

## Неоднородные искажения решетки в кристалле $Zn_{1-x}Cr_xSe$

© С.Ф. Дубинин, В.И. Соколов, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко, Н.Б. Груздев

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620041 Екатеринбург, Россия

E-mail: dubinin@uraltc.ru

(Поступила в Редакцию 21 ноября 2005 г.  
В окончательной редакции 30 марта 2006 г.)

Методом дифракции тепловых нейтронов исследовалось структурное состояние полупроводника  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ). Обнаружено, что дифракционные картины кристалла содержат области диффузного рассеяния, сосредоточенные в окрестности сильных брэгговских отражений. Показано, что эффекты диффузного рассеяния обусловлены поперечными смещениями атомов решетки, индуцированными примесями хрома, для которых в  $ZnSe$  существует статический эффект Яна–Теллера тетрагонального типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке госконтракта ФАНИ № 02.452.12 7012, программы ОФН РАН (проект № 14УрОРАН/договор № 11/05), гранта РФФИ-Урал № 04-02-96094.

PACS: 61.66.Fn, 61.12.Ld, 61.72.Vv

В последнее время резко возрос интерес к соединению  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  в связи с уникальным сочетанием в нем ширины полосы внутрицентрового излучения с ее высокой эффективностью. Получение совершенных кристаллов  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  методом молекулярно-лучевой эпитаксии делает реальным создание инжекционного лазера на основе  $Zn_{1-x}Cr_xSe$ , работающего в ближней ИК-области ( $2-3 \mu m$ ) за счет возбуждения внутрицентрового излучения  ${}^5E-{}^5T_2$  ионов  $Cr^{2+}$  [1]. Фотолюминесценция тонких эпитаксиальных кристаллов  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  подробно исследовалась в диапазоне концентраций  $10^{15}-4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [2]. Интенсивность внутрицентральной люминесценции увеличивается с ростом концентраций ионов  $Cr^{2+}$  до уровня  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , для более высоких концентраций наблюдается резкое ослабление люминесценции. Концентрационное тушение внутрицентральной люминесценции кристаллов  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  с концентрацией Cr на уровне  $10^{19}-10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , возможно, связано со структурной деградацией кристаллов, наблюдаемой по дифракции быстрых электронов и рентгеновских лучей. Картина дифракции быстрых электронов для кристаллов  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  с концентрацией  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  имеет ярко выраженный диффузный характер, что убедительно свидетельствует о структурной деградации решетки, индуцированной ионами  $Cr^{2+}$ . Однако детальный анализ диффузного рассеяния в работе [2] не проводился.

Недавно в [3] на основе результатов анализа спектров комбинационного рассеяния света было высказано предположение о существовании сдвиговых смещений ионов решетки в кристалле  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ). В работе [4] нами обнаружено диффузное рассеяние нейтронов за счет сдвиговых деформаций в монокристалле  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ). Экспериментальные результаты [4], а также данные по поглощению и скорости ультразвука в монокристалле  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ) [5,6] наводят на мысль о том, что возможной причиной структурных изменений решетки является

эффект Яна–Теллера (ЭЯТ). Однако для ионов  $Ni^{2+}$ , имеющих орбитально-вырожденное основное состояние  ${}^3T_1$ , явного доказательства проявления ЭЯТ для основного состояния иона  $Ni^{2+}$  в  $ZnSe$  пока не получено. Поэтому представляются важными поиск и исследование структурных искажений решетки  $ZnSe$  такими ионами, для которых имеется хорошо обоснованная информация о существовании ЭЯТ. Ион  $Cr^{2+}$  в  $ZnSe$  является таковым, так как для него есть надежные доказательства статического ЭЯТ тетрагонального  $E$ -типа [7]. Поэтому как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения представляется очень полезным более подробное исследование тонких структурных искажений решетки в объеме массивного кристалла  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  методом дифракции тепловых нейтронов. Мы также предприняли поиск структурных искажений решетки в кристалле  $Zn_{1-x}Mn_xSe$ , где нет ЭЯТ, так как основное состояние  ${}^6A_1$  иона  $Mn^{2+}$  не имеет орбитального вырождения.

Для исследований мы использовали монокристаллы  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ),  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  ( $x = 0.05$ ) и  $ZnSe$  без преднамеренного легирования, полученные из расплава под давлением инертного газа [8]. Концентрация примесей хрома  $x = 0.0029$  ( $6.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) измерялась методами оптической эмиссионной спектроскопии индуктивно связанной плазмы и оптического внутрицентрального поглощения.

