

УДК 535.37

© 1990

ОДНОМЕРНЫЙ ДИСЛОКАЦИОННЫЙ ЭКСИТОН В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ

Ю. С. Леликов, Ю. Т. Ребане, Ю. Г. Шретер

Обнаружен одномерный дислокационный экситон в кристаллах германия. Определена его энергия связи ≈ 3 мэВ и проведена ее теоретическая оценка.

О наблюдении дислокационных экситонов (ДЭ) Френкеля в щелочно-галогенидных кристаллах сообщалось в [1]. Возможность существования в полупроводниках ДЭ моттовского типа рассматривалась в [2-4]. Однако до настоящего времени такие экситоны в кубических полупроводниках экспериментально обнаружены не были.

Нам удалось обнаружить ДЭ, исследуя фотолюминесценцию в кристаллах Ge с малой плотностью ростовых дислокаций $N_D = 10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-2}$. Ранее исследовались кристаллы с $N_D > 10^5 \text{ см}^{-2}$, и в этой спектральной области наблюдалась плохо разрешенная линия шириной 3-10 мэВ, о природе которой высказывались различные предположения [5-10]. Обнаруженное нами излучение ДЭ представляет собой узкую линию с энергией $\hbar\omega = 513$ мэВ и шириной ≈ 1 мэВ (рис. 1). Предварительные сообщения о наблюдении ДЭ в германии были сделаны на конференциях [11, 12]. В настоящей работе приводятся результаты подробного экспериментального исследования линии ДЭ и предлагается теоретическая модель ДЭ, позволяющая непротиворечивым образом объяснить эти результаты.

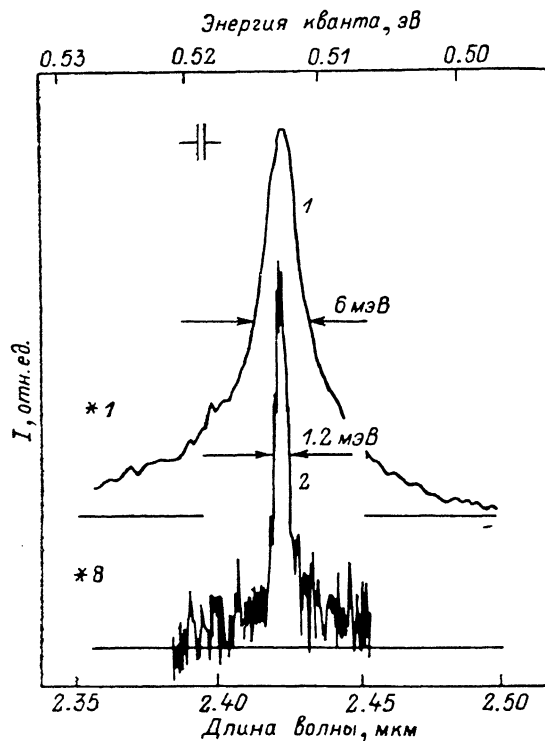


Рис. 1. Линия фотолюминесценции ДЭ.

$T = 4.2 \text{ К}$. 1 — D10-4В, $n_{\text{Ge}} = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 1 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$; 2 — D16-1В, $n_{\text{Ge}} = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 2 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$.

В основе модели лежит предположение о том, что ДЭ в Ge образуется из-за кулоновского взаимодействия связанных на дислокации носителей, которые находятся в одномерных дислокационных зонах, отщепленных полем деформационного потенциала дислокации на $E_{1c} \approx 150$ мэВ от два

зоны проводимости и на $E_{1p} \approx 80$ мэВ от потолка валентной зоны. Эта интерпретация подтверждается следующими экспериментальными данными.

