

c_i — концентрация подвижных i , $D_i = v_0 \exp(-E_{im}/kT)$ — частота перескоков i . Значение $c_i D_i$ определяется в соответствии с [14] из выражения для скорости роста дислокационных петель $v = a K_{id}^0 \exp(s_{id}/k) \exp(-E_{id}/kT) c_i D_i$, где a — межатомное расстояние, s_{id} — энтропия, E_{id} — энергетический барьер для присоединения i к дислокации. Если принять, что при 1100°C $v \approx 1$ нм/с, как и при 1000°C в случае облучения ионами Xe^+ , а значения K_{id}^0 , s_{id} , E_{id} соответствуют данным [14], то $c_i D_i = 10^4 \div 10^2$ с⁻¹. При $K_{in} \approx 1$ время, необходимое для подхода i , составит $10^{-1} \div 10^{-2}$ с, что сравнимо с временем восстановления кристаллической структуры нарушений. Поскольку при увеличении T скорость восстановления кристаллической структуры возрастает в большей степени по сравнению с увеличением $c_i D_i$, то при $T \geq 1100^\circ\text{C}$ этот процесс преобладает по сравнению со скоростью подхода i , и формирования дислокационных петель не происходит. При $T < 1100^\circ\text{C}$ скорость подхода i превышает скорость восстановления кристаллической структуры, так что формируются дислокационные петли i -типа по предложенному выше механизму.

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Качурину и И. Е. Тyschenko за возможность использования совместно полученных экспериментальных результатов, Л. С. Смирнову и В. В. Калинину за плодотворное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Асеев А. Л., Болотов В. В., Смирнов Л. С., Стенин С. И. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 7. С. 1302—1307.
- [2] Salisbury I. G., Loretto M. H. // Phil. Mag. A. 1979. V. 39. N 3. P. 317—323.
- [3] Tan T. Y. // Phil. Mag. A. 1981. V. 44. N 1. P. 101—125.
- [4] Калинин В. В., Асеев А. Л., Герасименко Н. Н., Ободников В. И., Стенин С. И. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 1. С. 28—36.
- [5] Tamura M. // Phil. Mag. 1977. V. 35. N 3. P. 663—691.
- [6] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Fedina L. I. // 14 Int. Conf. Def. Semicond. Paris, 1986. P. 135.
- [7] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Fedina L. I., Kalinin V. V., Mazhirin A. P., Stas V. F. // 5 Int. Conf. Ion. Beam Mod. Mater. Catania, 1986. P. 1—11.
- [8] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Fedina L. I., Wieser E., Weise Ch. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 102. P. 265—272.
- [9] Болотов В. В., Васильев А. В., Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Панов В. И., Смирнов Л. С., Стась В. Ф. Физические процессы в облученных полупроводниках. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [10] Корбетт Дж., Бургуэн Ж. // Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. С. 9—162.
- [11] Van-Vechten J. A. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 8. P. 3197—3206.
- [12] Newmann W., Pasemann M., Heydenreich J. // Crystals Growth, Properties a. Appl. V. 7. Berlin, 1982. P. 1—46.
- [13] Асеев А. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. В. 9. С. 1502—1508.
- [14] Fedina L. I., Aseev A. L. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 95. P. 517—529.
- [15] Chikawa J., Shirai S. J. // J. Cryst. Growth. 1977. V. 39. N 2. P. 328—340.
- [16] Lau S. S. // J. Vac. Sci. Techn. 1978. V. 15. N 5. P. 1656—1661.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получено 27.04.1988
Принято к печати 21.07.1988

РАСSEЯНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ НА ФЛУКТУАЦИЯХ СОСТАВА $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$

Бабенцов В. Н., Горбань С. И., Сальков Е. А.

