).

Дифференциальная интенсивность рассеяния плоской монохроматической волны несовершенным кристаллом, который содержит однородно распределенные ограниченные дефекты, является суммой когерентной $R_B(\mathbf{q})$ и диффузной $R_D(\mathbf{q})$ компонент для каждого положения образца, которое характеризуется вектором \mathbf{q} :

$$R_S(\mathbf{q}) = R_B(\mathbf{q}) + R_D(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{K}' - \mathbf{K} - \mathbf{H}$.

Используя выражения для $R_B(\mathbf{q})$ и $R_D(\mathbf{q})$, полученные в [14], и интегрируя их по углам выхода лучей из кристалла, получим интенсивность, которая регистрируется детектором ТКС и зависит от угловых переменных ($\Delta\omega_S, \Delta\omega_A$):

$$I_S(\Delta\omega_S, \Delta\omega_A) = I_B(\Delta\omega_S, \Delta\omega_A) + I_D(\Delta\omega_S, \Delta\omega_A). \quad (2)$$

В случае использования бездисперсионной схемы ТКС ($n, -n, n$) когерентную I_B и диффузную I_D составляющие для каждой точки карты изодиффузных линий можно представить в виде

$$I_B(\Delta\omega_S, \Delta\omega_A) = I_0 \int dx R_M \{ b_M^{-1} [b_S^{-1} (x - \Delta\omega_S) - \Delta\omega_S] \} R_{\text{coh}} [b_S^{-1} (x - \Delta\omega_S)] R_A(x - \Delta\omega_A), \quad (3)$$

$$I_D(\Delta\omega_S, \Delta\omega_A) = I_0 \int dx R_M(x) \int_{-\infty}^{\infty} dx' r_{\text{diff}}(k_x, k_z) R_A(x' - \Delta\omega_A). \quad (4)$$

Здесь x — угловая координата отклонения преломленного луча от точного положения Брэгга в плоскости дифракции; $R_M(q)$ и $R_A(q)$ — коэффициенты отражения от монохроматора и анализатора; b_M и b_S — известные геометрические параметры асимметрии монохроматора и образца. Функция $r_{\text{diff}}(q_x, q_z)$ представляет собой проинтегрированную по вертикальной расходимости $\varphi = k_y/K$, где $K = 2\pi/\lambda$, дифференциальную компоненту коэффициента отражения:

$$r_{\text{diff}}(q_x, q_z) = \frac{1}{K} \int dq_y R_D(\mathbf{q}). \quad (5)$$

Компоненты q_x, q_z лежат в плоскости когерентного рассеяния (K, H), причем q_z направлена перпендикулярно поверхности кристалла, а q_x лежит в плоскости кристалла:

$$q_x = K(2\Delta\omega_S - \Delta\omega_A) \sin \vartheta_B, \quad q_z = -K \cos \vartheta_B \Delta\omega_A. \quad (6)$$

С помощью ТКС могут быть построены и профили интенсивности диффузного рассеяния (ДР) при фиксированном положении образца $\Delta\omega_S$ как функции угла отворота кристалла-анализатора $\Delta\omega_A$ (ϑ — 2ϑ -сканирование). В таком случае ТКС позволяет получить известную кривую качания, которая записывается обычно на двухкристальном спектрометре (ДКС).

Выражение для когерентной компоненты коэффициента отражения образца $R_{\text{coh}}(\Delta\vartheta)$, проинтегрированной по углам выхода, в случае однородного распределения дефектов имеет вид [14]

$$R_{\text{coh}}(\Delta\vartheta) = \zeta(L - \sqrt{L^2 - 1}), \quad (7)$$

$$L = \frac{z^2 + (g_0 + h)^2 + [z^2 - (g_0 + h)^2 - E^2(1 - \kappa^2 - a^2)]^2 + 4[z(g_0 + h) - E^2(p_0 + d)]^{1/2}}{E^2[(1 - \kappa_0^2 - a^2)^2 + 4(p_0 + d)^2]^{1/2}},$$

$$z = \frac{\Delta\vartheta \sin 2\vartheta}{C \Psi_h} \sqrt{b}, \quad \zeta = |CE\chi_h + \Delta\chi_{h0}^{\delta}| / |CE\chi_{-h} + \Delta\chi_{0h}|.$$

