

УДК 621.315.592

© 1992

ПЬЕЗОСПЕКТРОСКОПИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В CdS

В. Д. Негрий

Исследовано влияние одноосной упругой деформации кристалла на спектр излучения винтовых дислокаций в CdS с учетом их ориентации относительно оси деформации. Обнаружены анизотропия структуры ядра винтовых дислокаций, которая характеризуется определенной в эксперименте локальной симметрией излучательных дислокационных центров, и анизотропное взаимодействие винтовых дислокаций с окружающими ее другими дефектами кристаллической структуры.

Пластическая деформация кристаллов CdS в интервале температур (300—4.2 К) приводит к возникновению в области краевой фотолюминесценции ($\lambda = 505 \div 515$ нм) характерной группы линий, называемой спектром дислокационного излучения (ДИ) [1, 2]. В работе [3] под действием упругой деформации кристалла в самом общем кристаллографическом направлении наблюдалось расщепление линий спектра ДИ на шесть компонент. На основе общепринятой модели пластической деформации и существовавшего ранее представления о геометрии введенных дислокаций [4] предполагалось, что ДИ обусловлено не самими дислокациями, а специфическими дефектами, возникающими в объеме кристалла при движении краевых дислокаций. Наблюдаемое расщепление линий объяснялось снятием ориентационного вырождения этих дефектов. В работе [3] на основании полученных данных и результатов теоретико-группового анализа [5] была определена группа симметрии (C_2) дислокационных центров люминесценции.

При наблюдении распределения ДИ на поверхности деформированного кристалла в поляризованном свете было обнаружено кооперативное поведение центров ДИ [6, 7], для объяснения которого были предложены модель их атомной структуры и механизм образования [8].

Вместе с тем результаты исследования влияния магнитного поля на спектр ДИ [9, 10] оказались достаточно сложными для того, чтобы однозначно объяснить электронную и атомную структуру дислокационных центров как экситонных комплексов подобно тому, как это сделано для мелких экситонно-примесных комплексов, излучающих в голубой области спектра CdS [11].

В недавней работе [12] было исследовано пространственное распределение центров ДИ в объеме кристаллов CdS в процессе их пластической деформации при 77 и 4.2 К. В результате впервые была идентифицирована дислокационная структура кристаллов CdS, деформированных по призматической и базисной системам скольжения. Оказалось, что геометрия дислокационных петель резко отличается от предполагаемой ранее и ДИ непосредственно связано с винтовыми дислокациями, а не с дефектами, остающимися в объеме кристалла при движении краевых дислокаций в виде их следов.

С учетом этих данных представляет интерес исследовать влияние одноосной упругой деформации на фотолюминесценцию индивидуальных винтовых дислокаций с известной ориентацией (а не всего ансамбля дислокаций, как это

делалось ранее), что позволяет получить информацию о локальной симметрии электронных состояний, ответственных за ДИ, и существенно продвинуться в понимании природы ДИ. Таким исследованиям и посвящена настоящая работа — с помощью метода пространственно-разрешенной фотолюминесценции исследовано влияние одноосной деформации кристаллов CdS в направлениях $\langle 1\bar{1}00 \rangle$, $\langle 11\bar{2}0 \rangle$, $\langle 0001 \rangle$ в широком диапазоне давлений на спектр ДИ с учетом различной ориентации винтовых дислокаций относительно оси нагрузки.

1. Методика эксперимента

В работе исследованы объемные кристаллы CdS, главной особенностью которых являлась слабая интенсивность излучения в области переходов на донорно-акцепторных парах. Для исследования использовались образцы формы прямоугольного параллелепипеда размером $1.5 \times 1.8 \times 2$ мм и гранями $(1\bar{1}00)$, $(11\bar{2}0)$ и (0001) , что позволило одноосно деформировать кристаллы в трех направлениях $[1\bar{1}00]$, $[11\bar{2}0]$, $[0001]$. Точность выведения граней проверялась рентгенографически и составляла около 1° . Образцы помещались в устройство для одноосной деформации внутри гелиевого криостата, оптическая система которого позволяла наблюдать пространственное распределение фотолюминесценции в объеме кристалла с увеличением $\times 300$ и регистрировать спектр излучения с отдельных его микроучастков. Дислокации вводились при 300 К в процессе механической обработки кристаллов или путем их пластической деформации по призматической системе скольжения при 77 К. Контроль дислокационной структуры в объеме исследуемых кристаллов осуществлялся при $T = 77$ или 4.2 К по методике, описанной в [12]. Для возбуждения ДИ в объеме полупроводника использовались линии аргонового лазера 4965 или 5017 Å. Мощность оптического возбуждения изменялась в пределах от 1 до 100 Вт/см². Запись спектров ДИ по традиционной схеме регистрации с разрешением $\Delta \lambda \leq 0.5$ Å производилась на автоматизированной установке с использованием спектрометра ДФС-12 и системы счета фотонов PCS-5Cl. Кроме этого, оптическая система установки с помощью оптического усилителя на микроканальных пластинах и спектрометра позволяла визуально наблюдать и регистрировать пространственное распределение фотолюминесценции в различных микрообластях кристалла на отдельных полосах спектра ДИ с разрешением по длине волны $\Delta \lambda' \approx 2$ Å.

