

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

ВЫЯВЛЕНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СЕТОК  
В ТОНКИХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЛАСТЯХ КРИСТАЛЛОВ  
МЕТОДОМ СКОЛЬЗЯЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

М. П. Щеглов, С. С. Рувимов, Р. Н. Кютт, Л. М. Сорокин.

При создании полупроводниковых приборов на основе тонких поверхностных структур возникает задача определения структурного совершенства как всей композиции в целом, так и отдельных ее частей, в том числе слоев, представляющих собой границы раздела. Традиционными рентгенодифракционными методами удается выявлять нарушения в достаточно тонких слоях 0.1—1 мкм, но из-за относительно большой глубины проникновения рентгеновского излучения порядка 5—10 мкм информация о самом слое носит усредненный характер. Измерение брэгговской дифракции в условиях скользящей геометрии от плоскостей, перпендикулярных поверхности кристалла, позволяет существенно уменьшить глубину проникновения [1, 2]. При изменении угла скольжения падающего пучка  $\Phi_0$  в интервале 0—20 угловых минут глубина отражающего слоя меняется от десятков ангстрем до нескольких тысяч ангстрем [3].

В настоящей работе исследовалось влияние нарушений разного типа в тонких приповерхностных слоях кристаллов на угловое распределение интенсивности дифракционного отражения в условиях скользящей геометрии съемки. Измерялась интенсивность отражения как функция угла отклонения  $\Delta\theta$  от точного брэгговского положения по двухкристалльной (п, -п) схеме [4]. Использовалось отражение типа (220) на  $\text{CuK}\alpha$  излучении.

С целью контроля за распределением дефектов в нарушенной приповерхностной области и определения глубины их залегания для всех образцов было проведено электронно-микроскопическое исследование.

Для исследования использовались образцы монокристаллов кремния с ориентацией поверхности (111): исходный № 1 (нелегированный) и ионнолегированные № 2 ( $\text{Sb}^+ - E = 75$  кэВ,  $D = 400$  мкКл/см<sup>2</sup>, отжиг 1150 °С — 10 мин), № 3 ( $\text{P}^+ - E = 100$  кэВ,  $D = 1000$  мкКл/см<sup>2</sup>, отжиг 1150 °С — 60 мин), № 4 ( $\text{P}^+ - E = 100$  кэВ,  $D = 1300$  мкКл/см<sup>2</sup>, отжиг 1150 °С — 60 мин), а также гетероструктуры GaAsP/GaAs с ориентацией подложки (100), выращенные газовой эпитаксией с толщиной слоя твердого раствора GaAsP до 60 мкм. При исследовании гетероструктур в схеме измерения двухкристалльных кривых отражения в качестве монохроматора использовался монокристалл германия.

На рис. 1, а представлены кривые дифракционного отражения, полученные на образцах кремния. Кривая 1, соответствующая совершенному кристаллу (образец № 1), практически не отличалась от кривой отражения для образцов № 2 и 3, которые находились в разных условиях легирования. Электронно-микроскопическое исследование приповерхностных областей этих образцов показывает существенное различие их дефектной структуры с изменением глубины. Так, в образце № 2 на глубине 200—300 Å наряду с неидентифицированными мелкими дефектами присутствовали дислокационные петли диаметром около 1000 Å с концентрацией  $2 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>. В образце № 3 наблюдались отдельные редкие наклонные дислокации, идущие от самой поверхности в глубь кристалла более чем на 2000 Å, где была расположена область с распределенной в объеме до глубины около 5000 Å не полностью сформировавшейся дислокационной сеткой. Тем не менее полуширины кривых отражения этих образцов не превышали 7—8 угловых секунд. В то же время для образца № 4, где была обнаружена гексагональная дислокационная сетка с плотностью  $N_L = 2 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>, лежащая в приповерхностной области толщиной до 1000 Å (рис. 1, б), кривая отражения (кривая 2 на рис. 1, а) имеет значительно большую полуширину (1 угловая минута).

