

Определение систем скольжения дислокаций в монокристаллах CdS методом низкотемпературной фотолюминесценции

© Н.И. Тарбаев

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

E-mail: class@class.semicond.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 16 марта 1998 г.)

Исследована трансформация низкотемпературного излучательного спектра монокристаллов селенида кадмия при пластической деформации сосредоточенной нагрузкой и при одноосном сжатии. Установлено однозначное соответствие между появлением полос фотолюминесценции в области 1.765 eV и движением дислокаций по призматической системе скольжения, с одной стороны, и появлением полосы 1.792 eV в результате скольжения дислокаций по базисной системе — с другой.

Объемные монокристаллы селенида кадмия находят применение в элементах силовой оптики. Кроме того, благодаря нелинейному поглощению света в экситонной области спектра этот материал перспективен для разработки резонансных и безрезонансных быстродействующих оптических ключей, способных реализовать основные логические операции, для создания оптических вычислительных машин [1]. В силу этого исследование дефектов структуры, которые вносят вклад в формирование хвостов плотности состояний вблизи края фундаментального поглощения, а также разработки методов их исследования являются актуальным. При большинстве технологических операций монокристаллы полупроводников в той или иной мере подвергаются механическим воздействиям, которые могут привести к локальной пластической деформации, т.е. генерации дислокаций и деформационных точечных дефектов [2].

Относительно недавно в кристаллах сульфида кадмия, имеющих идентичную селениду кадмия кристаллическую структуру (вюрцит), были обнаружены характеристические полосы в спектрах излучения и оптического поглощения, которые образуются при скольжении дислокаций по призматической системе скольжения [3,4]. Подобно кристаллам CdS, ряд полос, связанных с пластической деформацией, были обнаружены в спектрах ФЛ кристаллов CdSe, деформированных пластически при низкой температуре [5], а также в кристаллах CdTe (сфалерит) [6].

Целью настоящей работы было исследование корреляции спектра низкотемпературной (4.2–77 K) фотолюминесценции (ФЛ) и действующей системы скольжения дислокаций. При температуре меньше половины температуры плавления кристаллов CdSe проявляются две системы скольжения дислокаций — в базисной плоскости (0001) и в призматической плоскости $\{10\bar{1}0\}$ с одним и тем же вектором Бюргерса $\mathbf{b} = 1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$ [2]. Для инициации скольжения по той или другой системе было выбрано индентирование граней $\{0001\}$ и $\{1010\}$. В этом случае удобно проводить сравнительный анализ спектров, поскольку деформированные и не искаженные пластической деформацией области кристалла находятся на одной поверхности одного и того же образца.

Эксперимент. Исследовались монокристаллы специально нелегированного селенида кадмия, выращенного методом Бриджмена. Образцы вырезались из слитков, ориентированных рентгенографически, механически шлифовались, полировались алмазной пастой, затем полировались химически для снятия нарушенного слоя в растворе брома в метаноле. Пластическая деформация проводилась либо локально индентированием пирамидой Виккерса с нагрузкой 30 g в течение 60 s, либо одноосным сжатием при температуре 77 K в обоих случаях. Для интегрального увеличения сигнала ФЛ от деформированных областей индентирование проводилось сериями 4×4 , т.е. по 16 отпечатков в форме квадрата со стороной $150 \mu\text{m}$. ФЛ регистрировалось ФЭУ-62 через решеточный монохроматор МДР-23 (1200 штрихов/mm) ФЛ возбуждалась излучением 632.8 nm гелий-неонового лазера ЛГН-215, сфокусированного в пятно диаметром $50 \mu\text{m}$.