1. Зависимость положения максимума линии ДЭ от температуры имеет такой же вид, как аналогичная зависимость для свободного экситона (СЭ) (рис. 2). Положение максимума отслеживает температурный ход ширины запрещенной зоны при $T > 20$ К и отклоняется от этого хода при низких температурах. Отклонение указывает на связывание носителей в экситоны, и по его величине можно оценить энергию связи ДЭ $E_{ex} \approx 3$ мэВ и СЭ $E'_{ex} \approx$

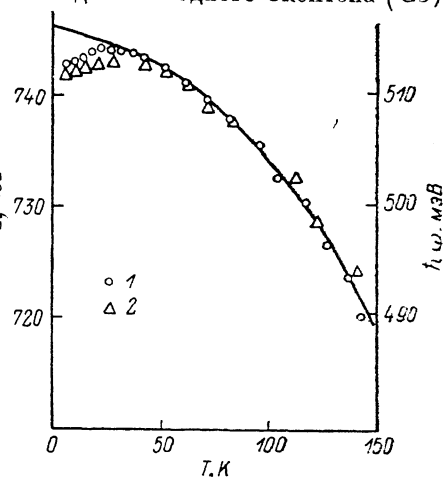


Рис. 2. Температурные зависимости энергетического положения максимумов линий излучения.

1 — ДЭ (шкала справа), $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $N_D = 10 \text{ см}^{-2}$; 2 — СЭ с учетом ЛА-фонона (шкала слева), $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $N_D = 8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$. Сплошная линия — ширина запрещенной зоны.

≈ 4 мэВ. Следование линии дислокационной люминесценции температурному ходу ширины запрещенной зоны при $T > 20$ К свидетельствует о возможности описания одномерных дислокационных зон в рамках метода эффективной массы и является косвенным подтверждением деформационной природы этих зон.

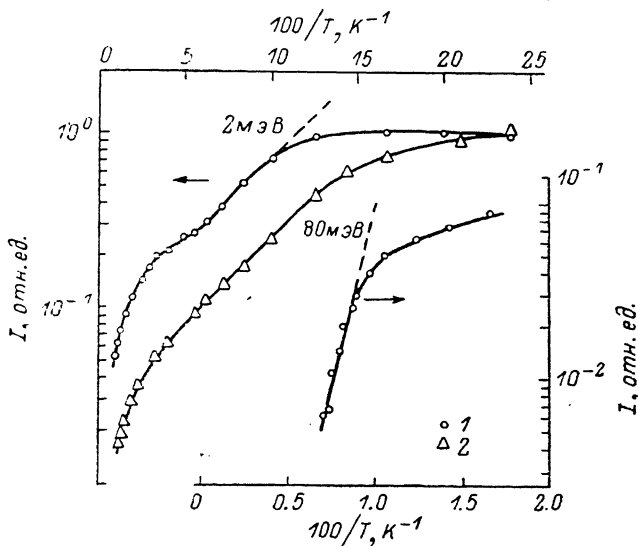


Рис. 3. Интенсивность линий излучения в зависимости от обратной температуры. ДЭ (1), СЭ (2).

2. Обнаружено температурное гашение линии дислокационной люминесценции с энергиями активации ≈ 2 мэВ в интервале температур 10—30 К и ≈ 80 мэВ при $T > 70$ К (рис. 3). Первая из этих величин соответствует энергии связи ДЭ E_{ex} , а вторая определяет энергию E_{1p} , необходимую для выброса дырки из одномерной дислокационной зоны в валентную зону. (Энергия связи дырок в деформационном поле дислокации меньше энергии связи электронов [13]). В работе [7] было показано, что переходы, ответственные за дислокационную люминесценцию в области 0.5 эВ, являются прямыми. Это позволяет определить также энергию связи элект-

тронов в поле деформационного потенциала дислокации $E_{1\sigma} = E_g - \hbar\omega - E_{1\sigma} \approx 150$ мэВ. Сдвиг температурной зависимости интенсивности люминесценции СЭ относительно соответствующей зависимости для ДЭ в сторону низких температур обусловлен эффективно меньшей концентрацией носителей в трехмерной зоне по сравнению с одномерной.

3. Ширина линии дислокационной люминесценции насыщается с ростом температуры (рис. 4). Это насыщение объясняется одномерностью дислокационных зон. Действительно, в отсутствие уширяющих факторов линия излучения в случае прямых переходов между одномерными зонами должна быть бесконечно узкой при любых температурах, поскольку приведенная плотность состояний пропорциональна $E^{-1/2}$ и имеет особенность при энергии $E=0$. Учет неоднородного уширения, обусловленного флуктуациями ширины дефекта упаковки в расщепленных дислокациях, примесной атмосферой дислокаций, а также упругими полями соседних дислокаций, приводит к конечной ширине линии $\Gamma \approx 15$ мэВ при высоких температурах. При низких же температурах, когда $2kT < \Gamma$, ширина линии растет пропорционально T . В отличие от ДЭ ширина линии СЭ линейно растет с повышением T во всем исследованном интервале температур.