Отсюда следует, что кривые дифракционного отражения в условиях скользящей геометрии очень чувствительны к локализованным в приповерхностном слое до  $1000 \text{ \AA}$  нарушениям кристаллической решетки типа дислокационных сеток. Другие же дефекты, такие как малые дислокационные петли, кластеры примесей, отдельные дислокации с малой плотностью распределения, такого заметного влияния на профили этих кривых не оказывают.

На рис. 2, *a* приведены кривые отражения от слоя GaAsP, выращенного на подложке GaAs. Как установила просвечивающая электронная микроскопия, в слое твердого раствора

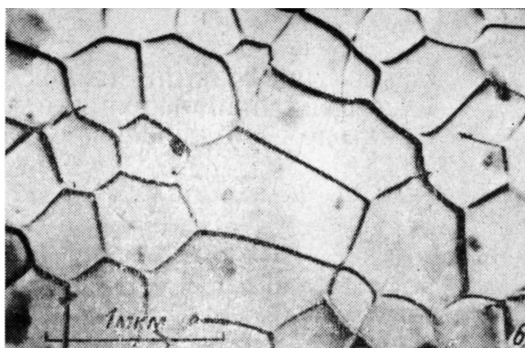
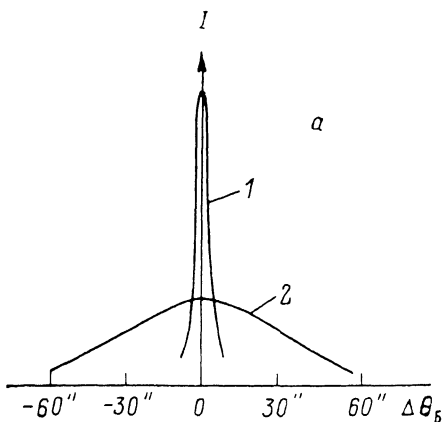


Рис. 1.

GaAsP сетки несоответствия располагались в несколько этажей, причем последняя верхняя сетка для разных образцов находилась либо очень близко от поверхности, либо отстояла от нее на расстоянии до 20 мкм. Измерения показали, что полуширины кривых отражения от слоя GaAsP сильно отличаются от полуширины кривой от подложки и для разных образцов составляли величину от 1 до 5 угловых минут (кривые 1, 2). Такой большой разброс значений полуширин объясняется неодинаковой степенью совершенства слоев в образцах, причем кри-

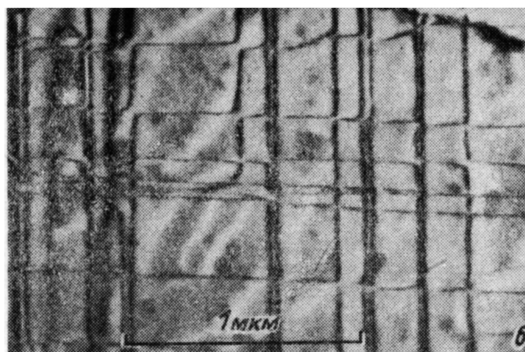
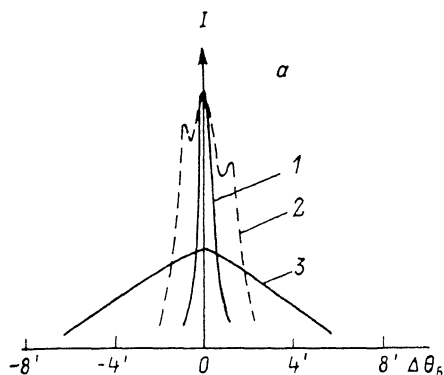


Рис. 2.

вая 2 характерна для кристаллов с мозаичной структурой слоя. Для образцов, содержащих, по данным электронной микроскопии, в слое GaAsP на глубине до  $1000 \text{ \AA}$  сетку дислокаций несоответствия (рис. 2, *б*), уширение кривой отражения увеличивалось еще больше и полуширина составляла величину около 10 угловых минут (кривая 3 на рис. 2, *а*). При сравнении слоя с дислокационной сеткой наблюдалось изменение профиля кривой от профиля 3 к профилю 2.