2. Результаты экспериментов

1) Деформация вдоль $[11\bar{2}0]$, в данной геометрии деформации кристалла регистрация ДИ осуществлялась в направлении оси C , т. е. $k \parallel [0001]$ или $k \parallel [1\bar{1}00]$. Как показано в [12], в случае регистрации излучения вдоль оси C кристалла распределение ДИ в объеме и на поверхности имеет вид ориентированных вдоль $[11\bar{2}0]$ прямых линий, которые представляют собой винтовые компоненты введенных дислокационных полупетель. Предварительная механическая обработка образцов (резка, полировка) и последующая их одноосная пластическая деформация при 77 К обеспечивали, как правило, введение всех трех систем различным образом ориентированных винтовых дислокаций (рис. 1).

Используемый метод пространственно-разрешенной фотолюминесценции позволил исследовать в одинаковых условиях деформации кристалла при 4.2 К влияние нагрузки на спектр ДИ каждой из систем параллельных винтовых дислокаций. При деформации $P \parallel [11\bar{2}0]$ для трех систем винтовых дислокаций ($L_d = \langle 11\bar{2}0 \rangle$) имеются два случая различной ориентации дислокаций относительно оси нагрузки: $\omega = 60^\circ$ и $\omega = 0^\circ$. Для $\omega = 60^\circ$ влияние нагрузки на спектр ДИ показано на рис. 2. В той же геометрии деформации кристалла спектры ДИ

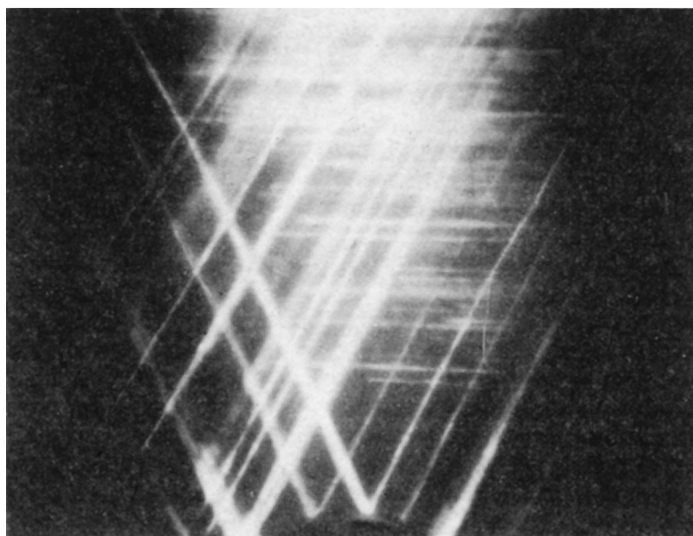


Рис. 1. Распределение винтовых дислокаций в объеме кристалла CdS.

при больших давлениях показаны на рис. 3. Как видно из рис. 2, 3, одноосная деформация приводит к расщеплению каждой линии спектра ДИ (D_i) на коротковолновую (D_{iH}) и длинноволновую (D_{iL}) компоненты. На рис. 4 вместе с поляризацией излучения представлены зависимости спектрального положения этих линий от давления. Из рис. 4 следует, что все компоненты D_{iL} испытывают

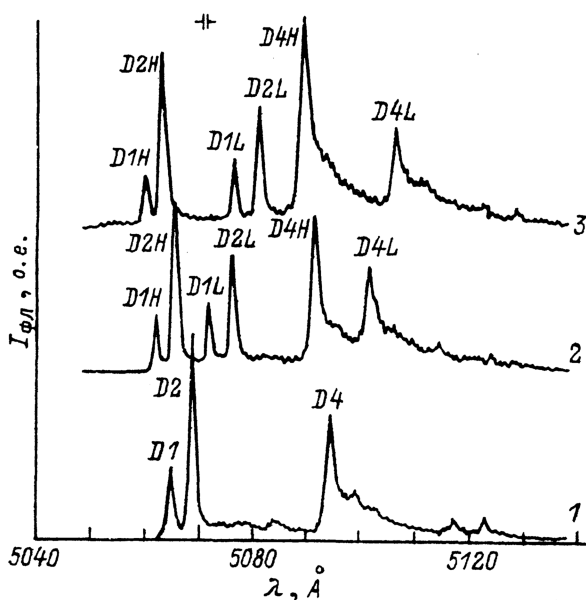


Рис. 2. Спектры ДИ при деформации вдоль $[11\bar{2}0]$ ($\omega = 60^\circ$).