Монокристалл  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  имел форму цилиндра с диаметром  $0.3 \text{ cm}$  и высотой  $1 \text{ cm}$ . Плоские грани образца соответствовали кристаллографическим плоскостям (110). Монокристаллы  $ZnSe$  и  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  ( $x = 0.05$ ) имели примерно те же линейные размеры. Пучок нейтронов с длиной волны  $1.568 \text{ \AA}$  формировался двойным кристаллическим монохроматором на основе пиролитического графита и деформированного германия. Измерения проводились при температурах  $300$  и  $120 \text{ K}$ .

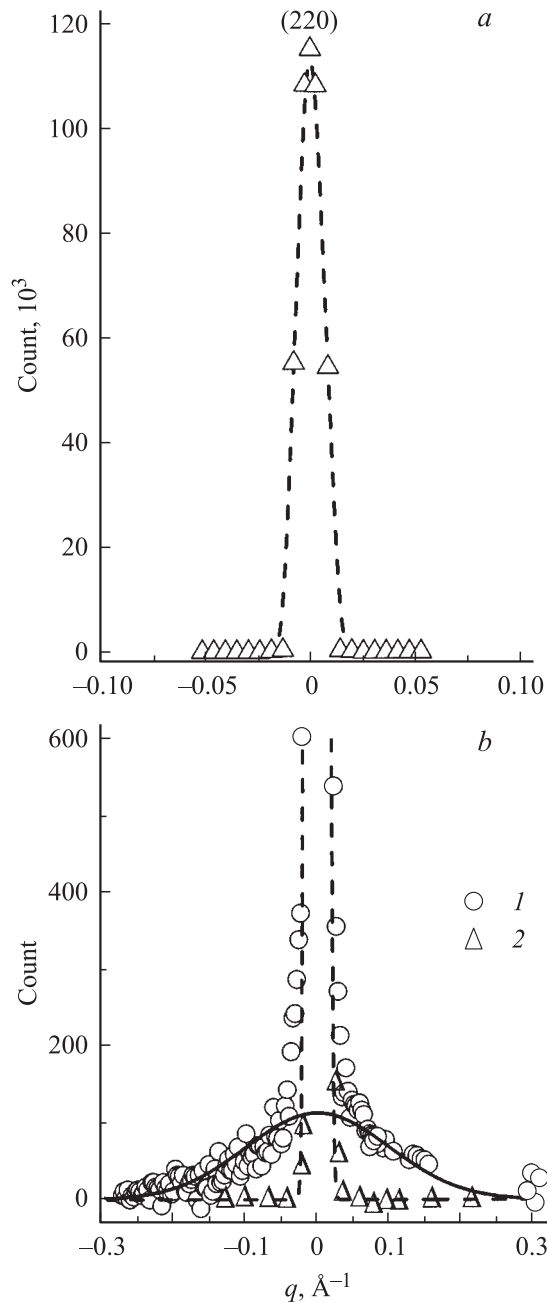
Основные векторы, определяющие геометрию дифракционного эксперимента, связаны между собой хорошо известным соотношением  $\kappa = (\mathbf{B}_{hkl} + \mathbf{q})$  [9], где  $\kappa$  — вектор рассеяния,  $\mathbf{B}_{hkl}$  — вектор узла обратной решетки,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор (вектор сканирования). Атомные смещения в кристалле будем обозначать вектором  $\mathbf{u}$ . Диффузное рассеяние нейтронов в кристалле за счет сдвиговых смещений ионов наблюдается в том случае, когда вектор  $\mathbf{q}$  перпендикулярен, а вектор  $\mathbf{u}$  параллелен вектору  $\mathbf{B}_{hkl}$ . Это означает, что наблюдающийся дифракционный эффект обусловлен поперечными относительно вектора рассеяния нейтронов  $\kappa$  смещениями ионов в плоскости рассеяния кристалла. Поперечные смещения ионов решетки будем характеризовать двумя векторами:  $(\mathbf{q}) [\mathbf{u}]$ .

Для более убедительного доказательства основного результата для  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  приводятся также результаты диффузного рассеяния вблизи рефлекса (220) для кристаллов  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ) и  $\text{ZnSe}$  (рис. 1). На рис. 2–4 представлены данные по диффузному рассеянию  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0029$ ) вблизи рефлексов (220), (400) и (022). Диффузное рассеяние для  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  ( $x = 0.05$ ) вблизи рефлексов (220) и (400) представлено на рис. 5.