Здесь параметры g , k и p имеют тот же смысл, что и в совершенном кристалле, и учитывают поглощение когерентных волн из-за процессов неупругого рассеяния (фотоэлектрическое поглощение, эффект Комптона, термодиффузное рассеяние). Параметры h , d и a учитывают дополнительное поглощение когерентных волн из-за диффузного рассеяния на дефектах. Если для дисперсионных поправок коэффициентов Фурье χ в приближении полубесконечного кристалла $\Delta\chi_{GG'}^{\delta} = P_{GG'}^{\delta} - i\mu_{GG'}^{\delta}/K$ ввести обозначения $m_{GG'} = -\text{Re}\mu_{GG'}^{\delta}/(KCE)$ и считать справедливыми соотношения $p_{0h} \approx p_{h0}$ и $m_{0h} \approx m_{h0}$, то эти параметры можно представить в виде

$$h = (m_{hh} + m_{00}/b_s)\sqrt{b_s}/(2C|\chi_{rh}|), \quad d = m_{h0}\chi'_{rh}/|\chi_{rh}|^2,$$

$$a^2 = (m_{hh}^2 - p_{h0}^2 - \chi'_{rh}p_{h0})/|\chi_{rh}|^2, \quad \chi'_{rh} = \text{Re}\chi_{rh}.$$

Диффузная компонента коэффициента отражения $R_{DS}(\Delta\vartheta)$ кристалла с однородно распределенными дефектами, проинтегрированная по углам выхода, может быть представлена в виде [14]

$$R_D(\Delta\vartheta) = F_{\text{din}}(\Delta\vartheta) \frac{\mu_{ds}(k_0)\gamma_0}{2\mu_i(\Delta\vartheta)}, \quad (8)$$

$$\mu_{ds}(k_0) = nC^2E^2m_0J_0(k_0), \quad m_0 = \pi a^3(\mathbf{H}|\Psi_h|/\lambda)^2/4,$$

$$J_0(k_0) = b_2 \ln \frac{e(k_m^2 + \mu_i^2)}{k_0^2 + \mu_i^2} + b_3 \left(\frac{k_0^2}{2k_m^2} - 1 \right) \quad \text{при } |k_0| \leq k_m, \quad (9)$$

$$J_0(k_0) = \left(b_2 - \frac{1}{2}b_3 \right) \frac{k_m^2}{k_0^2} \quad \text{при } |k_0| \geq k_m,$$

где \mathbf{H} , r , n — соответственно вектор обратной решетки, радиус и концентрация дефектов; e — основание натурального логарифма; $k_0 = K\Delta\vartheta \sin(2\vartheta)$; $k_m = 2\pi/r_0$; $b_2 = B_1 + B_2 \cos(\vartheta/2)$; $b_3 = B_2 \cos^2\vartheta (1 - 2 \text{tg } 2\vartheta)/2$. Для модели сферических кластеров [19] справедливы следующие выражения: $B_1 = 0$, $B_2 = (4\pi A_{cl}/a^3)^2$, $A_{cl} = \Gamma \varepsilon r_0^3$, $\Gamma = (1 + \nu)/[3(1 - \nu)]$, ε — параметр деформации и ν — коэффициент Пуассона.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ характера карт изолиний интенсивности ДР (рис. 3) для образцов эпитаксиальных пленок показывает, что диффузная компонента в них очень значительная как для структурного, так и для квазизапрещенного рефлекса и локализована в основном в направлении, перпендикулярном к вектору дифракции (т. е. вдоль

поверхности образцов). Указанное выше распределение ДР в эпитаксиальных слоях может быть связано с анизотропией полей смещений вокруг дефектов. В нашем случае имеет место растяжение изодиффузных контуров вдоль поверхности образцов, что может соответствовать тетрагональному характеру деформаций (изменение параметра решетки происходит только в направлении, перпендикулярном к поверхности структуры, а $\Delta d/d_{\parallel} = 0$). О таком характере изменения параметра решетки свидетельствует и поведение кривых качания при связанном $\vartheta-2\vartheta$ -сканировании. Другими словами, пленка подвергается напряжениям сжатия. Поэтому микродефекты (преципитаты сферической формы), которые имеют больший локальный параметр решетки, чем пленка, будут создавать большие деформации параллельно поверхности, чем в перпендикулярном направлении, и наоборот. Расширение изолиний вдоль вектора дифракции для узла ОР 400 одинаковое для всех тонких образцов. Этот факт может свидетельствовать о том, что толщина пленки, которая почти одинакова для всех структур, лимитирует изменение формы изолиний именно в этом направлении. Анализируя расширение изолиний вдоль направления когерентного пика, можно также сделать дополнительные выводы, что качество поверхности пленок очень высокое.

