

Электрические свойства, фотопроводимость и фотолюминесценция крупнозернистого p -ZnTe

© Ю.В. Клевков, С.А. Колосов[¶], В.С. Кривобок^{¶¶}, В.П. Мартовицкий, С.Н. Николаев

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

(Получена 19 декабря 2007 г. Принята к печати 29 декабря 2007 г.)

Исследованы электрические, фотоэлектрические свойства и низкотемпературная фотолюминесценция крупнозернистого p -ZnTe с удельным сопротивлением $3.3 \cdot 10^{10}$ Ом·см при 77 К. Крупнозернистый ZnTe в форме трубки был синтезирован при 730°C из паровой фазы в спутных потоках компонентов. Рентгеноструктурный анализ показал присутствие монокристаллических зерен как в направлении [111], так и в направлении [100]. Несмотря на неравновесные условия быстрой кристаллизации, измерения методом рентгеновской дифрактометрии показали неплохое кристаллическое качество. Низкотемпературная фотолюминесценция подтверждает упорядоченное распределение примесей в решетке. Набор примесей ограничивается Cu, Ag, Li, O. Спектры фотопроводимости и фотолюминесценции свидетельствуют о наличии малоизученных центров с уровнями в глубине запрещенной зоны. В областях с низкой плотностью двойников наблюдается высокий квантовый выход фотолюминесценции, отсутствие переходов, связанных с комплексными дефектами, наличие собственного излучения, имеющего ярко выраженную поляритонную структуру, проявление богатой структуры двухдырочных переходов, отсутствующих в кристаллах, полученных в процессе медленного роста.

PACS: 71.55.Gs, 72.40.+w, 72.80.Ey, 78.55.Et

1. Введение

В группе соединений $A^{II}B^{VI}$ отдельного внимания заслуживает ZnTe благодаря своим потенциальным возможностям. Будучи прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны при комнатной температуре $E_g = 2.26$ эВ, ZnTe имеет высокую фоточувствительность и может с успехом применяться для эффективного преобразования солнечной энергии. Монокристаллы ZnTe отличаются рекордной чувствительностью в диапазоне нескольких терагерц и могут применяться в качестве преобразователей для визуализации изображений в терагерцовом диапазоне [1,2]. Наряду с полупроводниковыми соединениями $A^{III}B^V$ ZnTe мог бы найти применение для создания полупроводниковых диодов зеленого свечения.

К сожалению, использование такого многообещающего материала существенно сдерживается трудностью получения ZnTe n -типа проводимости. Эта особенность не является исключительным свойством конкретно данного соединения, а присуща всем широкозонным соединениям $A^{II}B^{VI}$, которые, как правило, имеют один тип проводимости, и при этом тип проводимости не поддается инверсии простым легированием. Пределы легирования ограничиваются в основном тремя факторами — это низкая растворимость примесей, высокая энергия образования дефектов и самокомпенсация [3]. Несмотря на большие усилия, приложенные для решения задачи самокомпенсации в $A^{II}B^{VI}$, большого прогресса до сих пор не достигнуто. Одним из серьезных препятствий, стоящих на пути решения данной задачи, является труд-

ность идентификации компенсирующих центров. Однако сегодня уже понятно, что самокомпенсация происходит вследствие спонтанного образования глубоких центров. Такие комплексы возникают в результате взаимодействия остаточных примесей и собственных дефектов даже в наиболее чистых соединениях. Не последнюю роль в процессе комплексообразования играют протяженные дефекты, такие как дислокации, границы зерен, двойниковые границы, способствующие сегрегации остаточных примесей и собственных точечных дефектов.

Недавние теоретические работы в этой области [3–5] показывают, что получить некомпенсированный материал с желаемыми электронными свойствами методом равновесного роста невозможно. По мере увеличения концентрации мелкой либо акцепторной, либо донорной примеси, определяющей тип проводимости материала, уровень Ферми смещается соответственно к валентной зоне или к зоне проводимости. При этом энергия образования такого основного дефекта увеличивается, в то время как энергия сложного компенсирующего центра, напротив, уменьшается. В условиях термодинамического равновесия начиная с некоторых, достаточно высоких, концентраций образование мелкого центра неизбежно сопровождается спонтанным образованием сложного компенсирующего дефекта.