Отметим прежде всего, что мы будем выделять на картинах рассеяния два физических параметра: полуширину  $\Delta q$  и высоту  $h$  диффузного максимума. Полуширина характеризует средний размер структурной неоднородности  $L = 2\pi/\Delta q$  (в случае гауссовой формы пика вычисляемая полуширина выражается через наблюдаемую  $\Delta q_{\text{obs}}$  и инструментальную  $\Delta q_{\text{inst}}$  с помощью известной формулы  $\Delta q = (\Delta q_{\text{obs}}^2 - \Delta q_{\text{inst}}^2)^{1/2}$ ), а высота диффузного максимума пропорциональна квадрату средней амплитуды смещений ионов [10].

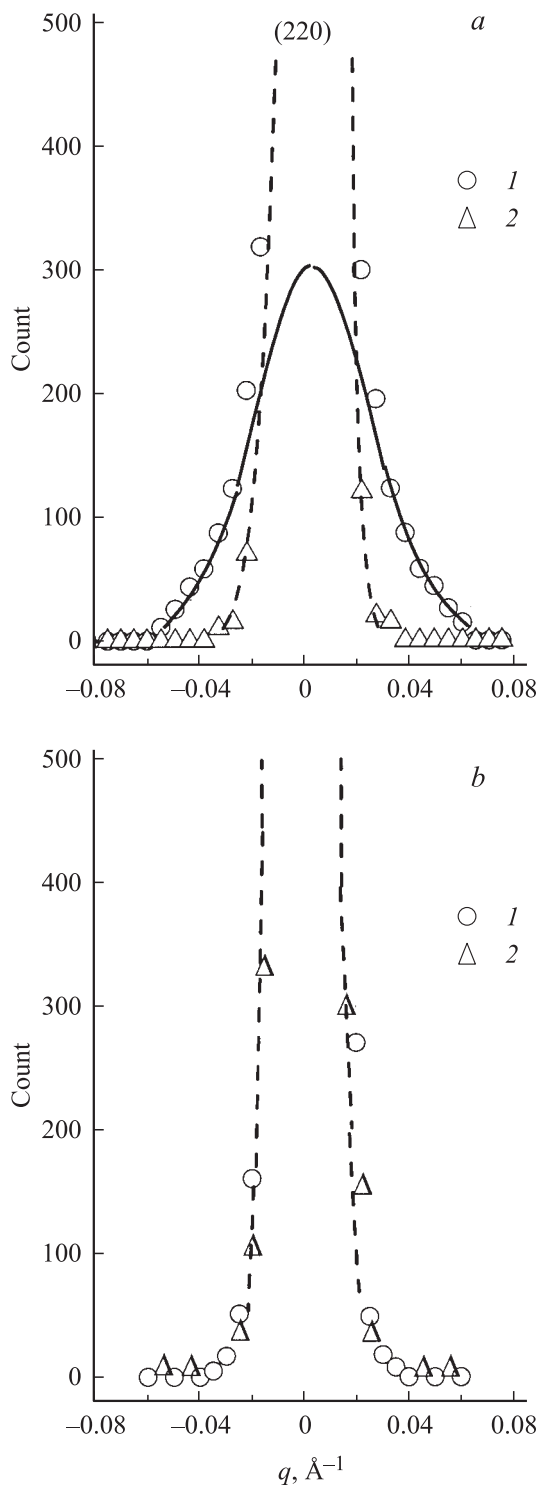
Если сравнить теперь полученные здесь результаты с аналогичными данными из работы [4], нетрудно заметить, что по порядку величины эффекты диффузного рассеяния в соединениях  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0029$ ) и  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ) одинаковы, однако в деталях картины рассеяния заметно различаются. Этот факт является важным, поскольку свидетельствует о том, что форма искаженных микрообластей и направление атомных смещений в микрообласти зависят от типа атома примеси.

Прежде всего отметим зависимость параметров диффузного рассеяния от состава монокристалла при 300 К около узла обратной решетки (220) при сканировании вдоль  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ . В полном виде этот рефлекс представлен для  $\text{ZnSe}$  на рис. 1, *a*. Его профиль имеет форму Гаусса с полушириной в пространстве переданного импульса  $\Delta_{1/2} = 0.014 \text{ \AA}^{-1}$ , что свидетельствует о малой величине угловой дезориентации блоков мозаики кристалла-образца. Основание этого рефлекса крупным планом показано на рис. 1, *b* и 2, *a*. Хорошо видно, что диффузное рассеяние в  $\text{ZnSe}$  практически отсутствует. Профили диффузного рассеяния кристаллов  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$



**Рис. 1.** *a*) Дифрактограмма монокристалла  $\text{ZnSe}$  вблизи брэгговского рефлекса (220), измеренная вдоль направления  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ ,  $T = 300 \text{ K}$ . Точки — экспериментальные данные, штриховая линия — гауссов профиль рефлекса (инструментальная функция). *b*) Аналогичная дифрактограмма для монокристалла  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ). 1 — экспериментальные данные для  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ), 2 — экспериментальные данные для  $\text{ZnSe}$ , сплошная линия — профиль диффузного рассеяния, штриховая линия — профиль брэгговского рефлекса (220) кристалла  $\text{ZnSe}$ .

