

- [5] Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями / Под ред. В. И. Фистулы. М., 1987. 231 с.
- [6] Takeda Y., Kondo M., Okano N. A., Sasaki A. // Sol. St. Electron. 1986. V. 29. N 2. P. 241—246.
- [7] Андреев В. М., Гучмазов А. Б., Карлина Л. Б., Калининский В. С., Румянцев В. Д. // Тез. докл. I Всес. конф. «Физические основы твердотельной электроники». Л., 1989. Т. А. С. 48—49.
- [8] Андреев В. М., Зимогорова Н. С., Карлина Л. Б. // Полупроводники и гетеропереходы. Таллинн, 1987. С. 14—17.
- [9] Брук А. С., Говорков А. В., Мильвидский М. Г., Попова Е. В., Шленский А. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 40. С. 1792—1795.
- [10] Андреев В. М., Зимогорова Н. С., Карлина Л. Б., Никитин Л. П., Устинов В. М., Васильев А. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 612—615.
- [11] Октябрьский С. Р., Беспалов В. А., Журкин Б. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 777—784.
- [12] Williams R. N., McLean A. B., Evans D. A., Herrenden-Harker W. G. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. 4. N 4. P. 966—973.
- [13] Kroemer H. // Surf. Sci. 1983. V. 132. N 1-3. P. 543—576.
- [14] Андреев В. М., Васильев А. М., Зимогорова Н. С., Лантратов В. М., Мырзин В. И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1194—1199.

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

Получено 18.12.1990

Принято к печати 21.03.1991

ФТП, том 25, вып. 7, 1991

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ ПОЛОСЫ 0.81 эВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

Крусток Ю. И., Пийбе Т. Э., Лью А. Э.

Теллурид кадмия является одним из наиболее перспективных полупроводниковых соединений типа $A^{II}B^{VI}$. Однако его применение непосредственно предполагает определенных знаний о глубоких уровнях рекомбинации. Как известно, исследование температурных зависимостей фотолюминесценции (ФЛ) является одним из наиболее часто применяемых методов для получения информации о глубоких центрах излучательной рекомбинации в соединениях $A^{II}B^{VI}$. В настоящей работе мы применяли данный метод для исследования ФЛ $CdTe : Cu : Cl$ в области 0.8 эВ.

В [1] нами было показано, что ФЛ $CdTe$ в области 0.8 эВ при 77 К состоит из двух перекрывающихся подполос с положениями максимумов при 0.81 и 0.72 эВ соответственно. В этой же работе было отмечено, что отжиг при относительно высоких давлениях паров кадмия способствует наблюдению в спектрах ФЛ только 0.81 эВ подполосы, что позволяет исключить возмущающее действие 0.72 эВ подполосы. Мы использовали порошок $CdTe : Cu : Cl$ с концентрациями примесей меди и хлора 10^{17} и 10^{18} $см^{-3}$ соответственно с последующим отжигом при 800 °С и $p_{Cd}=5011$ Па. Детальное описание методик приготовления порошков и измерения ФЛ можно найти в [1].

На рис. 1 приведены нормированные спектры ФЛ в области 0.8 эВ при двух различных температурах. Как видно из рис. 1, при низких температурах в спектрах ФЛ действительно доминирует 0.81 эВ подполоса и только при температурах значительного тушения в спектрах проявляется и 0.72 эВ подполоса. По зависимости интенсивности ФЛ от температуры была определена энергия активации температурного тушения 0.81 эВ подполосы $E_T=0.44 \pm 0.02$ эВ.

На рис. 2 приведены температурные зависимости полуширины \bar{W} и положения максимума E 0.81 эВ подполосы. Видно, что при низких температурах положение максимума данной подполосы остается постоянным и, только начиная с температуры 200 К, оно смещается в сторону меньших энергий. При этом $dE/dT \approx dE_g/dT = -4.1 \cdot 10^{-4}$ эВ/К [2]. Следовательно, зонные состояния начи-

нают проявляться в процессах рекомбинации при $T > 200$ К. Этим подтверждается и сделанный в [1] вывод о том, что низкотемпературная ФЛ теллурида кадмия в области 0.8 эВ связана с рекомбинацией носителей на дискретных уровнях.

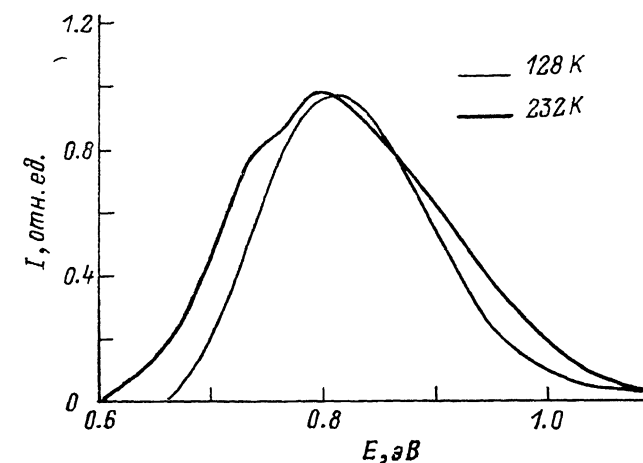


Рис. 1. Нормированные спектры ФЛ CdTe : Cu : Cl.