В данной работе предпринята попытка подавить процессы самокомпенсации в результате быстрой неравновесной кристаллизации ZnTe. В условиях быстрой неравновесной кристаллизации, когда скорость роста существенно превышает скорость диффузии примеси и самодиффузии собственных точечных дефектов, уменьшается вероятность взаимодействия точечных и протяженных дефектов. Далее мы приводим результаты

[¶] E-mail: kolosov@sci.lebedev.ru

^{¶¶} E-mail: krivobok@sci.lebedev.ru

исследования электронных свойств поликристаллического ZnTe, полученного в сильно неравновесных условиях быстрого роста.

2. Экспериментальная часть

Для измерений использовались крупнозернистые образцы нелегированного p -ZnTe состава, близкого к стехиометрическому. Зернистый ZnTe был синтезирован при 730°C прямой реакцией паров реагентов, истекающих из коаксиально расположенных каналов в зону их взаимодействия. Процессы проводились в кварцевом реакторе проточного типа в динамическом вакууме. Давления паров в ячейках цинка и теллура, составлявшие десятки торр, и их соотношение $P_{\text{Zn}}/P_{\text{Te}_2} > 2$ задавались быстрым нагревом печей.

В результате взаимодействия паров при выходе из каналов непосредственно на торцевой стенке внутреннего канала в условиях свободного роста формировалась трубка зернистого ZnTe длиной 18 мм и диаметром 32 мм, а толщина ее стенки составляла 1.8 мм. Геометрия поликристаллической трубки ZnTe хорошо воспроизводила геометрию кварцевого канала (рис. 1).

В полученных образцах можно выделить две зоны — крупнозернистую и мелкозернистую. В крупнозернистой области образец состоял из удлиненных монокристаллических зерен размерами до 1.5×10 мм, вытянутых вдоль потоков паров, с ориентацией как [111], так и [100].

Образцы с размерами $4 \times 8 \times 0.5$ мм вырезались из крупнозернистой области. Для нанесения контактов образцы подвергали механической шлифовке и полировке. Нарушенный поверхностный слой удалялся травлением в растворе бром-метанола. Контакты наносили как химическим осаждением золота из раствора хлорного золота, так и термическим нанесением индия. В обоих случаях контакты были близкими к омическим.

На полученных образцах измерялись вольт-амперные характеристики при двух температурах — $T = 65$ и 300 К, температурные зависимости удельного сопротивления в диапазоне $T = 68$ – 300 К и фотопроводимость при двух температурах — $T = 65$ и 300 К.

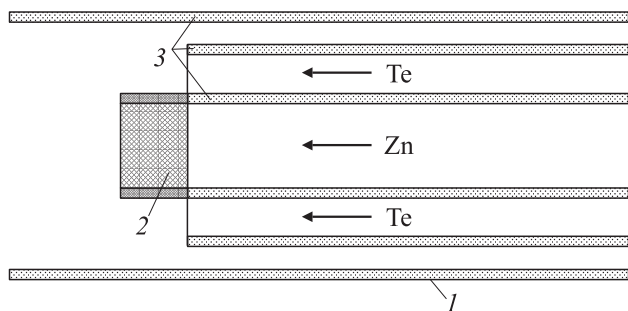


Рис. 1. Схема реактора: 1 — кварцевый реактор, 2 — трубка зернистого ZnTe, 3 — кварцевые каналы.

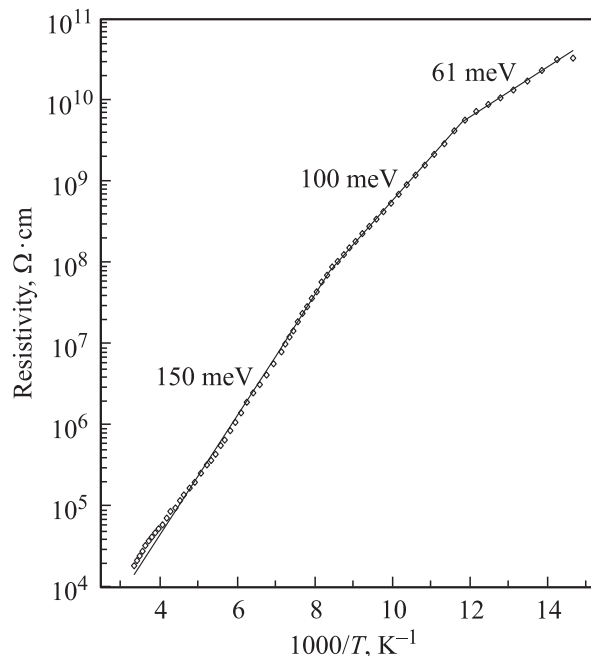


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления крупнозернистого p -ZnTe.

Измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) проводились в парах гелия при температуре 5 К со свежетравленных поверхностей и сколов кристаллов. Источником стационарного возбуждения служил аргоновый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 488.0$ нм. Спектр ФЛ анализировался двойным монохроматором ДФС-24 с разрешением не хуже 0.2 мэВ. При записи спектров ФЛ использовались два режима — анализ спектров при равномерной засветке большой области на образце (~ 3 мм) и сканирование поверхности образца пятном размером ~ 30 мкм.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведена температурная зависимость удельного сопротивления сильно компенсированного образца p -ZnTe, вырезанного в направлении потоков со смешанной ориентацией зерен [111] и [100]. Удельное сопротивление при комнатной температуре составляет $1.9 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и возрастает до $3.3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при понижении температуры до 68 К. Как видно из рисунка, в данном образце присутствуют три типа центров с энергиями активации 150, 100 и 61 мэВ. При вычислении энергии активации центров мы предполагали, что подвижность носителей определяется рассеянием на акустических фонах, которое дает температурную зависимость подвижности вида $\mu \propto T^{-3/2}$.

Наибольшую концентрацию имеют центры с энергией 150 мэВ, именно они и определяют концентрацию носителей при комнатной температуре. Энергия активации этих центров в пределах погрешности измерений совпа-

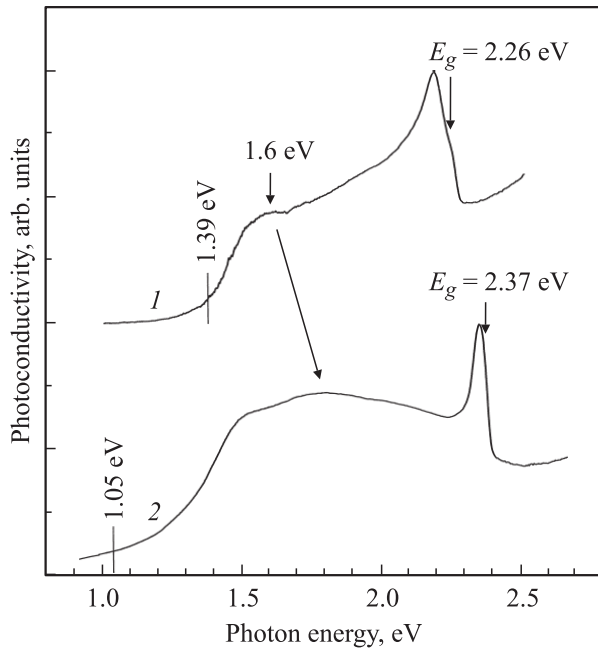


Рис. 3. Спектры фотопроводимости крупнозернистого p -ZnTe при $T = 300$ (1) и 65 К (2).

дает с энергией активации Cu_{Zn} (~ 148 – 149 мэВ [6]) — хорошо изученного акцептора, который очень часто встречается в теллуриде цинка.

Центры с энергией активации 61 мэВ тоже часто встречаются в ZnTe и хорошо изучены — это Li_{Zn} [6].

Центры третьего типа, с энергией 100 мэВ, идентифицировать сложнее. Энергия ионизации такого центра наиболее близко соответствует энергии k -акцептора. Это акцептор неуставленной природы, имеющий энергию активации 97 мэВ согласно [7]. В то же время авторы работы [6] приводят для k -акцептора энергию 113 мэВ. Забегая вперед, отметим, что результаты исследования низкотемпературной ФЛ подтверждают присутствие в наших образцах k -акцепторов, но в относительно небольших количествах.