( $x = 0.0025$ ) и  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0029$ ) представлены сплошными линиями на рис. 1, *b* и 2, *a* соответственно. Погрешность профильного анализа не превышает 2%. Ясно видно, что на рис. 2, *a* относительная полуширина



**Рис. 2.** Дифрактограммы рефлекса (220), измеренные вдоль направления  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ . *a* —  $T = 300$  К; 1 — экспериментальные данные для  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ), 2 — экспериментальные данные для монокристалла ZnSe, сплошная линия — профиль диффузного рассеяния, штриховая линия — гауссов профиль рефлекса (220) для кристалла ZnSe; *b* —  $T = 120$  К; 1 — экспериментальные данные для монокристалла  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ), 2 — экспериментальные данные для ZnSe, штриховая линия — гауссов профиль рефлекса (220) кристалла  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  (инструментальная функция).

**Таблица 1.** Величины корреляционных длин  $L$  (Å) для разных типов сдвиговых смещений при температуре 300 К в полупроводнике ZnSe, легированном Ni и Cr

Соединение	$\langle 1\bar{1}0 \rangle$ [110]	$\langle 011 \rangle$ [100]	$\langle 100 \rangle$ [011]
$Zn_{1-x}Ni_xSe$ ( $x = 0.0025$ )	25	50	115
$Zn_{1-x}Cr_xSe$ ( $x = 0.0029$ )	120	40	120

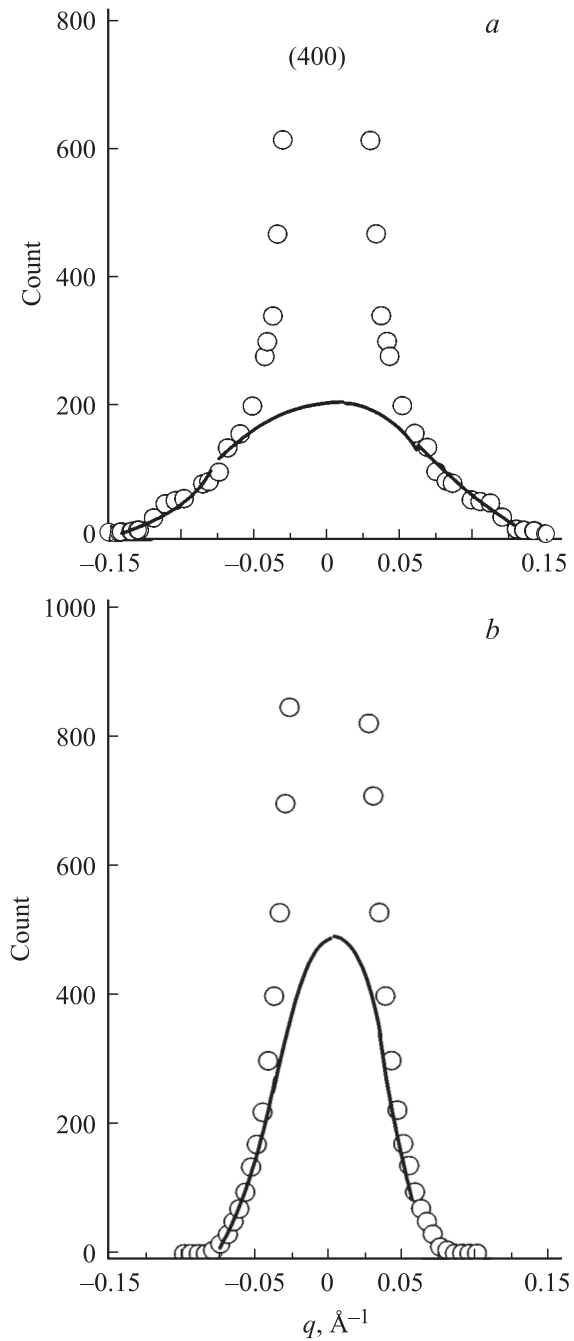
**Таблица 2.** Величины корреляционных длин  $L$  (Å) для разных типов сдвиговых смещений в кристалле  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  при 300 и 120 К

