

- [7] Amitin E. B., Bessergenev V. G., Kavalevskaya Yu. A. // J. Phys. F. 1984. V. 14. P. 2935—2942.
- [8] Brits G. H. F., Plessis P de V du // J. Phys. F. 1985. V. 15. P. L239—L242.
- [9] Jiles D. C., Palmer S. B., Jones D. W. et al. // J. Phys. F. 1984. V. 14. P. 3061—3068.
- [10] Drillat A., Baruchel J., Bates S., Palmer S. B. // J. Magnet. and Magnet. Mater. 1984. V. 4. P. 232—236.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
2 февраля 1989 г.

УДК 548.73

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 8, 1989

## ОСОБЕННОСТИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ НА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ НЕОДНОРОДНОГО СОСТАВА

*Р. Н. Кюмм*

Использование трехкристалльной дифференциальной дифрактометрии при исследовании структурного совершенства эпитаксиальных систем позволяет разграничить дефекты по типу оказываемого ими воздействия на дифракционную картину, что связано с получением двухкоординатной развертки интенсивности в плоскости рассеяния. Нарушения, вызывающие изменение межплоскостного расстояния, приводят к изменениям в распределении интенсивности вдоль направления вектора обратной решетки  $\mathbf{H}$ . Нарушения типа разориентаций, изгиба вызывают перераспределение в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{H}$ . В [1, 2] на примере гетероструктур с пленками постоянного состава было показано различие дифракционных картин при наличии дислокаций несоответствия и без них и был сделан вывод о том, что дислокационные сетки вызывают уширение кривых дифракции в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{H}$ . При этом построение кривой изменения интенсивности вдоль вектора  $\mathbf{H}$  позволяет исключить влияние дислокаций.

В настоящей работе показаны преимущества использования трехкристалльной дифрактометрии при изучении эпитаксиальных пленок с неоднородным по глубине содержанием примеси. Объектом измерений служили пленки твердого раствора Ge в Si, выращенные на подложках кремния. Концентрация Ge в пленках изменялась линейно от 0 у подложки до 10—15 % у поверхности. Толщина образцов 400 мкм, пленок — 10 мкм. Ориентация поверхности (100). Измерения проводились на трехкристалльном спектрометре по бездисперсионной схеме ( $n$ ,  $-n$ ,  $n$ ) в симметричном брэгговском отражении (400) (излучение  $\text{Mo K}_\alpha$ ) с использованием трехкратных отражений от монохроматора и анализатора.

Развертка интенсивности, перпендикулярная вектору  $\mathbf{H}$ , получалась путем измерения кривых  $i(\alpha)$  ( $\alpha$  — угол отклонения образца от брэгговского положения) при разных фиксированных угловых положениях  $\Delta\theta$  анализатора, которые определяют рабочую точку на оси  $q_{\mathbf{H}} \parallel \mathbf{H}$ , соответствующую в свою очередь определенному межплоскостному расстоянию  $d$ . При этом в отражение попадают все области кристалла, имеющие данное значение  $d$ . Изменение интенсивности вдоль вектора обратной решетки анализировалось путем построения зависимости интегральной интенсивности пиков на кривых  $i(\alpha)$  от координаты  $q_{\mathbf{H}}$

$$J(q_H) = \int i(\alpha) d\alpha, \quad q_H = -k\Delta_0 \cos \nu_B.$$

Кривые  $i(\alpha)$  при разных  $\Delta_0$  для одного из образцов приведены на рис. 1. Все они состоят из одного максимума, интенсивность и ширина которого изменяются немонотонно при удалении от узла  $H$  — центра отражения подложки. Полученная для этого же образца зависимость  $J(q_H)$  представлена на рис. 2. Она содержит целый ряд максимумов в области отражения эпитаксиальной пленки ( $q_H < 0$ ).

Сравним полученную дифракционную картину с рассеянием от системы, в которой отсутствуют дислокации несоответствия. Для таких структур вся дифрагированная интенсивность локализована в узкой области около оси  $q_H$ , положение пиков на кривых  $i(\alpha)$  определяется соотношением  $\alpha = -1/2 \Delta_0$ , а их ширина — сверткой кривых отражений монохроматора и анализатора [2]. В нашем случае кривые рис. 1 значительно шире, причем

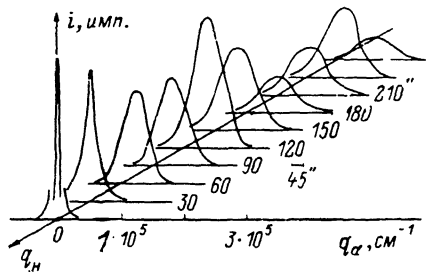


Рис. 1. Трехкристальные кривые, измеренные при вращении образца для кристалла Si с эпитаксиальной пленкой Si—Ge переменного состава.

$q_H \parallel H$ .  $q_\alpha \perp H$  — оси в плоскости рассеяния. Справа от кривых — угловые положения анализатора.