О монокристалличности эпитаксиальных структур говорит и тот факт, что уширение кривых качания $\Delta\omega_s$ по сравнению с $\vartheta-2\vartheta$ -сканированием увеличено незначительно (см. рис. 4). Напомним, что наиболее часто встречающейся в дифракционном анализе, особенно при исследовании эпитаксиальных структур, является модель блочного кристалла [20]. Эта модель структуры характеризуется такими параметрами, как размер блоков мозаики $\langle t \rangle$, их разориентацией (определяется при $\Delta\omega_s$ -сканировании) $\langle \omega \rangle$ и внутренней деформацией $\langle \epsilon \rangle$. Все эти параметры связаны с угловой полушириной рефлекса в двух направлениях сканирования — параллельно и перпендикулярно H . При этом для симметричных брэгговских отражений ω_{\parallel} состоит из двух составляющих:

$$\omega' = \frac{\lambda}{2 \langle t_1 \rangle \cos \theta}, \quad \omega^e = 2 \langle \epsilon \rangle \operatorname{tg} \theta, \quad (10)$$

а ω_{\perp} — из не зависящего от ϑ_B ω_{\perp}^w и

$$\omega' = \frac{\lambda}{2 \langle t_2 \rangle \sin \theta}. \quad (11)$$

Здесь $\langle t_1 \rangle$ и $\langle t_2 \rangle$ — соответственно эффективные размеры блоков в направлениях, перпендикулярных гетерогранице и параллельных ей. Анализ данных по уширению рефлексов показывает, что основной вклад в него вносят разориентация блоков и внутренние деформации.

Анализ сечений сканирования $\Delta\omega_s$ —2 θ при различных отклонениях исследуемого образца от точного положения Брэгга показывает, что с увеличением угла отклонения размеры микродефектов, определенные путем подгонки теоретических кривых к экспериментальным, уменьшаются (см. таблицу). При этом, анализируя эволюцию поведения ширины диффузного пика, можно определить и тип дефектов структуры в бездислокационных эпитаксиальных пленках.

Используя приведенные выше формулы для ДР, а также параметры структурного совершенства (характеристики дефектов), мы рассчитали также карту изолиний для образцов, исходя из теоретической модели дефектов типа кластеров. Адекватное поведение расчетных и экспериментальных карт (рис. 6) свидетельствует о том, что теоретическая модель [14] довольно хорошо описывает распределение интенсивности ДР реальных кристаллов в обратном пространстве.

Анализ особенностей кривых качания для квазизапрещенного рефлекса 200 показывает, что для CuK_α -излучения значительная часть объема пленки рассеивает рентгеновские лучи (РЛ) в кинематическом режиме (существенное уширение когерентного пика), что не противоречит результатам работы [21]. В результате использования процедуры подгонки теоретических кривых к экспериментальным было установлено, что наилучшее фитирование было возможным только при условии учета наличия в кристалле дефектов нескольких размеров. В частности, на хвостах кривых качания доминирует вклад дефектов меньших размеров ($\sim 0,7$ мкм) с концентрацией 10^6 см^{-3} , в то время как возле точного брэгговского положения (область максимума) размер дефектов составляет приблизительно 2,5 мкм, а их концентрация на порядок выше. В нашем случае вклад микродефектов различных размеров считался независимым и аддитивным.

ТАБЛИЦА 1. Параметры микродефектов, определенные для различных значений угла отворота образца при θ —2 θ -сканировании.

Угол отворота образца, угл. сек	Размер микродефектов, мкм	Концентрация, см^{-3}
75	1,1	$1,2 \cdot 10^8$
126	0,83	$3,2 \cdot 10^8$
178	0,5	$2,2 \cdot 10^9$
-190	0,38	$5,4 \cdot 10^9$

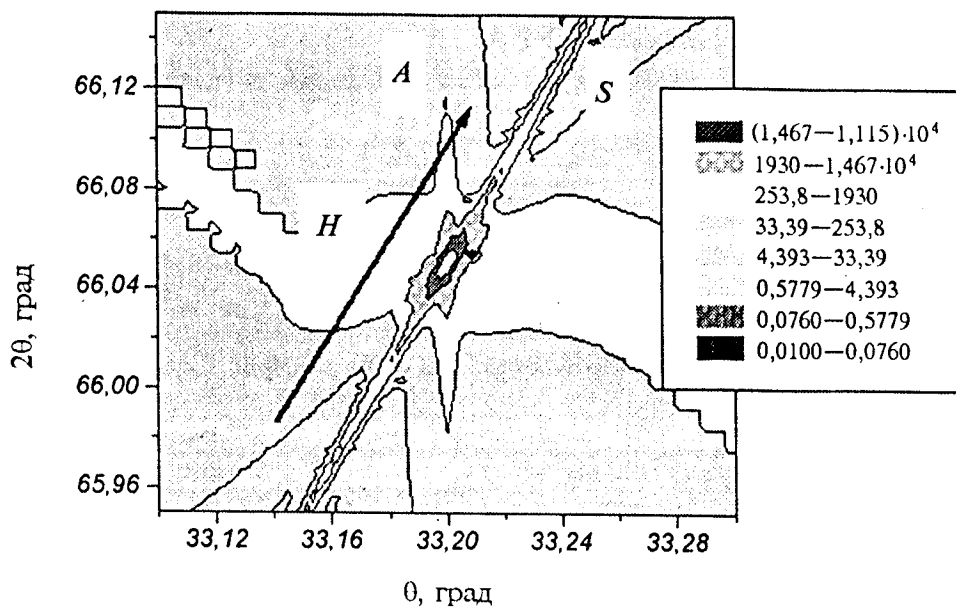


Рис. 6. Двухмерные карты распределения интенсивности в обратном пространстве — расчет с использованием формул [14] (рефлекс 400).