P , кбар: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2.

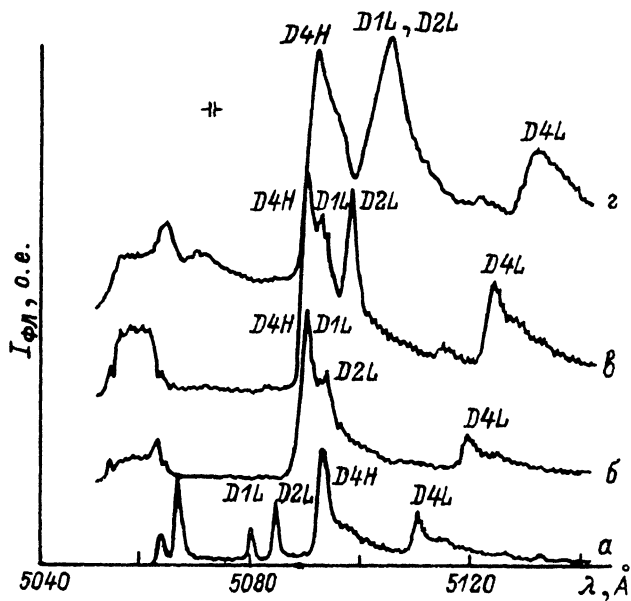


Рис. 3. Спектры ДИ в области больших давлений.

P , кбар: $a-2$, $b-4$, $\gamma-5.2$, $z-7.2$.

линейный и практически одинаковый сдвиг со скоростью $4.5 \pm 0.1 \text{ \AA/кбар}$ во всем диапазоне изменения нагрузки. В области $P = 0.5$ кбар в спектре ДИ происходит перекрытие компонент D_{1l} и D_{2h} без заметного изменения их формы, интенсивности и поляризации. Компоненты D_{ih} в области $P < 2$ кбар сдвигаются со скоростью $-2.4 \pm 0.1 \text{ \AA/кбар}$, однако при давлениях $P > 2$ кбар эта зависимость ($D_{ih} f_h(P, 60^\circ)$) перестает быть линейной. Более того, при больших нагрузках спектр ДИ в коротковолновой области существенно изменяется: в интервале 505–506 нм на коротковолновом крыле компоненты D_{ih} в виде ступеньки

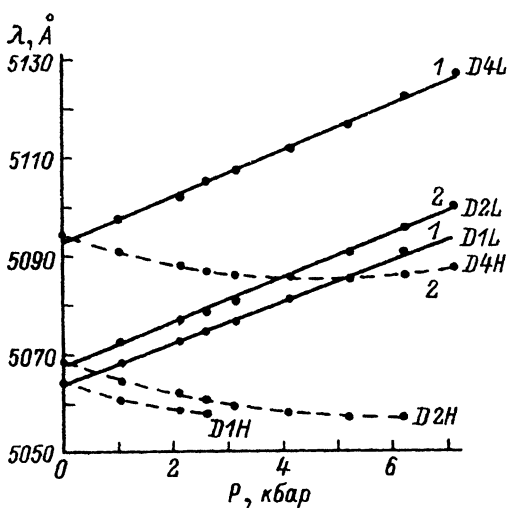


Рис. 4. Зависимость положения линий спектра ДИ от нагрузки при деформации вдоль $[11\bar{2}0]$ ($\omega = 60^\circ$) и их поляризация излучения. $E \parallel P$ (1), $E \perp P$ (2).

разгорается новая полоса излучения (D_0), которая характеризуется нестабильностью формы и интенсивности излучения с течением времени. При дальнейшем повышении нагрузки ее поведение становится более стабильным.

В условиях перекрытия полосы излучения D_0 с компонентами D_{1b} и D_{2b} наблюдается падение интенсивности последних (рис. 3, а, б), в результате при давлении $P > 5.5-6$ кбар они практически не обнаруживаются (рис. 3, б, в). В диапазоне давлений $P = 4 \div 5$ кбар в области 508.8—509.6 нм (рис. 3, 4) происходит пересечение линии D_{4b} с линиями D_{1l} и D_{2l} . Однако в этом случае степень поляризации излучения, полуширина и относительная интенсивность этих линий не изменяются.

При давлении $P > 7$ кбар значительным и необратимым образом изменяется весь спектр ДИ — наблюдается рост интенсивности ДИ и уширение спектральных линий (рис. 3, д), а после полного снятия нагрузки спектр не возвращается к исходному виду. Специальными наблюдениями было установлено, что описанные изменения в спектре ДИ при $P > 7$ кбар носят фотостимулированный характер, так как воздействием одной нагрузки без лазерного возбуждения кристалла такого влияния не оказывало. Описанные изменения в спектре ДИ в облученных лазером при больших давлениях участках кристалла исчезают после отогрева кристалла до комнатной температуры.