Разумеется, в нашем материале могут присутствовать и другие центры, которые в температурной зависимости удельного сопротивления в данном диапазоне температур не проявляются. Подтверждением этому могут служить спектры фотопроводимости при температурах 300 и 65 К, приведенные на рис. 3. Измерения проводились на постоянном токе (без модуляции светового потока), так как исследуемые образцы имели очень большие времена затухания фототока.

В первую очередь хотелось бы отметить общую особенность — как при 300, так и при 65 К максимум в спектре фотопроводимости не совпадает с краем собственного поглощения, в обоих случаях максимум смещен в длинноволновую сторону. Такая особенность объясняется сильной поверхностной рекомбинацией. По мере приближения энергии фотона к границе собственного поглощения резко увеличивается коэффициент по-

глощения, соответственно глубина поглощения уменьшается. Время жизни носителей, рожденных вблизи поверхности, очень мало по сравнению со временем жизни в объеме полупроводника, так как они рекомбинируют на поверхностных состояниях, не успевая продиффундировать в объем.

В длинноволновой области спектры существенно различаются. В спектре при 300 К наблюдается длинноволновый „хвост“, который тянется от края собственного поглощения до энергий примерно ~ 1.7 эВ, в то время как при 65 К наблюдается резкий спад при энергиях фотона меньше ширины запрещенной зоны. Данный факт позволяет нам сделать вывод, что длинный „хвост“ связан с наличием сравнительно мелких акцепторных уровней в зону проводимости. Действительно, в сильно компенсированном полупроводнике положение уровня Ферми можно оценить из выражения

$$\varphi = E_A - k_B T \ln \frac{N_A - N_D}{N_D g},$$

где E_A — энергия активации акцептора, k_B — постоянная Больцмана, N_A и N_D — концентрации акцепторов и доноров, g — фактор вырождения.

Для сильно компенсированного полупроводника уровень Ферми находится вблизи акцепторного уровня, определяющего концентрацию равновесных носителей при данной температуре. Как следует из температурной зависимости удельного сопротивления при низких температурах, энергия этого акцептора 61 мэВ. Акцепторные уровни, лежащие выше уровня Ферми, не заполнены и не дают вклада в фотопроводимость в данной области спектра. При повышении температуры по мере удаления уровня Ферми от валентной зоны все более глубокие акцепторы заполняются электронами и начинают участвовать в фотопроводимости.

При температуре 300 К наблюдается слабо разрешаемая полоса с максимумом при ~ 1.6 эВ, после которой наблюдается резкий спад с красной границей фотопроводимости (определенной по уровню 0.1) при ~ 1.39 эВ. При 65 К красная граница смещается в длинноволновую область к ~ 1.05 эВ. Такой сдвиг нельзя объяснить изменением ширины запрещенной зоны с температурой. По всей видимости, поглощение света происходит на разных центрах.

Поглощение света на центрах с энергией ~ 1.6 эВ при 65 К также наблюдается, но со сдвигом в коротковолновую область примерно на величину температурного уширения запрещенной зоны (рис. 3, кривая 2).

Наличие столь глубоких уровней в запрещенной зоне нельзя связать с какими-либо простыми примесными центрами и можно объяснить только наличием сложных дефектов. В теллуридах такие дефекты, как правило, образуются с участием собственных протяженных дефектов. В наших образцах такими дефектами являются границы двойников и в меньшей мере дислокации,

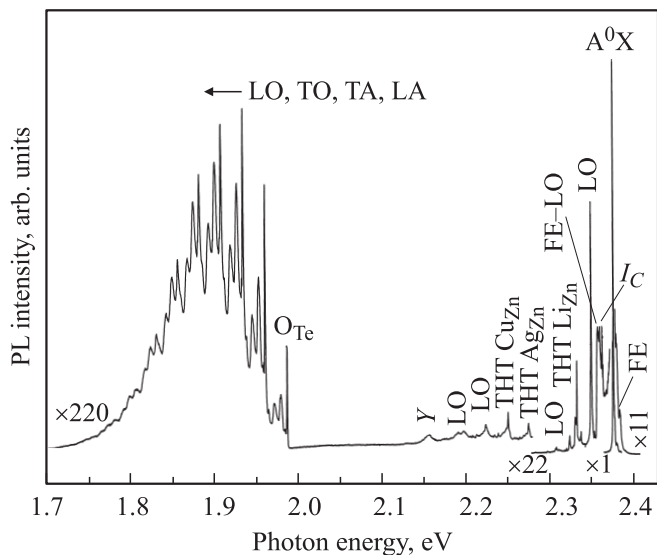


Рис. 4. Спектр фотолуминесценции (PL) крупнозернистого p -ZnTe в области, не содержащей двойников, при $T = 5$ К.