Температурные зависимости полуширины широких бесструктурных полос ФЛ нередко используют для установления характеристик электрон-фононного взаимодействия центров рекомбинации [3]. Для этого применяют формулу

$$W(T) = W(0) [\coth(\hbar\omega/2kT)]^{1/2}, \quad (1)$$

где $W(0) = 2(2 \ln 2)^{1/2} S^{1/2} \hbar\omega$, $\hbar\omega$ — энергия эффективного фонона для возбужденного состояния центра, S — среднее число испускаемых фононов при

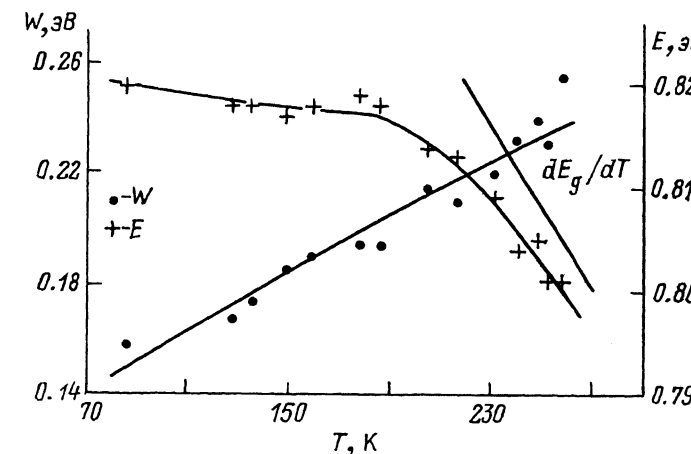


Рис. 2. Зависимость положения максимума и полуширины 0.81 эВ подполосы от температуры.

электронном переходе. На основе данных, приведенных на рис. 2, мы вычисляли аппроксимирующую кривую (1) с параметрами $\hbar\omega = 0.014$ эВ и $S = 15.6$, которая также приведена на рис. 2. Таким образом, полученная энергия эффективного фонона попадает в область акустических фононов решетки и по данным [4] она очень близка к энергии LA-фонона ($\hbar\omega_{LA} = 0.0130$ эВ).

Характерное для рекомбинационной люминесценции температурное смещение положения максимума 0.8 эВ полосы в сторону более длинных волн дает нам основание считать, что возбужденный уровень данного центра при температурах тушения попадает в зону проводимости. В этих условиях наиболее вероятной причиной тушения ФЛ является освобождение дырок с основного уровня

центра с последующей рекомбинацией их с электронами на s -центрах безызлучательной рекомбинации. В этом случае энергия активации температурного тушения E_T будет равна энергетическому расстоянию уровня центра ФЛ от валентной зоны. Такие глубокие дырочные центры в интервале $E_v + (0.4-0.48)$ эВ действительно наблюдаются в теллуриде кадмия [5, 6].

Список литературы

- [1] Крусток Ю. И., Лью А. Э., Пийбе Т. Э. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1888—1891.
- [2] Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. А. Н. Георгобани, М. К. Шейнкмана. М., 1986. 320 с.
- [3] Ermolovich I. B., Matvievskaja G. I., Sheinkman M. K. // J. Luminescence. 1975. V. 10. P. 58—68.
- [4] Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. С. А. Медведова. М., 1970. 624 с.
- [5] Ризаханов М. А., Абрамов И. Я. // ФТП. 1981. Т. 24. В. 5. С. 1042—1044.
- [6] Takabe T., Saraie J., Matsunami H. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 1. P. 457—469.

Таллинский технический университет

Получено 28.01.1991

Принято к печати 21.03.1991

ФТП, том 25, вып. 7, 1991

ВОЗНИКНОВЕНИЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ЗА ГРАНИЦЕЙ АМОРФИЗИРОВАННОЙ ОБЛАСТИ, СОЗДАННОЙ В GaAs ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ

Алеценко Ю. А., Водопьянов Л. К.

Имплантация ускоренных ионов формирует область распределения примесей и дефектов с резкой границей, определяемой размерами пучка ионов и их энергией. Увеличение этой области возможно за счет эффекта каналирования. Однако существенное изменение электрофизических параметров наблюдалось на значительно больших расстояниях от подвергнутой ионной имплантации области полупроводника. Подобные эффекты ранее были обнаружены в ионно-имплантированном алмазе [1], а также в кремнии, подвергнутом ионной имплантации, плазменному травлению или лазерному отжигу [2—5]. Выяснение причин проявлений этих эффектов существенно для такой задачи микроэлектроники, к повышению плотности размещения активных элементов планарных интегральных схем.

В настоящей работе методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света исследовалась модификация фононных спектров монокристалла GaAs на расстояниях до 0.5 мм от границы области, в которую имплантировались ионы Ag^+ с энергией 100 кэВ и дозой 5×10^{14} см $^{-2}$. В эксперименте использовался GaAs в виде эпитаксиальных пленок толщиной 3 мкм с проводимостью n -типа и концентрацией электронов 10^{15} и 10^{16} см $^{-3}$, выращенных на n^+ -подложке, а также объемный полуизолирующий материал. Часть образца во время имплантации закрывалась маской. Спектры КР при комнатной температуре возбуждались от плоскости (100) GaAs излучением Ag^+ -лазера с длиной волны 488 нм. Для улучшения отношения сигнал/шум измерения проводились в геометрии «на отражение» под углом Брюстера. Глубина проникновения возбуждающего излучения в образец (~ 100 нм) соответствовала толщине слоя GaAs с имплантированными ионами.

Обнаружено существенное отличие спектров по обе стороны от границы раздела исходной и подвергнутой ионной имплантации областей (рис. 1). В первой области спектры типичны для кристаллического GaAs и содержат интенсивную LO -моду, к которой в спектрах пленки добавляется слабая полоса TO -фонона, запрещенного правилами отбора в строгой геометрии обратного