В случае дислокаций, ориентированных вдоль оси деформации ($\omega = 0^\circ$), с ростом нагрузки обнаруживается только линейный сдвиг всего спектра ДИ в коротковолновую область ($D_l = f(P, 0^\circ)$) со скоростью -2.5 ∓ 0.1 Å/кбар. Это значение с хорошей точностью совпадает с линейной зависимостью $D_{ib} = f_b(P, 60^\circ)$ в области $P < 2$ кбар (рис. 4), т. е. $f(P, 0^\circ) = f_b(P, 60^\circ)$.

Исследование поляризации ДИ при объемном возбуждении показывает, что расщепленные компоненты всех линий при $P < 2$ кбар имеют высокую степень поляризации (от 60 до 90%) при ориентациях вектора электрического поля $E \parallel P$ или $E \perp P$. При этом характер поляризации для одинаковых компонент линий D_1 и D_4 совпадает, а для линии D_2 он является противоположным (рис. 3). В области давлений $P > 2$ кбар, когда в спектрах обнаруживается присутствие полосы D_0 (505—506 нм), степень поляризации компонент D_{1b} и D_{2b} резко падает, а у остальных линий спектра ДИ она сохраняется во всем диапазоне изменения нагрузки.

Исследования, проведенные при регистрации излучения вдоль $[1\bar{1}00]$ ($k \parallel [1\bar{1}00]$) с учетом пространственного распределения дислокаций в объеме кристалла, показали аналогичные результаты.

2) Деформация вдоль $[1\bar{1}00]$. При деформации кристалла $P \parallel [1\bar{1}00]$ и регистрации излучения вдоль $[0001]$ были исследованы зависимости спектра ДИ от нагрузки для двух систем винтовых дислокаций, ориентированных к оси нагрузки под углом $\omega = 30^\circ$ и $\omega = 90^\circ$. В случае ориентации винтовых дислокаций к оси деформации под углом $\omega = 30^\circ$, как и в случае $\omega = 90^\circ$, наблюдается расщепление всех линий спектра на две компоненты (D_{1b} , D_{1l}) (рис. 5). Зависимости спектрального положения этих линий от нагрузки представлены на рис. 6, из которого видно, что во всем диапазоне изменения давления они являются линейными. При этом смещение D_{1b} и D_{1l} компонент происходит со скоростью -4.7 ∓ 0.1 и $+2.2 \mp 0.1$ Å/кбар соответственно. В области давлений $P \geq 2$ кбар, как и в рассмотренном выше случае, в спектре ДИ обнаруживается нестабильная полоса D_0 , которая в данной геометрии деформации с ростом нагрузки смещается в коротковолновую область. И в отличие от случая $P \parallel [1\bar{1}20]$ при разгоне D_0 полосы ослабления интенсивности компонент D_{1b} и D_{2l} не наблюдается.

Исследование винтовых дислокаций, ориентированных под углом $\omega = 90^\circ$ к оси нагрузки, показало, что с ростом давления происходит линейный сдвиг всего спектра ДИ в длинноволновую область. При этом зависимость ($D_l = f(P, 90^\circ)$) соответствует той, которая наблюдается для компонент D_{1l} в случае $\omega = 30^\circ$,

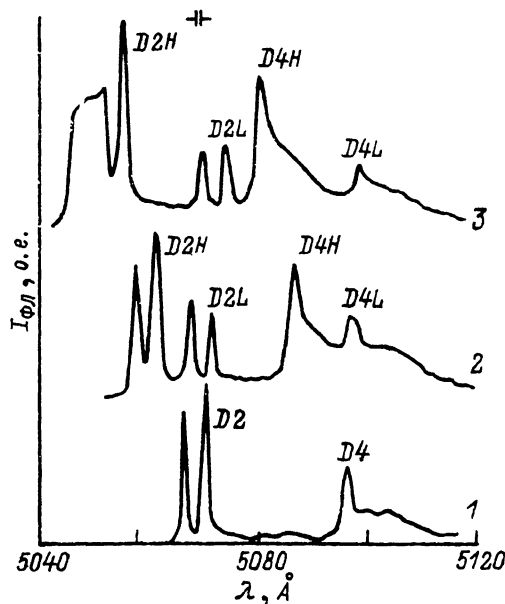


Рис. 5. Спектры ДИ при деформации вдоль $[1\bar{1}00]$ ($\omega = 30^\circ$).
 P , кбар: 1 — 0, 2 — 1.7, 3 — 2.5.