причем плотность двойников, определенная по картинам травления, была существенно разной в различных кристаллах. Чтобы определить степень участия двойников в формировании электронного спектра, были проведены измерения фотолуминесценции для двух областей с различной плотностью двойников. Оказалось, что, действительно, спектры низкотемпературной ФЛ существенно зависят от области возбуждения.

На рис. 4 приведен спектр ФЛ, записанный в режиме острой фокусировки в область, не содержащую двойников. В спектре регистрируются оптические переходы с участием свободных (FE) и связанных (A^0X) экситонов, излучение, возникающее в присутствии протяженных дефектов (Y -полоса), а также оптические переходы с участием фононов (фононные LO-, TO-, LA-, TA-повторения).

Сложная структура излучения в области дна экситонной зоны связана с поляритонными эффектами [8]. Наиболее яркая линия (A^0X) соответствует излучению экситонов, локализованных на нейтральных акцепторах. Тонкая структура этой линии связана с наличием нескольких типов акцепторов. Помимо A^0X , в длинноволновой части спектров на рис. 4 наблюдаются так называемые „двухдырочные“ переходы (ТНТ) — процессы излучательной рекомбинации экситонно-примесных комплексов (ЭПК), сопровождающиеся переходом локализованной на акцепторе дырки в одно из его возбужденных состояний. Спектральное положение таких сателлитов, сдвинутое относительно основной линии A^0X в длинноволновую область на разницу между энергиями основного и соответствующего возбужденного состояния, позволяет идентифицировать акцептор. Как видно из рис. 4, в областях без двойников наблюдается структура ТНТ-переходов для трех простых акцепторов замещения Li_{Zn} , Cu_{Zn} , Ag_{Zn} и, возможно, k -акцептора [6].

Основное влияние двойников на спектры краевой ФЛ видно из рис. 5, на котором приведены спектры, зарегистрированные от областей с различной плотностью двойников. Из рис. 5 видно, что помимо линий A^0X , связанных с обычными для ZnTe остаточными примесями (Li_{Zn} , Cu_{Zn} , Ag_{Zn} , O_{Te}), в областях с большой плотностью двойников регистрируются оптические переходы с участием новых ЭПК — I_C и I_X . Линия I_C и ее сателлиты (W_1 , W_2) наблюдались ранее в работах [9–11] и связывались либо с примесями IV группы в подрешетке теллура (C_{Te} , Si_{Te}), либо с изолированными вакансиями цинка. Известно [11], что соответствующий центр представляет собой двухзарядный акцептор с энергией ионизации нейтрального состояния ~ 180 мэВ. Дефект, ответственный за линию I_X , детально не исследовался и, предположительно, связан либо с изоэлектронным, либо с заряженным точечным дефектом [12].

Отметим, что, несмотря на близкое спектральное положение I_X к излучению экситона, локализованного на нейтральном доноре в ZnTe [6], соответствующий центр не связан с мелкими донорами, так как не содержит третьей частицы. Данный факт подтверждается также отсутствием в спектрах на рис. 4 и 5 излучения донорно-акцепторных пар и двухэлектронных переходов.

Таким образом, в областях с низкой плотностью двойников исследуемый образец представляет собой крупнозернистый ZnTe с высоким качеством кристаллической решетки, о чем свидетельствуют: высокий квантовый выход ФЛ, наличие собственного излучения, имеющего ярко выраженную поляритонную структуру, проявление