Индентирование грани $\{0001\}$. Условно, скольжение вокруг отпечатка индентора можно разделить на два процесса: скольжение дислокаций с векторами Бюргерса параллельно индентируемой поверхности — розеточное скольжение, и с векторами Бюргерса, ориентированными наклонно поверхности — объемное скольжение. Поскольку используемое для возбуждения излучение является сильнопоглощаемым, вклад в сигнал ФЛ вносят только приповерхностные области, поэтому можно ограничиться рассмотрением только розеточного скольжения. Розеточное скольжение на грани $\{0001\}$ характеризуется образованием лучей в направлениях $+/-[11\bar{2}0]$; $+/-[\bar{2}110]$; $+/-[1\bar{2}10]$. Схема розеточного скольжения представлена на рис. 1. При этом полупетли дислокаций, скользят в эквивалентных призматических плоскостях, выходят непосредственно на лицевую грань кристалла (рис. 1, b), тогда как дислокации, скользят в базисной плоскости (0001), движутся параллельно лицевой грани на некоторой глубине (рис. 1, a).

Теперь рассмотрим трансформацию низкотемпературного спектра ФЛ при индентировании. Исходный спектр ФЛ CdSe в области края фундаментального поглощения при 4.2 K состоит из группы узких линий в области 1.824 eV экситонно-примесных комплексов (ЭПК) и их

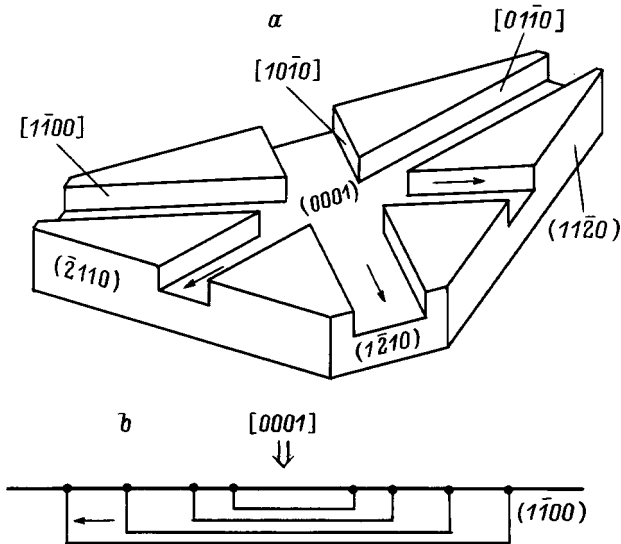


Рис. 1. Схема скольжения, формирующего дислокационную розетку, при индентировании грани $\{0001\}$. Стрелки — эквивалентные ориентации векторов Бюргерса. a — системы скольжения дислокаций, b — расположение полупетель дислокаций, скользящих в призматической плоскости. Полной стрелкой отмечено место индентирования. Точками отмечены выходы дислокаций на лицевую поверхность.

фононных повторений (кривая 1, на рис. 2), а также серии полос, разделенных энергией LO -фонона решетки с бесфононной линией 1.728 eV, связываемых с излучательной рекомбинацией через донорно-акцепторные (Д-А) пары [7]. Спектр ФЛ при 4.2 К из области отпечатков индентора на грани $\{0001\}$ демонстрирует появление трех интенсивных полос: 1.7645, 1.7731 и 1.792 eV — отсутствующих в исходных кристаллах (кривая 2 на рис. 3). Полосы помечены на рисунке индексами a , b и c соответственно. Появление новых полос ФЛ наблюдается на фоне небольшого падения интенсивности ФЛ через донорно-акцепторные пары (10–20%) и значительного падения интенсивности (в несколько раз) и уширения линий ЭПК. Последнее связано, по-видимому, с большим радиусом неупругого рассеяния экситонов на дислокациях [8]. Полосы, связанные с пластической деформацией, имеют относительно малую полуширину (около 9 meV), что примерно вдвое меньше полуширины бесфононной полосы 1.728 nm рекомбинации через Д-А пары.

При повышении температуры индуцированные пластической деформацией излучательные полосы a , b и c смещаются в длинноволновую сторону так же, как и край фундаментального поглощения кристалла. При этом их полуширина практически не меняется. Повышение температуры ведет также к разгоранию полосы b и мало влияет на интенсивность полосы a , так что при 77 К их интенсивности почти сравниваются (рис. 3, штриховая линия). Положение этих полос в спектре составляет 1.756 и 1.764 eV при 77 К. Идентичное температурное смещение полос a и b позволило установить точную

позицию полосы b при 4.2 К, поскольку она проявляется только в виде перегиба на коротковолновом склоне полосы a . Полоса c , которая начинает гаситься уже при 40 К, при достижении 77 К практически не заметна в спектре.