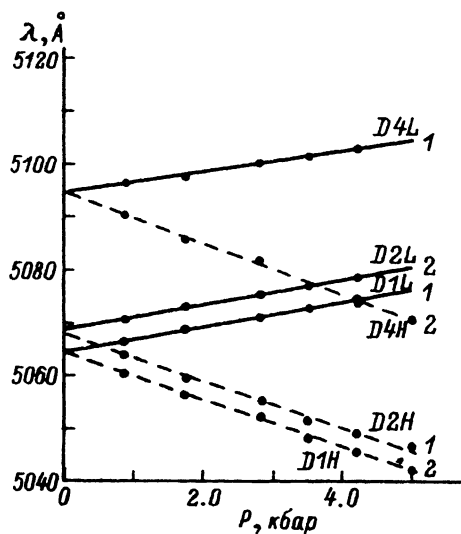


Рис. 6. Зависимость положения линий спектра ДИ от нагрузки при деформации вдоль $[1\bar{1}00]$ ($\omega = 30^\circ$) и их поляризации излучения. $E \parallel P$ (1), $E \perp P$ (2).

$t. e. f(P, 90^\circ) = f_1(P, 30^\circ)$. Степень поляризации компонент всех линий спектра ДИ (рис. 6) в данной геометрии деформации кристалла от давления не зависит.

3) Деформация вдоль $[0001]$. В случае одноосной деформации вдоль оси C кристалла наблюдается линейный сдвиг всего спектра ДИ в коротковолновую область со скоростью $-4 \pm 0.1 \text{ \AA/кбар}$. При этом в области $P > 1.5 \div 2$ кбар происходит слабое расщепление каждой из полос спектра на две компоненты (рис. 7).

4) Пьезоспектроскопия индивидуальных дислокаций. При деформации $P \parallel [11\bar{2}0]$ и наблюдении $k \parallel [1\bar{1}00]$ была проведена регистрация пространственного распределения дислокаций на отдельных полосах спектра ДИ в микрообластях кристалла, содержащих малое количество винтовых дислокаций. На рис. 8, а представлена фотография распределения излучения на длине волны полосы D_2 при $P = 0$ одного из участков кристалла, содержащего ограниченное число винтовых дислокаций. Взаимное расположение этих дислокаций в кристалле позволяет надежно считать, что они образовались в результате зарождения и последующего расширения двух или нескольких дислокационных полупетель, каждая из которых состоит из левовинтовой и правовинтовой дислокаций, двигавшихся в противоположных направлениях (на фото вверх—вниз). На рис. 8, б, в представлены фотографии распределения ДИ того же участка кристалла при $P = 1$ кбар на длинах волн D_{2h} и D_{2i} соответственно. Спектры ДИ для данных дислокаций при упругой деформации кристалла и без нагрузки соответствуют спектрам рис. 2. Сравнение положений излучающих дислокаций на рис. 8 показывает, что излучение определенного типа дислокаций (левовинтовой или правовинтовой) в упругодеформированном кристалле наблюдается только на определенной компоненте расщепленных линий спектра ДИ. Проверкой было установлено, что указанное соответствие выполняется для всех линий спектра ДИ.

3. Обсуждение результатов

Симметрия кристаллической структуры CdS (вюрцит) относится к точечной группе C_{6v} с двенадцатью операциями симметрии, шесть из которых преобразуют кристалл сам в себя только путем поворотов или отражений с дополнительной трансляцией на вектор $(1/2)C$. Симметрия узла решетки и, следовательно, наивысшая возможная симметрия дефекта с структуре вюрцита определяется точечной группой C_{3v} . Дефекты с более низкой симметрией относятся к точечным группам C_3 , C_2 и C_1 , которые имеют лишь одномерные неприводимые представления и характеризуются невырожденными электронными состояниями. Поэтому одноосное сжатие кристалла может приводить только к энергетическому сдвигу электронных состояний таких дефектов.

Результаты теоретического рассмотрения этого вопроса [5] показывают, что влияние одноосного упругого поля на сдвиг $\Delta\lambda$ энергии излучательного перехода электрона из возбужденного в основное состояние центра, обладающего симметрией C_s , может быть описано произведением двух тензоров

$$\Delta\lambda = A^{C_s} P, \quad (1)$$

где A^{C_s} — пьезоспектроскопический тензор, P — тензор напряжений.

Приведенный к главным осям ($X \parallel [1\bar{1}00]$, $Y \parallel [11\bar{2}0]$ и $Z \parallel [0001]$) пьезоспектроскопический тензор имеет вид

$$A^{C_s} = \begin{pmatrix} A_1^{C_s} & 0 & A_4^{C_s} \\ 0 & A_2^{C_s} & 0 \\ A_4^{C_s} & 0 & A_3^{C_s} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В случае приложения одноосной нагрузки в перпендикулярных к оси C направлениях выражение для сдвига энергии электронного перехода на центре упрощается и принимает вид

$$\Delta\lambda = (A_1^{C_s} \cos^2 \alpha + A_2^{C_s} \cos^2 \beta) P, \quad (3)$$

где α и β — углы между осью нагрузки P и главными (X , Y) осями тензора.