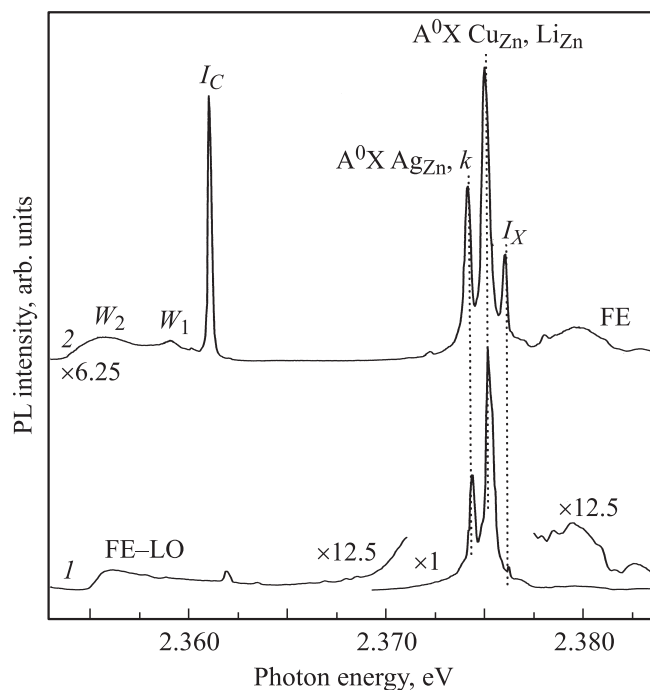


Рис. 5. Спектры краевой фотолуминесценции (PL) p -ZnTe при $T = 5$ К для областей, не содержащих двойников (1) и с высокой плотностью двойников (2).

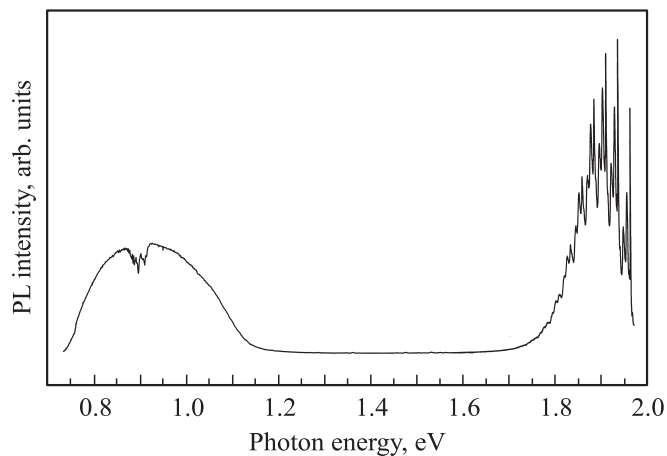


Рис. 6. Спектр фотолюминесценции (PL) p -ZnTe в ближней инфракрасной области.

богатой структуры двухдырочных переходов, а также отсутствие каких-либо переходов, связанных с комплексными дефектами. В областях с высокой плотностью двойников наблюдается падение квантового выхода ФЛ, сопровождающееся появлением новых линий, что может свидетельствовать о дополнительной сегрегации примесных центров. В образце присутствуют акцепторные примеси с энергиями активации 60.5, 121, 148, 180 и, возможно, 113 мэВ. Мелкая донорная примесь в замещенном состоянии либо отсутствует, либо ее концентрация мала.

Отдельно была измерена фотолюминесценция в ближней инфракрасной (ИК) области (рис. 6). Спектр регистрировался при возбуждении расфокусированным лазерным пятном, область возбуждения соответствовала области возбуждения фотопроводимости. Спад сигнала фотолюминесценции в длинноволновой области ($\lambda > 1.6$ мкм) связан с падением чувствительности использованного фотоприемника. В длинноволновой части спектра на рис. 6 регистрируется широкая бесструктурная полоса с максимумом при ~ 0.9 эВ („провал“ в спектре обусловлен атмосферным поглощением). Структурированная полоса в коротковолновой части спектра является фрагментом полосы O_{Te} . Сопоставляя спектры люминесценции и фотопроводимости, следует отметить, что красная граница фотопроводимости практически совпадает с началом коротковолнового фронта сигнала люминесценции.

Известно [13], что для точечных дефектов взаимодействие с решеткой существенно возрастает с увеличением локализации (понижением энергии) состояния. При сильном взаимодействии оптически активного состояния с решеткой в спектрах низкотемпературной ФЛ это состояние может проявляться в виде структурированной полосы, состоящей из различных фононных повторений. Положение максимума полосы относительно бесфононного перехода определяется конкретной величиной электрон-фононного взаимодействия. В спектрах погло-

щения указанная полоса сдвигается в коротковолновую сторону относительно бесфононного перехода, так как при низких температурах более вероятны процессы с испусканием фононов. При этом часто спектр поглощения оказывается близким по своему виду к „зеркальному отражению“ спектра излучения. В ZnTe такая ситуация имеет место, например, для O_{Te} [14]. Отметим, что при наличии неоднородного уширения тонкая структура полос может не разрешаться, как, например, для O_{Te} в твердом растворе CdZnTe.