Соотношение интенсивностей полос a и b постоянно при данной температуре, в то время как соотношение интенсивностей полос a и c варьируется в зависимости от места возбуждающего пятна света, однако, интенсивность полосы a всегда доминирует над c при индентиро-

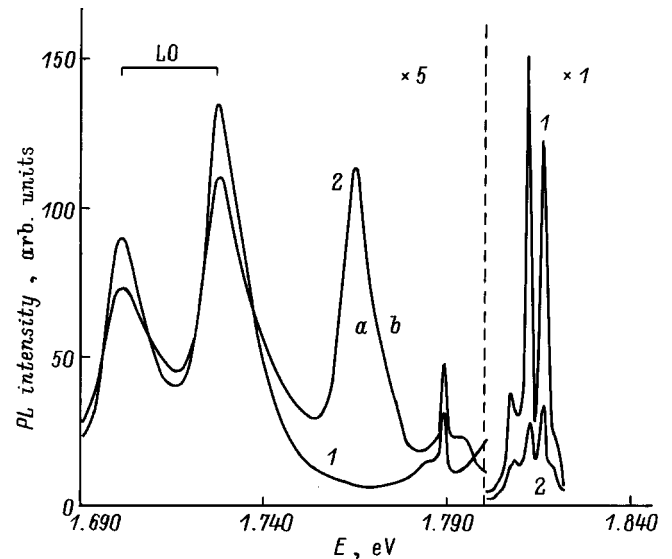


Рис. 2. Спектры ФЛ монокристаллов CdSe при 4.2 К до деформации (1) и после низкотемпературной пластической деформации одноосным сжатием (2), наблюдаемые вдоль направления нормально оси C .

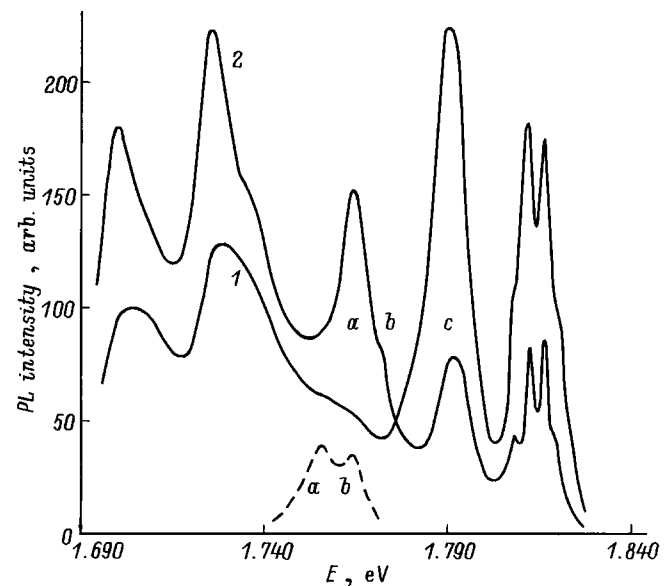


Рис. 3. Спектры ФЛ из области индентирования граней $\{1010\}$ (1) и $\{0001\}$ (2) при 4.2 К. Штриховая линия — положение группы полос a , b при 77 К.

вании грани $\{0001\}$. Отсюда следует, что полосы a и b , по-видимому, соответствуют излучательным переходам в одной и той же многоуровневой электронной системе, а полоса c — некоторой другой, независимой системе.

Важной особенностью индуцированных деформацией полос является и то, что после выдержки образца при комнатной температуре в течение нескольких часов полосы a и b полностью исчезают из низкотемпературного спектра ФЛ (деградируют), тогда как полоса c остается практически неизменной. При низкой температуре, например, такой как температура жидкого азота, спектр излучения деформированных областей не изменяется в реальном времени проведения эксперимента.