$T, K$	$\langle 1\bar{1}0 \rangle$ [110]	$\langle 011 \rangle$ [100]	$\langle 100 \rangle$ [011]
300	120	40	120
120	> 600	72	150

максимума значительно меньше, а высота больше, чем на рис. 1, *b*, а это означает, что в кристалле  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ) при комнатной температуре размер структурной неоднородности и величина атомных смещений  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  [110] заметно больше. Информация о корреляционных длинах при 300 К содержится в табл. 1. Видно, что величина  $L$  в  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  в 5 раз больше, чем в кристалле  $Zn_{1-x}Ni_xSe$ . Из величин интенсивностей эффекта рассеяния ( $J_{Ni}, J_{Cr}$ ) следует, что амплитуда смещений ионов (относительно их положений в неискаженной решетке) возрастает в кристалле  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  в 1.65 раза ( $J_{Cr}/J_{Ni} = (300/100)^{1/2}$ ).

Еще более заметно различие профилей диффузного рассеяния нейтронов в кристаллах  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ) и  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ) при температуре 120 К. Как видно из табл. 2, линейные размеры искаженной области в кристалле при низкой температуре возрастают вдоль всех исследованных симметричных направлений относительно их значений при 300 К. Однако абсолютная величина этого эффекта существенно зависит от направления. Если, например, возрастание  $L$  в направлениях  $\langle 011 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$  при низкой температуре составляет 85 и 25% соответственно, то в направлении  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  можно оценить только нижнюю границу  $\Delta L/L_{300K} = 400\%$ . Естественно, что при понижении температуры кристалла  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ), также как и случае  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  [4], происходит увеличение амплитуды статических смещений атомов. Это видно, например, из рис. 3, 4, а также из рис. 2 работы [4].

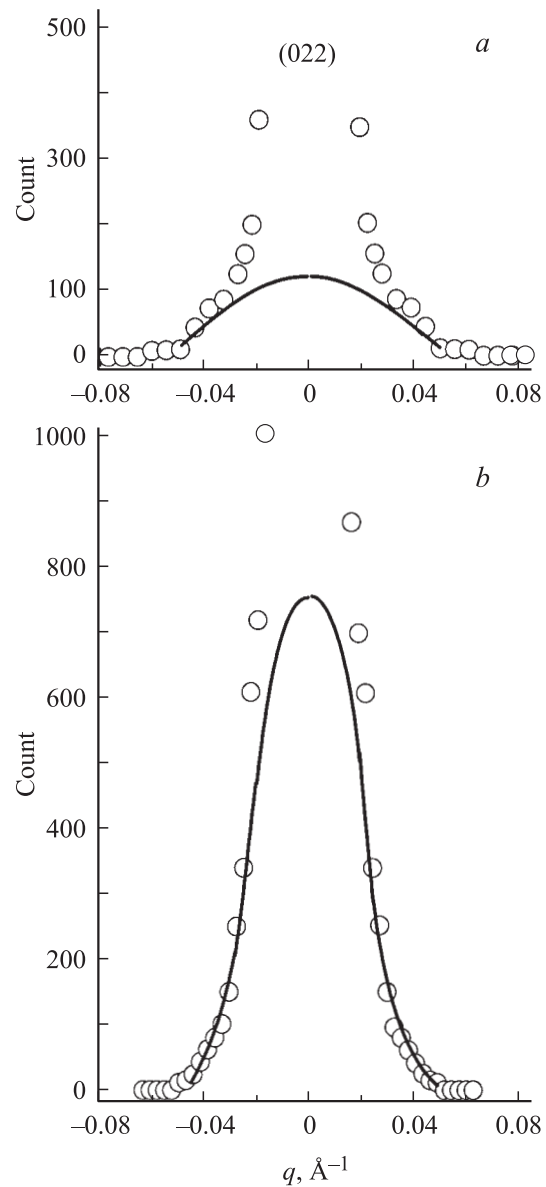
Выделим, на наш взгляд, наиболее интересный результат данной работы, обнаруженный при 120 К. Он состоит в том, что корреляционная длина  $L$  поперечных смещений ионов  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  [110] составляет не менее 600 Å, в то время как подобная величина для сдвиговой деформации  $\langle 011 \rangle$  [100] вблизи рефлекса (400) увеличивается значительно меньше с понижением температуры. Этот результат контрастирует с данными для сдвиговой деформации