По-видимому, подобная схема реализуется и для широкой полосы в спектре ФЛ на рис. 6. Об этом свидетельствуют не только характерная форма и ширина этой полосы, но и структура представленных спектров фотопроводимости: в этой области спектр фотопроводимости близок по своему виду к „зеркальному отражению“ спектра излучения. Из приведенного выше следует, что в исследуемом кристалле присутствует значительная концентрация оптически активных состояний с энергией $\sim (1.05 - 1.1)$ эВ.

Аналогичное состояние наблюдалось ранее в монокристаллах ZnTe, выращенных методом СТНМ (cold travelling heater method) и методом Бриджмена [15,16]. Было показано, что интенсивность катодолюминесценции соответствующего центра возрастает вблизи протяженных дефектов. Мы полагаем, что подобные центры в наших кристаллах могут быть связаны с точечными дефектами вблизи дислокаций, границ зерен и некогерентных границ двойников. С одной стороны, ввиду сильной локализации соответствующие состояния должны эффективно взаимодействовать с решеткой. С другой стороны, деформационные и (или) электрические поля вблизи протяженных дефектов будут приводить к значительному неоднородному уширению бесфононного перехода.

В отличие от дефекта с энергией $E_V + 1.05$ эВ, дефект с энергией $E_V + 1.6$ эВ, наблюдаемый в спектре фотопроводимости, не проявляется в спектрах фотолюминесценции. Данному факту могут быть два объяснения: либо интенсивность его излучения падает с понижением температуры, либо это безызлучательный центр. Таким безызлучательным центром может служить сложный комплекс, образованный на протяженном дефекте, которыми в наших образцах являются границы двойников отражения. В двойниках отражения происходит изменение полярности в направлении, перпендикулярном к двойниковой границе. В этом случае плоскость (111) неизбежно содержит двойной слой одноименных атомов, который является местом нарушения кристаллической решетки и скопления точечных дефектов.

4. Заключение

Итак, в работе измерены температурные зависимости удельного сопротивления, спектры фотопроводимости и фотолюминесценции нелегированных поликристаллов

p-ZnTe, полученных прямой реакцией компонентов из паровой фазы в спутных потоках.

В первую очередь отметим, что в результате неравно-весных условий быстрой кристаллизации действительно происходит частичное упорядочение примесей в решетке ZnTe на микроуровне в областях с малой плотностью двойников. Подтверждением тому является высокий квантовый выход люминесценции, малая ширина линий, ярко выраженная поляритонная структура, наличие ТНТ, отсутствие переходов, связанных с комплексными дефектами.

Удельное сопротивление полученного материала в основном определяется акцепторами типа Cu_{Zn}. Независимо от состава паровой среды медь хорошо растворяется в решетке ZnTe в условиях низкотемпературного синтеза. В наших процессах поставщиками меди в первую очередь являются исходные компоненты и сопутствующие материалы (кислоты, вода). Кроме меди, в образце присутствуют Li_{Zn}, Ag_{Zn}, O_{Te}. В областях с высокой плотностью двойников наблюдаются линии новых ЭПК I_C и I_X . Такие линии в спектрах ZnTe встречаются редко, и однозначно идентифицировать их на данный момент затруднительно.

В спектрах фотопроводимости регистрируются два типа глубоких центров, с энергиями $E_V + 1.05$ эВ и $E_V + 1.6$ эВ, причем первый проявляется только при низких температурах и зеркально симметрично дублируется в спектре ИК фотолюминесценции.

В заключение интересно отметить, что ни спектры фотопроводимости, ни спектры люминесценции не подтверждают наличие в наших образцах мелких доноров в замещенном состоянии, возможно, они имеются, но их концентрация мала. В то же время ход температурной зависимости невозможно объяснить на основе статистики электронов в некомпенсированных полупроводниках. Поэтому либо доноры все-таки присутствуют в сегрегированном состоянии вблизи протяженных дефектов, где велик темп безызлучательной рекомбинации и мало время жизни носителей, либо наблюдаемые нами глубокие центры являются глубокими донорами. Делать какие-либо окончательные выводы, на наш взгляд, преждевременно.