Индентирование грани $\{10\bar{1}0\}$. В этом случае образуется двухлучевая розетка с лучами вдоль $+/-\langle 1\bar{2}10 \rangle$ в результате скольжения дислокаций, как схематически показано на рис. 4. В отличие от случая, приведенного на рис. 1, здесь на лицевую поверхность выходят только полупетли дислокаций, скользящих в базисной плоскости кристалла, в то время как дислокации (или их сегменты), скользящие в призматической плоскости $\{10\bar{1}0\}$, располагаются на некоторой глубине. Индентирование призматической грани при той же нагрузке приводило к появлению интенсивной полосы в области 1.779–1.792 (полоса c), при этом полосы излучения группы a, b оказывались либо слабыми, либо вообще не наблюдались (кривая 2 на рис. 3). Плавающее спектральное положение или уширение полосы c в зависимости от позиции пятна фотовозбуждения относительно отпечатка, наблюдаемое в этом случае, очевидно, связано с действием составляющей механического напряжения вдоль оси C кристалла (когда пьезокоэффициент смещения велик). Это предположение подтверждается наличием

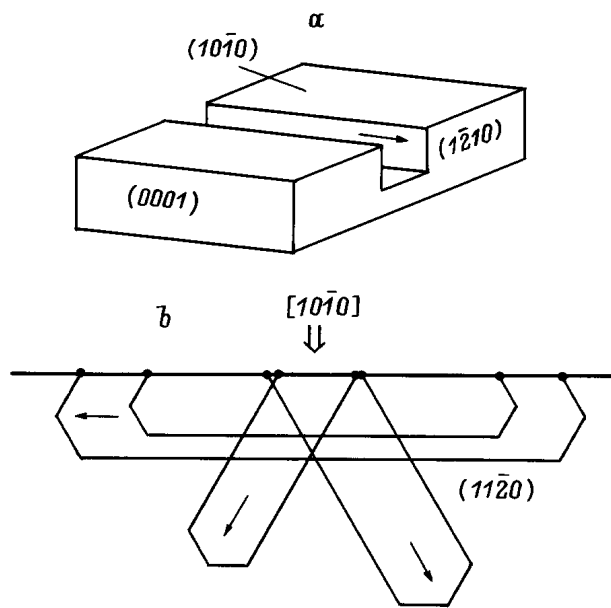


Рис. 4. Схема скольжения, формирующего дислокационную розетку, при индентировании грани $\{10\bar{1}0\}$. a — системы скольжения дислокаций, b — дислокационные полупетли, скользящие в базисной плоскости.

такого же по величине смещения (и/или уширения) линий излучения ЭПК.

Описанную ориентационную зависимость, очевидно, следует связывать с различием дефектообразования в зависимости от системы скольжения, по которой преимущественно развивается пластическая деформация.

Действительно, возникновение полос ФЛ a и b следует приписать скольжению по призматической системе $\langle 1\bar{2}10 \rangle \{10\bar{1}0\}$, поскольку розетка вокруг отпечатка на поверхности $\{0001\}$ образована выходами на лицевую грань полос скольжения именно этой системы. Полосу ФЛ c следует приписать скольжению по системе $\langle 1\bar{2}10 \rangle \{0001\}$, поскольку дислокационная розетка при индентировании грани $\{10\bar{1}0\}$ образуется выходами полос скольжения в базисной плоскости. Существование в последнем случае слабых полос a и b и в обоих случаях достаточно интенсивной полосы c объясняется тем, что базисное скольжение в кристаллах со структурой вюрцита является наиболее легким. В результате этого при геометрии эксперимента, оптимальной для базисного скольжения, призматическое скольжение развивается только в более глубоко расположенных от поверхности областях кристалла и практически не дает вклада в ФЛ при используемом сильнопоглощаемом фотовозбуждении (кривая 2 на рис. 3), а в случае геометрии, оптимальной для призматического скольжения, базисное скольжение происходит достаточно близко к поверхности и по-прежнему дает заметный вклад в ФЛ (кривая 1 на рис. 3). Таким образом, при индентировании как грани $\{0001\}$, так и $\{10\bar{1}0\}$, скольжение фактически идет по обеим системам, но в различных количественных соотношениях.