Известно, что в полупроводниковых твердых растворах замещения $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ вследствие флуктуаций составляющих (компонент) возникает пространственно хаотический потенциальный рельеф зон разрешенных энергий, который суще-

ственно сказывается на поведении свободных носителей тока и бестоковых частиц — экситонов [1]. В этих соединениях электронные волновые функции катионов и анионов участвуют в формировании разных зон (C и V соответственно). Естественно ожидать, что в твердых растворах с катионной и анионной подрешетками замещения, например $Zn_xCd_{1-x}Te$ или $CdTe_{1-x}Se_x$, масштаб флуктуаций потенциалов зоны проводимости и валентной зоны будет различным. Влияние флуктуаций состава в анионной подрешетке на экситонную люминесценцию тройных соединений $A^{II}B^{VI}$ исследовано на примере $CdS_{1-x}Se_x$ в работе [1], где доказана возможность локализации экситонов на глубоких потенциальных ямах флуктуационного происхождения. Люминесценция экситонов в кристаллах с флуктуациями состава в катионной подрешетке изучалась на тройных соединениях $A^{II}B^{VI}$ рядом авторов [2, 3].

В настоящей работе методом селективного возбуждения флуоресценции (ФЛ)

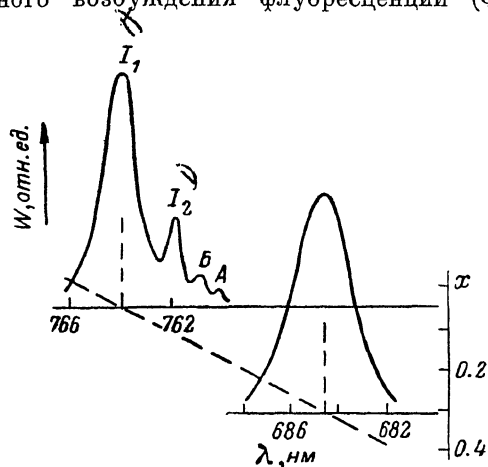


Рис. 1. Спектр ФЛ экситонной полосы $Zn_xCd_{1-x}Te$ для $x=0.05$ и 0.3 при возбуждении $\lambda=441.6$ нм и $T=4.2$ К.

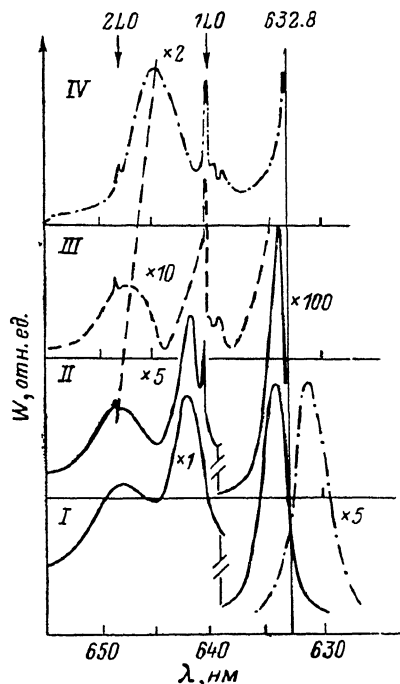


Рис. 2. Спектр ФЛ $Zn_xCd_{1-x}Te$ ($x \approx 0.5$) при селективном возбуждении линией $\lambda=632.8$ нм в коротковолновое крыло (II), в максимум (III) и в длинноволновое крыло (I') экситонной полосы.

I — спектр при возбуждении линией $\lambda=441.6$ нм; $T=4.2$ К.

в экситонной полосе $Zn_xCd_{1-x}Te$ показано, что локализация экситонов может происходить и на потенциале флуктуаций катионной подрешетки $Zn_xCd_{1-x}Te$, несмотря на то что в этом полупроводнике эффективная масса электронов меньше таковой для дырок. При малых масштабах флуктуаций локализации экситонов не происходит, а наблюдается их рассеяние.

Методика эксперимента. Исследовались образцы монокристаллов твердого раствора $Zn_xCd_{1-x}Te$ в широком диапазоне изменения состава $0.05 < x < 0.8$ при 4.2 К.

Спектры ФЛ регистрировались на установке КСВУ-23 с применением охлаждаемых приемников излучения ФЭУ-83 и ФЭУ-79. Возбуждение ФЛ образцов $Zn_xCd_{1-x}Te$ осуществлялось в области собственного поглощения лазером ЛПМ-11 ($\lambda=441.6$ нм) и резонансно в наиболее коротковолновой полосе свечения образца (экситонной) $Zn_xCd_{1-x}Te$ ($x \approx 0.5$) линией с $\lambda=632.8$ нм лазера ЛГ-126. Подбором состава образца варьировали положение экситонной полосы ФЛ относительно линии возбуждения подобно [4], где исследовалось резонансное комбинационное рассеяние в твердом растворе $Zn_xCd_{1-x}Te$.