Авторы выражают глубокую благодарность В.С. Багаеву за ценные советы и Н.Н. Сентюриной за помощь в подготовке образцов для измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16676, 07-02-00392, 05-02-17545).

Список литературы

- [1] C. Winnawisser, P. Uhd Jepsen, M. Schall, V. Schyja, H. Helm. Appl. Phys. Lett., **70**, 3069 (1997).
- [2] Q. Wu, T.D. Hewitt, X.-C. Zhang. Appl. Phys. Lett., **69**, 1026 (1996).
- [3] S.B. Zhang, S.-H. Wei, Yanfa Yan. Physica B, **302–303**, 135 (2001).

- [4] Alex Zunger. Appl. Phys. Lett., **83**, 57 (2003).
- [5] Su-Huai Wei, S.B. Zhang. Phys. Status Solidi B, **229** 305 (2002).
- [6] H. Venghaus, P.J. Dean. Phys. Rev. B, **21**, 1596 (1980).
- [7] P.O. Holtz, B. Monemar, H.P. Gislason, N. Magnea. J. Luminesc., **34**, 245 (1986).
- [8] V.S. Krivobok, V.V. Zaitsev, E.E. Onishenko, A.Yu. Sergeeva, V.S. Bagaev. AIP Conf. Proc., **893**, 175 (2007).
- [9] В.С. Багаев, Ю.В. Клевков, В.В. Зайцев, В.С. Кривобок. ФТТ, **47**, 583 (2005).
- [10] T. Tanaka, K. Hayashida, M. Nisho, Q. Guo, H. Ogawa. J. Appl. Phys., **94**, 1527 (2003).
- [11] M. Magnea, J.L. Pautrat, L.S. Dang, R. Romestain, P.J. Dean. Sol. St. Commun., **47** (9), 703 (1983).
- [12] В.С. Багаев, Ю.В. Клевков, В.С. Кривобок, В.П. Мартовичский, В.В. Зайцев, С.Г. Черноок, Е.Е. Онищенко. ФТТ, **50** (5), 774 (2008).
- [13] P.J. Dean. Phys. Status Solidi A, **81**, 625 (1984).
- [14] M.J. Seong, H. Alawadhi, I. Miotkowski, A.K. Ramdas, S. Miotkowska. Phys. Rev. B, **62**, 1866 (2000).
- [15] P. Fernandez, J.A. Garcia, A. Remon, J. Piqueras, V. Munoz, R. Triboulet. Semicond. Sci. Technol., **13**, 410 (1998).
- [16] S. Bhunia, D. Pal, D.N. Bose. Semicond. Sci. Technol., **13**, 1434 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrical properties, photoconductivity, and photoluminescence of coarse-grained *p*-ZnTe

Yu.V. Klevkov, S.A. Kolosov, V.S. Krivobok, V.P. Martovitsky, S.N. Nikolaev

Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract Electrical, photoelectrical properties and low-temperature photoluminescence of coarse-grained *p*-ZnTe with resistivity of $3.3 \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ at 77 K have been studied. Coarse-grained ZnTe had form of pipe and was synthesized at temperature of 730°C from vapour phase in the down flows of the components. The X-ray diffraction analysis showed the presence of monocrystalline grains both with [111] and [100] directions. In spite of nonequilibrium crystallization conditions, the X-ray diffractometry measurements showed a good crystalline quality. Low-temperature photoluminescence confirmed the homogeneous impurity distribution in the lattice. Cu, Al, Li, O were residual impurities, we were able to detect. The photoconductivity and low-temperature photoluminescence spectra indicated the presence of deep level defects, the nature of which for the present is insufficiently understood. We have found out that in the areas with low twins' density the photoluminescence quantum yield is high. Transitions related to complex defects were not observed in these areas. The luminescence spectra revealed a well resolved polariton structure as well as a complicated structure of two-hole transitions, the latter were not detected in crystals, obtained in the processes with the slow growth rate.