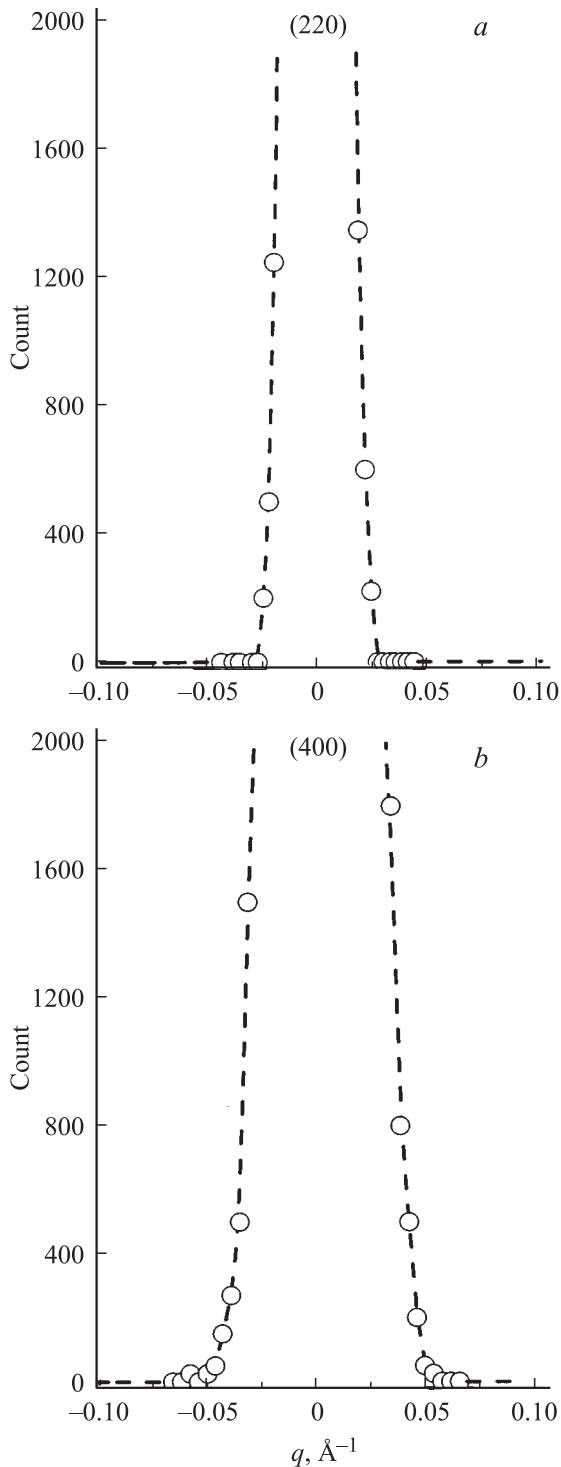
**Рис. 3.** Дифрактограммы рефлекса (400) монокристалла  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0029$ ), измеренные вдоль направления  $\langle 011 \rangle$  при 300 (a) и 120 К (b). Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — профили диффузного рассеяния.

$\langle 011 \rangle$  [100] в  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ) (см. рис. 2 в работе [4] и табл. 2). Ясно видно, что в  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ) при понижении температуры усиливается именно эта сдвиговая деформация, что приводит к изменению силового взаимодействия в данном кристаллографическом направлении и упругого модуля  $C_{44}$ . Эксперимент свидетельствует о том, что в  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ) скорость поперечной волны  $\langle 011 \rangle$  [100],

определяемая модулем  $C_{44}$ , при понижении температуры в интервале 120–20 К заметно уменьшается. Скорость поперечной ультразвуковой волны  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  [110] в  $\text{Zn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0025$ ), определяемая упругим модулем  $(C_{11} - C_{12})/2$ , уменьшается по сравнению со скоростью в  $\text{ZnSe}$ , но ее изменение значительно меньше, чем для скорости волны  $\langle 011 \rangle$  [100]. В  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0029$ ) мы наблюдаем значительно больший рост деформаций  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  [110] по сравнению с деформациями  $\langle 011 \rangle$  [100]. Это позволяет ожидать, что при понижении температуры ниже 120 К в  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0029$ ) будет происходить заметно большее размягчение модуля  $(C_{11} - C_{12})/2$  по сравнению с модулем  $C_{44}$ .



**Рис. 4.** Дифрактограммы рефлекса (022) монокристалла  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$  ( $x = 0.0029$ ), измеренные вдоль направления  $\langle 100 \rangle$  при 300 (a) и 120 К (b). Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — профили диффузного рассеяния.