Полученные в работе линейные зависимости $D_{Ih} = f_h(P, \omega)$, $D_{II} = f_I(P, \omega)$, зависящие от ориентации оси дислокации относительно оси деформации, могут быть описаны двумя одинаковыми по виду тензорами, диагональные элементы которых после приведения к главным осям имеют значения: $A_1^{C_s} = -4.7$ и $A_2^{C_s} = 4.5$ Å/кбар. При этом относительно оси винтовых дислокаций главные оси рассматриваемых тензоров повернуты соответственно на угол $+30^\circ$ и -30° . В рамках предлагаемого объяснения каждый из этих тензоров определяет поведение двух ориентационно вырожденных C_s центров, которые характеризуются общей для них плоскостью симметрии (плоскость отражения типа $(11\bar{2}0)$), содержащей одну из главных осей тензора ($X \parallel [1\bar{1}00]$). Заметим, что, согласно симметрии кристалла, эти центры преобразуются друг в друга путем поворота на 180° вокруг оси C и дополнительного сдвига на величину $(1/2)C$. Таким образом, двум пьезоспектроскопическим тензорам можно привести в соответствие два набора C_s центров, плоскости симметрии которых ориентированы относительно оси дислокаций под углом $+30^\circ$ и -30° соответственно. В результате этого каждая система параллельных винтовых дислокаций характеризуется двумя наборами (по два центра в каждом) C_s центров, общее число которых $(2 \cdot 2 = 4)$ определяет кратность их ориентационного вырождения.

В случаях, когда ось деформации параллельна или перпендикулярна оси дислокаций, дислокационные центры остаются ориентационно вырожденными и

в результате наблюдается только сдвиг линий спектра ДИ. Величина и знак этого сдвига зависят от ориентации оси деформации относительно главных осей тензора и определяются выражением (3). В условиях деформации, когда дислокации ориентированы к оси нагрузки под углом 30 или 60°, ориентационное вырождение между двумя наборами дислокационных центров (2 + 2) снимается, в результате чего происходит расщепление линий спектра ДИ на две компоненты примерно равной интенсивности (рис. 2). Предлагаемое объяснение согласуется с результатами той части работы [13], где показано, что деформация кристалла в более общем кристаллографическом направлении типа $\{11\bar{2}\}$ ϵ приводит к расщеплению каждой линии спектра ДИ на четыре компоненты.

Постоянство интенсивности, поляризации компонент линий D_{1j} и D_{2b} в области давлений $P = 0.5$ кбар, а также D_{1j} , D_{2j} и D_{4b} в области $P = 4 \div 6$ кбар, где наблюдаются их пересечения, свидетельствуют об отсутствии заметного взаимодействия между участвующими в излучении электронными состояниями центров, что согласуется с предлагаемым объяснением расщепления линий спектра ДИ. Из такого поведения линий спектра ДИ можно сделать вывод, что дислокационные центры, ответственные за D_{1b} и D_{1j} компоненты, пространственно разделены в кристалле и поэтому не взаимодействуют друг с другом. В связи с этим возникает вопрос о характере распределения дислокационных центров, ответственных за D_{1b} и D_{1j} компоненты и находящихся в области ядра винтовых дислокаций. Правильный ответ на этот вопрос помогают дать результаты исследования одиночных дислокаций (рис. 8).

Отчетливо наблюдаемое различие в распределении излучающих дислокаций (рис. 8, б, в) на длинах волн D_{2b} и D_{2j} расщепленных компонент полосы D_2 позволяет установить соответствие между типом винтовой дислокации (правовинтовой или левовинтовой) и набором одинаково ориентированных в проекции на (0001) C_s центров, которые характеризуются одним пьезоспектроскопическим тензором (2). Главная X-ось этого тензора ориентирована относительно вектора Бюргера правовинтовой и левовинтовой дислокаций с точностью до знака под углом ± 30 и $\mp 30^\circ$ соответственно. Именно это обстоятельство при определенной ориентации упругой деформации кристалла позволяет обнаруживать вместе со снятием ориентационного вырождения дислокационных центров (расщеплением спектральных линий) различие между двумя типами винтовых дислокаций (рис. 8). Все это свидетельствует об асимметрии структуры ядра винтовых дислокаций. Установление этого факта является весьма важным как для выяснения самой структуры ядра винтовой дислокации, так и понимания различия свойств пластичности кристаллов CdS при деформации их по базисной и призматической системам скольжения дислокаций. Следует отметить, что, несмотря на достаточно обширные исследования свойств дислокаций в полупроводниковых кристаллах A_2B_6 , наличие указанной особенности ядра винтовых дислокаций в литературе не рассматривалось [4, 14, 15].