Для подтверждения справедливости приведенного объяснения ориентационной зависимости дефектной ФЛ образец CdSe был деформирован одноосно вдоль направления $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ при 77 К при сжатии до 3 kbar в режиме релаксации напряжения. При такой геометрии эксперимента возможно только призматическое скольжение, поскольку сдвиговые нагрузки в плоскости (0001) равны нулю. На рис. 2 (кривая 2) показан спектр ФЛ после снятия нагрузки. Как и предполагалось, в результате пластической деформации по системе скольжения $\langle 1\bar{2}10 \rangle \{10\bar{1}0\}$ в спектре появилась только группа полос a и b . Оказалось также, что полосы a и b поляризованы так же, как и излучательная рекомбинация через Д–А пары (перпендикулярно оси C), однако в значительно меньшей степени.

В монокристаллах сульфида кадмия (вюрцит) достаточно хорошо исследовано дислокационное излучение, индуцированное низкотемпературной пластической деформацией, которое приписывается образованию метастабильных комплексов точечных дефектов движущимися дислокациями [5]. Группа полос a, b селенида кадмия является, по-видимому, их аналогом. При повышении температуры хотя бы до комнатной в результате взаимодействия между дефектами происходит распад метастабильных комплексов и деградация полос a и b

спектрах ФЛ. Стабильную полосу c следует приписывать электронным состояниям непосредственно недекорированных дефектной атмосферой ("свежих") дислокаций, скользящих в базисной плоскости, которые гораздо более структурно стабильны, нежели комплексы точечных дефектов.

Таким образом, как следует из приведенных результатов и аргументов, можно утверждать, что при низкотемпературной пластической деформации призматическое скольжение дислокаций по системе скольжения $\langle 1\bar{2}10 \rangle \{10\bar{1}0\}$ сопровождается появлением в спектре низкотемпературной ФЛ полос группы a, b , тогда как базисное скольжение (система $\langle 1\bar{2}10 \rangle \{0001\}$) сопровождается возникновением полосы c . Обнаруженная корреляция системы скольжения дислокаций и спектров ФЛ может быть применима для выявления и дискриминации скольжения непосредственно в низкотемпературном эксперименте, связанном с деформацией монокристаллов селенида кадмия. В силу высокой чувствительности метода он может быть особенно полезен при исследовании начальных стадий пластического течения полупроводникового кристалла (нарушении закона Гука), при пластической деформации микроскопического масштаба.

Автор выражает благодарность Г.А. Шепельскому за плодотворное обсуждение данной работы и высказанные критические замечания.

Список литературы

- [1] S.W. Koch, N. Peyghambarian, H.M. Gibbs. J. Appl. Phys. **63**, 2, K1 (1988).
- [2] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М.(1972). 600 с. (J.P. Hirth, J. Lothe. Theory of dislocations. McGraw-Hill Book Company, N. Y.–St. Louis–San Francisco–Toronto–London–Sydney (1968)).
- [3] Е.А. Сальков, Н.И. Тарбаев, Г.А. Шепельский, М.К. Шейнман. ФТП **17**, 10, 1835 (1983).
- [4] V.D. Negry, Yu.A. Osipyan, N.V. Lomak. Phys. Stat. Sol. (a) **126**, 1, 49 (1991).
- [5] N.I. Tarbaev, J. Schreiber, G.A. Shepelskii. Phys. Stat. Sol. (a) **110**, 1, 97 (1988).
- [6] Н.И. Тарбаев, Г.А. Шепельский, Ю. Шрайбер. ФТТ **31**, 8, 1348 (1989).
- [7] Физики и химия соединений $A^{II}B^{IV}$. Мир, М. (1970). 624 с. (Physics and chemistry of II and VI compounds. North-Holland publishing company, Amsterdam (1967)).
- [8] Ю.А. Осипьян, Э.А. Штейнман. Изв. АН СССР. Сер. физ. **37**, 4, 718 (1973).