Для обеспечения повторяемости результатов ФЛ возбуждалась в фиксированных участках образца площадью 0.1×0.1 мм, в пределах которой изменение

положения экситонной λ полосы ФЛ, связанное с неоднородностью состава образца, не превышало разрешения спектрального прибора ($\sim 2 \text{ \AA}$).

Экспериментальные результаты и обсуждение. При возбуждении в области фундаментального поглощения лазерным излучением 441.6 нм в спектре ФЛ образцов $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ наблюдается интенсивная экситонная люминесценция вблизи края поглощения. Для кристаллов состава с $x < 0.3$ она состоит из линий излучения I_1, I_2 (экситонов, связанных на акцепторе и доноре соответственно) и имеет тонкую структуру излучения, связанную с собственным излучением поляритонов A, B [2] (рис. 1). С повышением содержания Zn в твердом растворе $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ линии излучения I_1 и I_2 уширяются, и при $0.3 < x < 0.6$ экситонная эмиссия характеризуется симметричной кривой с полушириной $\sim 10 \div 12$ мэВ. Положение максимума этой полосы определяется составом твердого раствора и линейно изменяется в коротковолновую сторону аналогично результатам, полученным в [2].

Для образцов состава с $x \approx 0.5$ максимум полосы ФЛ попадает в область 630 ± 5 нм, что позволяет возбуждать эту полосу резонансно линией гелий-неонового лазера ($\lambda = 632.8$ нм). Положение максимума относительно этой линии можно изменять за счет небольшого ($\Delta x < 0.1$) изменения состава $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.5$).

В образцах состава с $x = 0.48$ линия 632.8 нм возбуждает экситонную полосу ФЛ практически во всем ее интервале $\Delta\lambda$, начиная с коротковолнового крыла. Спектр излучения при этом не отличается от спектра, получаемого при возбуждении в глубине полосы собственного поглощения линией 441.1 нм (рис. 2, кривая I). Если же ФЛ возбуждается линией 632.8 нм, попадающей в экситонную полосу ФЛ образца состава с $x = 0.5$, то ее спектр излучения резко сужается по сравнению со спектром, возбужденным линией 441.6 нм (рис. 2, кривая II). При переходе к возбуждению более длинноволновых состояний в этой полосе для $x > 0.5$ спектр излучения еще более сужается за счет сужения длинноволнового крыла резонансной линии, что видно по спектрам $1LO$ -фонового повторения (рис. 2, кривые III, IV).

Повышение температуры приводит к резкому падению интенсивности резонансной ФЛ и ее фоновых повторений, что отличает ее от сигнала комбинационного рассеяния. При $T \geq 35$ К в спектре излучения остаются только длинноволновые полосы $\lambda > 645$ нм неэкситонной природы.

Наблюдаемое характерное сужение полосы ФЛ при резонансном возбуждении указывает на то, что вблизи края поглощения в твердом растворе $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.5$) имеются пространственно разделенные экситонные состояния, в которых экситоны не могут быть термализованы ($T \approx 0.4$ мэВ).

Длинноволновое крыло линии резонансной ФЛ и ее $1LO$ -фонового повторения ($\lambda_m = 642$ нм) (рис. 2, кривая II) обусловлено преимущественно туннельной миграцией возбуждения между уровнями энергий близко расположенных потенциальных ям стохастического рельефа экситонной зоны в $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$. Вклад взаимодействия с акустическими фононами, вероятно, более существен в формировании коротковолнового крыла резонансной ФЛ.

Исходя из анализа изменений спектров экситонной ФЛ, можно заключить также, что при повышении содержания цинка в $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ ($x < 0.5$) возрастает средняя величина флуктуаций потенциала.

Л и т е р а т у р а

- [1] Permogorov S., Reznitskii A., Verbin S., Müller G. O., Flögel P., Nikiforova M. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 113. N 2. P. 589—600.
- [2] Mariette A., Marfaing G., Camassel J. // Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. V. 2. Stockholm, 1986. P. 1405—1408.
- [3] Арешкин А. Г., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. В. 10. С. 427—429.
- [4] Гросс Е. Ф., Плюхин А. Г., Суслина Л. Г., Шадрин Е. Б. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 15. В. 6. С. 312—316.