Наблюдаемые в эксперименте необратимые изменения в спектре ДИ, возникающие при одновременном воздействии высокого давления $P > 7$ кбар и лазерного облучения кристалла, мы связываем с проявлением взаимодействия между дислокациями в условиях высокой их концентрации. Это согласуется с результатами работы [12], где показано, что пластическая деформация кристаллов CdS при 4.2 К характеризуется сильным влиянием оптического возбуждения на процесс размножения винтовых дислокаций. Скорость их скольжения при 4.2 К оказывается настолько малой, что в процессе микропластической деформации в облучаемых лазером участках кристалла образуется весьма плотная система винтовых дислокаций, взаимодействие между которыми и вызывает наблюдаемые изменения в спектре ДИ. При отогреве образца до комнатной температуры происходит релаксация внутренних напряжений в полосах скольжения за счет движения дислокаций, а следовательно, и возврат спектра ДИ в этих участках кристалла к исходному виду.

Результаты данной работы вместе с тем показывают, что исследуемая система дислокационных центров эффективно взаимодействует и с дефектами кристаллической структуры другого типа, которые, по-видимому, тоже образуются при пластической деформации кристалла. Именно за счет взаимодействия с такими дефектами можно объяснить нелинейный сдвиг всех D_{ih} компонент дислокационного спектра при деформации вдоль $[11\bar{2}0]$ в области $P > 2$ кбар (рис. 3, 4), а также сильное ослабление интенсивности D_{1b} , D_{2b} при $P > 5$ кбар. Ответственным за такое поведение коротковолновых компонент, вероятно, является D_σ -дефект, присутствие которого обнаруживается при $P > 2$ в спектре ДИ благодаря разгоранию D_0 полосы излучения, обладающей весьма нестабильными свойствами. Более сильное влияние этого дефекта на интенсивность компонент D_{1b} и D_{2b} по сравнению с D_{4b} может происходить за счет эффективного электронного взаимодействия между D_0 дефектами и дислокационными центрами в условиях резонанса их электронных состояний. По этой же причине изменяется и степень поляризации D_{1b} , D_{2b} компонент. Вместе с тем наблюдается более крутой линейной зависимости $D_{ih} = f_{ih}(P, 30^\circ)$ по сравнению с $D_{ih} = f_{ih}(P, 60^\circ)$ во всем диапазоне изменения давления (рис. 4, 6) и сохранение относительной интенсивности компонент D_{1b} , D_{2b} в присутствии той же полосы D_0 в спектре ДИ (рис. 5) при деформации вдоль $[1\bar{1}00]$ могут свидетельствовать об анизотропном характере взаимодействия винтовых дислокаций с D_σ -дефектами. Последнее может быть связано и с особенностью пространственного положения D_0 дефектов относительно ядра винтовой дислокации. В связи с этим наблюдаемое расщепление линий спектра ДИ на две компоненты при деформации вдоль самой симметричной оси C кристалла, вероятно, можно объяснить понижением локальной симметрии дислокационных центров также за счет взаимодействия с окружающими их дефектами кристаллической структуры.

Таким образом, пьезоспектроскопические исследования при приложении одноосных упругих напряжений в базисной плоскости показали, что при наблюдении ДИ от системы параллельных и одиночных винтовых дислокаций (а не от ансамбля всех дислокаций) ориентационное вырождение дислокационных C_s центров, связанное с наличием в кристалле CdS трех эквивалентных плоскостей зеркального отражения типа $(11\bar{2}0)$, снимается и смещение линий спектра описывается тензором, диагональные элементы которого в главных осях имеют значения: $A_1^{C_s} = -4.7$ и $A_2^{C_s} = 4.5 \text{ \AA/кбар}$, а главная ось составляет угол $+30$ или -30° с вектором Бюргерса. Высокая чувствительность спектра ДИ к внешней упругой деформации кристалла вместе с малой шириной его линий и линий в широком диапазоне давлений, а также пространственно-временные характеристики излучательных центров в процессе низкотемпературной пластической деформации кристалла означают, что электронные состояния, ответственные за наблюдаемую люминесценцию (ДИ), локализованы в ядрах винтовых дислокаций. Вариант с точечными дефектами вокруг дислокаций может быть исключен. При этом возможны два варианта: 1) эти состояния соответствуют квазиодномерным дислокационным зонам (т. е. регулярным участкам ядер винтовых дислокаций), 2) ДИ соответствует регулярным структурным дефектам ядер дислокаций, например двойным перегибам или ступенькам.