Таким образом, дислокационные сетки, расположенные в тонких приповерхностных слоях кристаллов, вызывают значительное уширение кривых отражения, измеряемых в скользящей геометрии дифракции. Это уширение характерно как для относительно совершенных кристаллов с секундными полуширинами кривых отражения, так и для нарушенных кристаллов, проявляющих признаки мозаичности, область отражения которых значительно больше.

Отметим, что кривые отражения, получаемые двух- и трехкристалльной дифрактометрией в обычной компланарной геометрии измерений, достаточно хорошо определяют, присутствует ли мозаичность в слое GaAsP, но вид этих кривых не меняется при изменении глубины залегания дислокационной сетки.

Наблюдавшаяся высокая чувствительность кривых отражения в условиях скользящей дифракции к дислокационным сеткам в тонких приповерхностных областях может быть использована как метод выявления этих сеток.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Д. З. Гарбузову за любезно предоставленные образцы гетероструктур и Т. С. Аргуновой за полезное обсуждение результатов.

### Литература

- [1] Marra W. C., Eisenberger P., Cho A. Y. J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 11, p. 6927—6933.  
 [2] Ajanasev A. M., Melkonyan M. K. Acta Cryst., 1983, v. A39, N 2, p. 207—210.  
 [3] Александров П. А., Мелконян М. К., Степанов С. А. Кристаллография, 1984, т. 29, № 2, с. 29—31.  
 [4] Щелов М. П., Кютт Р. Н., Сорокин Л. М. ЖТФ, 1987, т. 57, № 7, с. 1436—1438.

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

Поступило в Редакцию  
27 августа 1987 г.

УДК 537.533.3

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ФОКУСИРОВКА ШИРОКОГО ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

З. Т. Адилова, Е. М. Якушев

В последнее время в технике и практике физического эксперимента все большее применение находят существенно нестационарные потоки заряженных частиц — короткие импульсы тока, длительность которых сравнима или, может быть, много меньше времени пролета частиц в системе. В этой статье, следуя предложенному в [1] методу, выведены уравнения фокусировки нестационарного потока частиц в электростатическом поле в предположении, что скорости частиц и плотности потоков настолько малы, что релятивистскими эффектами и взаимодействием частиц между собой можно пренебречь.

Рассмотрим поток частиц одинаковых удельных зарядов  $q$ , движущихся в стационарном электрическом поле, характеризуемом скалярным потенциалом  $\varphi = \varphi(\mathbf{R})$ , где  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор точки. Одну из этих частиц назовем ведущей. Примем, что форма траектории ведущей частицы задана в виде явной зависимости радиуса-вектора этой частицы  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0(s)$  от длины дуги  $s$ , измеренной вдоль траектории. Введем ортогональную систему криволинейных координат с осью  $s$ . Радиус-вектор  $\mathbf{R}$  любой точки пространства запишем в виде  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0(s) + \mathbf{r}$ , причем  $\mathbf{r}\tau = 0$ , где  $\tau(s) = d\mathbf{R}_0/ds$  — единичный вектор направления оси  $s$ . Положение ведущей частицы на оси  $s$  в момент времени  $t$  обозначим через  $\zeta$ . Положение любой другой частицы в этот же момент времени  $t$  будем определять вектором  $\rho$ , проведенным к ней от ведущей частицы (см. рисунок). При этом имеет место равенство

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_0(\zeta) + \rho = \mathbf{R}_0(\zeta + \eta) + \mathbf{r},$$

где  $\eta = s - \zeta$  — продольное смещение в  $s$ -направлении произвольной и ведущей частиц относительно друг друга, а  $\mathbf{r}$  — поперечное смещение произвольной частицы от оси  $s$ . Для ведущей частицы следует положить:  $\mathbf{r} \equiv 0$ ,  $\eta \equiv 0$ .

Потенциал  $\varphi = \varphi(s, \mathbf{r})$  нормируем так, чтобы полная энергия  $\epsilon$  для ведущей частицы была равна нулю. Тогда из закона сохранения энергии следует

$$\zeta = \sqrt{-2q\Phi(\zeta)}, \quad (1)$$