**Рис. 5.** Дифрактограммы брэгговских рефлексов (220) (a) и (400) (b) монокристалла  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  ( $x = 0.05$ ), измеренные при 300 К для направлений  $\langle 1\bar{1}0$  и  $\langle 011$  соответственно. Точки — экспериментальные данные, штриховые линии — гауссовы профили брэгговских рефлексов.

Завершая обсуждение, обратимся к дифракционным картинам монокристалла  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  ( $x = 0.05$ ). На рис. 5 представлены профили оснований брэг-

говских рефлексов (220) и (400) на дифрактограмме  $Zn_{1-x}Mn_xSe$ , измеренные при 300 К вдоль кристаллографических направлений  $\langle 1\bar{1}0$  и  $\langle 011$  соответственно. Штриховыми линиями показаны функции инструментального разрешения, которые хорошо совпадают с экспериментальными данными для легированного кристалла. Из рис. 5 следует, что диффузное рассеяние монокристалла  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  ( $x = 0.05$ ) отсутствует в пределах погрешности нашего эксперимента, т.е. сдвиговые смещения ионов решетки не проявляются, несмотря на высокий уровень легирования по сравнению с кристаллами  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ) и  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ).

Таким образом, на основе полученных результатов можно сделать некоторые выводы.

Во-первых, ЭЯТ играет принципиальную роль в механизме формирования крупномасштабных сдвиговых деформаций.

Во-вторых, ЭЯТ существует для ионов  $Ni^{2+}$ . Для основного состояния этого иона  ${}^3T_1$  возможны янтеллеровские (ЯТ) деформации  $E$ - и  $T_2$ -типов. Различный характер крупномасштабных сдвиговых деформаций в  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ) и  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ) (с учетом того, что для иона  $Cr^{2+}$  происходит тетрагональная ЯТ-деформация  $E$ ) позволяет считать, что для основного состояния иона  $Ni^{2+}$  проявляется тригональная ЯТ-деформация  $T_2$ . Отметим, что в [11] спектр оптического поглощения  $ZnSe : Ni$  за счет внутривалентного перехода  ${}^3T_1 - {}^1T_2$  трактовался как результат динамического ЭЯТ тригонального типа для возбужденного состояния  ${}^1T_2$ . Для окончательного выяснения роли ЭЯТ в формировании крупномасштабных сдвиговых деформаций решетки нужны дальнейшие измерения в  $ZnSe$  с другими  $3d$ -примесями, например в  $ZrSe : Fe$  („слабый“ ЭЯТ [12] тетрагонального  $E$ -типа) или в  $ZnSe : V$  (об ЭЯТ ничего не известно, но он должен быть, так как основное состояние  ${}^4T_1$  иона  $V^{2+}$  допускает как  $E$ - так и  $T_2$ -локальные ЯТ-деформации).

Представляется интересным вопрос о происхождении крупномасштабных областей структурной деформации в кристаллах  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ) и  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ). В самом деле, наши эксперименты свидетельствуют о том, что сдвиговые деформации разрастаются за счет какого-то эффективного механизма дальнего действия. Образование нелокального сдвигового возмущения решетки отдельным  $3d$ -ионом может происходить за счет дальнего действия, описываемого моделью Вебера для кристаллов со структурой алмаза и цинковой обманки [13,14]. Она была предложена для расчета дисперсии поперечных (сдвиговых) акустических фононов. Суть ее состоит в том, что в ней учитываются заряды на  $sp^3$ -связях, взаимодействие между которыми уменьшает частоты поперечных акустических фононов для больших  $q$  в области границы зоны Бриллюэна. В результате расчетная дисперсионная зависимость  $\omega(\mathbf{q})$  для поперечных акустических фононов значительно лучше совпадает с экспериментом. Более корректно использовать упрощенное представление о точечном заряде на  $sp^3$ -связях как

распределении электронной плотности вдоль связи и говорить о взаимодействии связей между собой и с ионами решетки [14]. Изменение этого распределения влияет на дальное действие и приводит к уменьшению частот поперечных акустических фононов и сдвиговых модулей в ряду Ge, GaAs, ZnSe [4,14]. Известно, что поперечные акустические фононы вносят вклад в формирование отрицательного коэффициента теплового расширения кристаллов с ионно-ковалентными связями [15]. Этот физический параметр, по мнению авторов [16], также чувствителен к распределению электронной плотности вдоль  $sp^3$ -связей. Когда мы вносим  $3d$ -примесь в узел решетки, она изменяет электронную плотность вдоль связей примесь-анион за счет гибридизации  $d$ -состояний примеси и  $p$ -состояний аниона. Для каждой  $3d$ -примеси это изменение будет индивидуальным, поскольку оно зависит от степени гибридизации  $d$ -состояний примеси с  $p$ -состояниями анионов, т.е. от величины энергетического зазора между  $d$ -уровнем в запрещенной щели и вершиной валентной зоны. Мы полагаем, что изменение заряда на связях за счет  $3d$ -примеси усиливает дальное действие в модели Вебера и поэтому „затравочные“ сдвиговые ЯТ-деформации разрастаются вокруг отдельной примеси и сливаются с ростом концентрации примесей. С понижением температуры они превращаются в макроскопически значимые образования, проявляющиеся в размягчении упругих сдвиговых модулей. Видно, что сдвиговый модуль  $C_{44}$  для  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ) уменьшается с понижением температуры [5].