В настоящее время мы не можем однозначно выбрать одну из этих альтернатив, однако очень малая ширина линий ДИ позволяет отдать предпочтение первому варианту. Важным обстоятельством является то, что главная ось пьезоспектроскопического тензора не совпадает с вектором Бюргерса, а лежит под углом $\mp 30^\circ$ к нему. Это позволяет говорить о внутренней асимметрии винтовых дислокаций. Симметричные соображения оставляют возможность двукратного ориентационного вырождения дислокационных центров в призматической плоскости. Возможно, с этим обстоятельством связано обнаруженное ранее явление

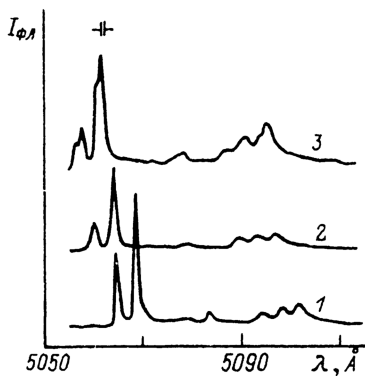


Рис. 7. Спектры ДИ при деформации вдоль $[0001]$.

P , кбар: 1 — 0, 2 — 0.8, 3 — 2.

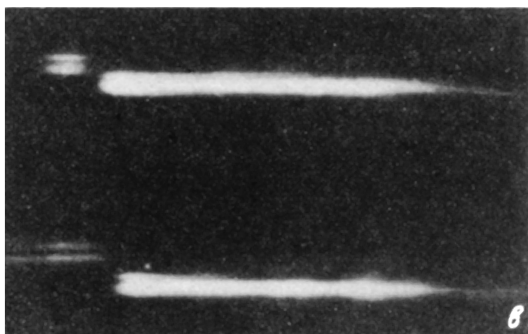
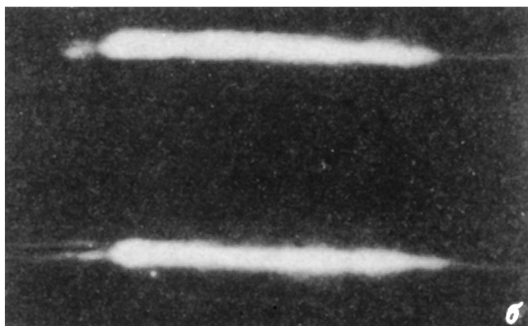
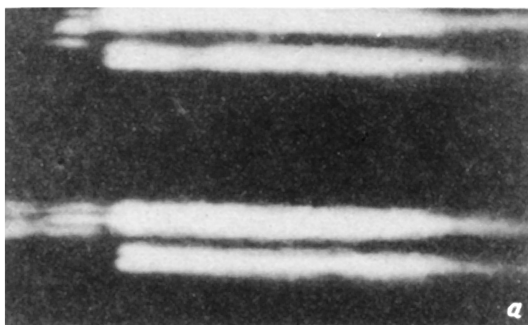


Рис. 8. Распределение излучения левовинтовых и правовинтовых дислокаций на различных длинах волн спектра ДИ: на длине волны полосы D_2 при $P=0$ (а), D_{2h} при $P=1$ кбар (б), D_{2l} при $P=1$ кбар (в).

поляризационных доменов вдоль линии дислокаций. Этот вопрос мы планируем исследовать в дальнейшем.

В заключение хочу выразить благодарность В. В. Кведеру за обсуждение результатов и ценные замечания.

Список литературы

- [1] Негрий В. Д., Осипьян Ю. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 3. С. 744—752.
- [2] Negrii V. D., Osipyuan Yu. A. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 55. N 2. P. 583—588.
- [3] Негрий В. Д., Осипьян Ю. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 344—348.
- [4] Osipyuan Yu. A., Petrenko V. F., Zaretskii A. V., Whitworth R. W. // Advan. Phys. 1986. V. 35. N 2. P. 115—188.
- [5] Goede O. // Phys. St. Sol. (b). 1972. V. 50. N 2. P. 727—736.
- [6] Негрий В. Д., Осипьян Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 11. С. 484—486.
- [7] Головки Л. Н., Негрий В. Д., Осипьян Ю. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1717—1722.
- [8] Осипьян Ю. А., Негрий В. Д., Бульенков Н. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. № 9. С. 1458—1464.
- [9] Gutowski J., Hoffman A. // Mat. Sci. Forum. 1989. V. 38—41. N 3. P. 1391—1395.
- [10] Reynolds D. C., Litton C. W. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 3. P. 1023—1029.
- [11] Thomas D. C., Hopfield J. J. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 5. P. 2135—2148.
- [12] Negrii V. D., Osipyuan Yu. A., Lomak N. V. // Phys. St. Sol. (a). 1991. V. 126. P. 49—61.
- [13] Negrii V. D., Osipyuan Yu. A. // Mat. Sci. Forum. 1989. V. 39—41. N 2. P. 573—577.
- [14] Смирнова И. С. // Автореф. канд. дис. 1990.
- [15] Шихсаидов М. Ш. // Автореф. докт. дис. 1991.