4. ВЫВОДЫ

Резюмируя результаты исследований в данной работе, можно сказать, что для эпитаксиальных систем, как и для монокристаллов, интенсивность дифракции РЛ может быть разделена на когерентную и диффузную составляющие. Комплексный подход к анализу характера диффузного рассеяния пленками GaAs, сильно легированными кремнием, с использованием дифрактометрии высокого разрешения (ТКС), а также дефектной структуры таких объектов позволяет выявить в них микродефекты разных размеров и концентраций, а также установить их тип. Полученные с помощью такого метода параметры дефектной структуры оказались очень близкими к значениям, которые были определены из независимых экспериментов, выполненных на однокристалльном спектрометре для интервала длин волн РЛ, расположенных вблизи K -краев поглощения атомов подрешеток [22]. Впервые сделано качественное сопоставление экспериментальных и расчетных карт изолиний ДР вокруг узлов структурного и квазизапрещенного рефлексов. В отдельных случаях (для сечений пространственного распределения ДР) получено и количественное согласие теории и эксперимента. Установлено, что микродефекты имеют междоузельный характер.

В заключение выражаем благодарность сотрудникам Института физики ПАН (Варшава, Польша) за возможность проведения измерений на ТКС.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. H. Кютт, *ФТТ*, 31, № 8: 270 (1989).
2. L. A. Charniy, A. N. Morozov, V. T. Bublik et al., *J. Cryst. Growth*, 118, No. 1: 163 (1992).
3. P. Zaumseil, *Phys. Status Solidi A*, 91: K31 (1985).
4. N. N. Novikov, I. V. Shevtsiv, V. A. Shvidky, and P. O. Teselko, *Phys. Status Solidi A*, 161: 35 (1997).
5. P. H. Кютт, *ФТТ*, 39, № 7: 1188 (1997).
6. H. B. Neumann, U. Rutt, R. Bouchard et al., *J. Appl. Crystallogr.*, 27: 1030 (1994).
7. P. Eisenberger, N. G. Alexandropoulos, and P. M. Platzmann, *Phys. Rev. Lett.*, 28, No. 23: 1519 (1972).
8. A. Iida and K. Kohra, *Phys. Status Solidi A*, 51: 533 (1979).
9. V. P. Klad'ko, L. I. Datsenko, Z. V. Maksimenko et al., *Semicond. Phys., Quantum Electronics & Optoelectronics*, 3, No. 3: 5 (2000).
10. L. I. Datsenko, V. P. Klad'ko, J. Domagala et al., *Semicond. Phys., Quantum Electronics & Optoelectronics*, 4, No. 2: 107 (2001).
11. М. Г. Мильвидский, В. Б. Освенский, *Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников* (Москва: Металлургия: 1984).
12. М. А. Кривоглаз, *Дифракция рентгеновских лучей и тепловых нейтронов в неидеальных кристаллах* (Киев: Наук. думка: 1983).
13. B. C. Larson and W. Schmatz, *Phys. Rev. B*, 10, No. 6: 2307 (1974).
14. V. B. Molodkin, V. V. Nemoshkalenko, S. I. Olikhovskii et al., *Theoretical and Experimental Principles of the Differential-Integral Triple-Crystal X-Ray Diffractometry of Imperfect Single Crystals* (Кyyiv: 1998) (Preprint/UNSC 3).
15. В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, Е. Н. Кисловский и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, 19, № 12: 25 (1997).
16. H. M. Rietveld, *J. Appl. Crystallogr.*, 2, No. 2: 65 (1969).
17. A. A. Lomov, P. Zaumseil, and U. Winter, *Acta Crystallogr. A*, 41, No. 3: 223 (1985).
18. R. Bloch, D. Vahr, J. Olde et al., *Phys. Rev. B*, 42, No. 8: 5093 (1990).
19. М. А. Кривоглаз, *Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов на флуктуационных неоднородностях в неидеальных кристаллах* (Киев: Наук. думка: 1984).
20. В. А. Бушуев, А. П. Петраков, *Поверхность*, № 9: 64 (1992).
21. В. П. Кладько, *Влияние точечных дефектов и их ассоциаций на рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами полупроводников* (Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук) (Киев: Ин-т физики полупроводников НАН Украины: 2000).
22. В. П. Кладько, С. И. Олиховский, Л. И. Даценко, *Металлофиз. новейшие технол.*, 22, № 6: 20 (2000).