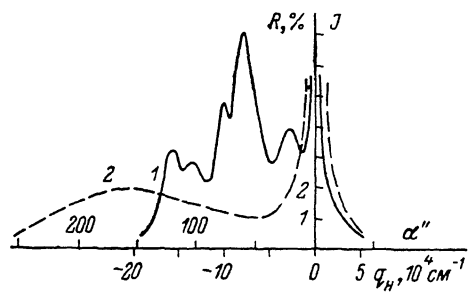


Рис. 2. Распределение интенсивности вдоль вектора обратной решетки  $J(q_H)$  (1) и двухкристальная кривая  $R(\alpha)$  (2) того же образца.

это уширение больше в области отражения пленки, чем около узла  $H$  подложки. Кроме того, центры максимумов в области  $q_H < 0$  смещены относительно оси  $q_H$ .

Такое отличие полученных кривых от когерентного случая обусловлено, очевидно, присутствием дислокационных сеток несоответствия, которые выявляются на рентгеновских топограммах исследованных образцов. Следовательно, дислокационные сетки вызывают размывание дифракционной картины в направлении нормали к вектору  $H$  аналогично их влиянию для однородных пленок. Наличие сеток несоответствия приводит также к макроразориентации пленки и подложки, чем и объясняется смещение максимумов кривых  $i(\alpha)$  на рис. 1.

Поскольку межплоскостное расстояние  $d$  меняется по глубине эпитаксиальной пленки, то и отражение от пленки занимает широкую область углов со стороны  $q_H < 0$ . Однако распределение  $J(q_H)$  не состоит из одного пика, а имеет сложный характер. Такая форма похожа на двухкристальные кривые отражения, получаемые для когерентных систем с неоднородным по глубине профилем деформации [3]. Для них сложная картина дифракции обусловлена не только существованием областей с разными межплоскостными расстояниями, но и интерференцией волн, рассеянных на разной глубине. Сохранение тонкой структуры на кривой  $J(q_H)$  при наличии дислокационных сеток связано, вероятно, с тем, что они не вызывают заметного уширения в направлении  $H$  и не нарушают фазовых соотношений между волнами, дифрагированными на разной глубине.

Для когерентных систем форма распределения интенсивности вдоль вектора  $H$  совпадает с формой двухкристальной кривой отражения. При наличии дислокационных сеток уширение перпендикулярно  $H$  приводит к размыванию дифракционной картины и на двухкристальной кривой,

поскольку на ней фиксируется интенсивность, суммарная по всем направлениям отраженного пучка, т. е. интегрированная в направлении, составляющем угол  $\nu_B$  с  $N$ . Это видно из рис. 2, где кривая  $R(\alpha)$  для того же образца содержит лишь один уширенный пик от пленки.

Таким образом, построение развертки интенсивности в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью трехкристального спектрометра позволяет получить более детальную картину рассеяния в эпитаксиальных структурах и открывает новые возможности при изучении деформаций и нарушений в них.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кютт Р. Н., Аргунова Т. С. // Тез. докл. V Междунар. конф. «Свойства и структура дислокаций». М., 1986. С. 150.
- [2] Кютт Р. Н., Аргунова Т. С. // ФТТ. 1988. Т. 31. № 1. С. 40—45.
- [3] Kyutt R. N., Petrashen P. V., Sorokin L. M. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 60. N 2. P. 381—389.

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

Поступило в Редакцию  
7 февраля 1989 г.

УДК 537.226.4

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 8, 1989

## ВЛИЯНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА СВОЙСТВА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ С ОДНОЙ ОСЬЮ СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ЛИФШИЦА

А. А. Исавердиев, Н. И. Лебедев,  
А. П. Леванюк, А. С. Сигов

1. Вопрос об относительной роли флуктуаций параметра порядка и дефектов является одним из центральных при интерпретации экспериментальных данных об аномалиях физических величин, не находящих объяснения в рамках теории фазовых переходов Ландау. Оценки (см., например, [1, 2]) показывают, что для типичных концентраций и «силы» дефектов наблюдаемые при структурных фазовых переходах аномалии обусловлены в основном именно дефектами. Иная ситуация, согласно работе [3], должна, казалось бы, иметь место вблизи точки Лифшица [4]. Авторы [3] утверждают, что аномалии вблизи точки Лифшица определяются главным образом тепловыми флуктуациями параметра порядка, а вклад дефектов существенно уменьшен по сравнению со случаем фазовых переходов, далеких от точки Лифшица, рассматривавшихся в [1, 2]. На основе этих заключений объяснялось наблюдавшееся экспериментально увеличение отклонения от зависимостей, даваемых теорией Ландау, в температурном ходе теплоемкости системы  $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$  вблизи точки Лифшица [3].

Поскольку соображения, приведенные в работе [3], носили качественный и не вполне обоснованный характер, мы провели детальное и последовательное рассмотрение вопроса применительно к одноосным сегнетоэлектрикам вблизи точки Лифшица, к которым, в частности, относится и  $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$ . Показано, что для непосредственной окрестности точки Лифшица вывод об относительной роли дефектов и тепловых флуктуаций параметра порядка [1, 2] остается справедливым, хотя на некотором удалении от точки Лифшица вклад определенных типов дефектов может уменьшаться по мере приближения к ней.