Нахождение примесей Cr в довольно протяженных областях деформации решетки в принципе может повлиять на свойства самих примесных центров. В частности, экспериментальное обнаружение необычных сигналов ЭПР в ZnCrSe с концентрацией Cr  $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [2], возможно, является результатом воздействия сдвиговых деформаций на ионы хрома.

В заключение сформулируем основной итог настоящей работы. Экспериментальные данные о диффузном рассеянии нейтронов в кристаллах  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x = 0.0029$ ) подкрепляют выводы нашей предыдущей работы, посвященной  $Zn_{1-x}Ni_xSe$  ( $x = 0.0025$ ) [4], о новом свойстве  $3d$ -примесей — способности индуцировать в полупроводнике с ионно-ковалентными  $sp^3$ -связями крупномасштабные сдвиговые деформации решетки, размеры которых существенно увеличиваются при понижении температуры. Приведенные экспериментальные данные для  $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ,  $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ,  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  позволяют считать, что ЯТ-сдвиговые смещения ионов вблизи примеси могут рассматриваться как источник деформации, размеры которой определяются механизмом дальнего действия.

Авторы выражают благодарность J.-C. Rouchaud (CECM-CNRS) и Е.В. Мостовщиковой (ИФМ УрО РАН) за измерение концентрации примеси Cr в  $Zn_{1-x}Cr_xSe$ .

## Список литературы

- [1] A. Gallian, V.V. Fedorov, J. Kernal, J. Allman, S.B. Mirov, E.M. Dianov, A.O. Zabezhaylov, I.P. Kazakov. Appl. Phys. Lett. **86**, 091 105 (2005).
- [2] B.L. Vanmil, A.J. Ptak, L. Bai, Lijun Wang, M. Chirila, N.G. Giles, Y.H. Myers, Larry Wang. J. Electron. Mater. **31**, 770 (2002).
- [3] В.И. Соколов, F. Fillaux, F. Romain, P. Lemmens, Н.Б. Груздев. ФТТ **47**, 1507 (2005).
- [4] В.И. Соколов, С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко, Н.Б. Груздев. ФТТ **47**, 1494 (2005).
- [5] V.V. Gudkov, A.T. Lonchakov, A.V. Tkach, I.V. Zhevstovskikh, V.I. Sokolov, N.B. Gruzdev. J. Electron. Mater. **33**, 815 (2004).
- [6] В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, В.И. Соколов, И.В. Жевстовских, Н.Б. Груздев. ФТТ **47**, 1498 (2005).
- [7] J.T. Vallin, G.A. Slack, S. Roberts, A.E. Hughes. Phys. Rev. B **2**, 4313 (1970).
- [8] М.П. Кулаков, А.В. Фадеев, Н.Н. Колесников. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **22**, 39 (1986).
- [9] Ю.А. Изюмов, В.Е. Найш, Р.П. Озеров. Нейтронография магнетиков. Атомиздат, М. (1981). 194 с.
- [10] М.А. Кривоглаз. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. Наука, М. (1967). 335 с.
- [11] J.M. Baranowski, J.M. Noras, J.W. Allen. J. Phys. C: Solid State Phys. **7**, 4529 (1970).
- [12] K.A. Kikoin, V.N. Fleurov. Transition metal impurities in semiconductors. Electronic structure and physical properties. World Scientific, Singapore (1994). 349 p.
- [13] W. Weber. Phys. Rev. B **15**, 4782 (1977).
- [14] У. Харрисон. Электронная структура и свойства твердых тел. Мир, М. (1983). Т. 1. 379 с.
- [15] С.И. Новикова. Тепловое расширение твердых тел. Наука, М. (1974). 291 с.
- [16] D.N. Taylor, M. Vandevyver, K. Kunc, M. Zigone. Phys. Rev. B **24**, 741 (1981).