На основании приведенных выше экспериментальных результатов, а также имеющихся в литературе данных можно заключить, что ДЭ в Ge обладает следующими характерными особенностями.

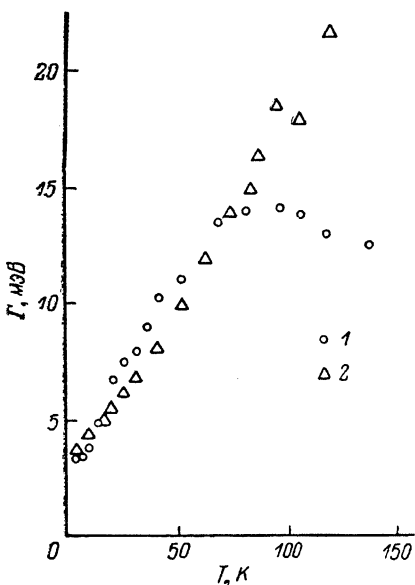


Рис. 4. Зависимости ширины линий излучения на полувысоте от температуры. ДЭ (1), СЭ (2).

В первом приближении ДЭ может быть описан в рамках метода эффективной массы, поскольку деформационные зоны дислокации удовлетворительно описываются в этом приближении [14], и линия ДЭ отслеживает температурный ход ширины запрещенной зоны.

Приведенная масса ДЭ $\mu = 0.03m_0$. Малая величина $\mu = m_{1\sigma}m_{1\delta}/(m_{1\sigma} + m_{1\delta})$ обусловлена тем, что эффективные массы носителей $m_{1\sigma}$ и $m_{1\delta}$ в одномерных деформационных зонах дислокации определяются легкими составляющими анизотропных объемных масс, так как в силу вариационного принципа носители в основных деформационных зонах дислокации ориентируются таким образом, чтобы иметь наиболее тяжелую массу поперек дислокации. (Этот качественный вывод подтверждается и численными расчетами [13]). Тогда для носителей в одномерных деформационных зонах дислокации получим $m_{1\sigma} = m_{\sigma 1} = 0.08m_0$, $m_{1\delta} \approx m_{\delta 1} = 0.05m_0$.

Экситон локализован вблизи 90° частичной дислокации, так как ее деформационное поле в несколько раз больше деформационного поля 30° частичной дислокации [14].

Взаимодействие между электроном и дыркой в ДЭ может быть описано приближением потенциала нулевого радиуса.

Последнее обстоятельство связано с тем, что в ядре 90° частичной дислокации имеется проводящая цепочка оборванных связей [15, 16], которая экранирует кулоновское взаимодействие электрона и дырки на расстояниях $r > r_1$, где $r_1 \approx 30 \text{ \AA}$ — наибольший из поперечных размеров волновых функций носителей, связанных на дислокации [13, 14]. Таким образом, потенциал взаимодействия электрона и дырки имеет вид, близкий

к прямоугольной яме глубиной $U = e^2/\kappa r_1$ и шириной $l = r_1$, где κ — диэлектрическая проницаемость. В рассматриваемом случае выполняется неравенство $\hbar^2/\mu l^2 \gg U$ и для определения энергии связи ДЭ можно использовать приближение потенциала нулевого радиуса [17], которое дает $E_{ex} = \mu e^4/\hbar^2 \kappa^2 \approx 3$ мэВ. Примечательно, что E_{ex} не зависит от r_1 . Продольный размер ДЭ $r_{||} \approx (\hbar^2/\mu E_{ex})^{1/2} \approx 300$ Å на порядок превышает r_1 , что свидетельствует об одномерности ДЭ.

В заключение отметим, что аналогичные ДЭ могут существовать и в других полупроводниках. В частности, в дислокационной люминесценции Si имеется линия D4, имеющая температурное поведение, характерное для ДЭ [18]. На возможность экситонной природы D4 указывалось также в [19].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Маркова-Осоргина И. А., Шмурак С. З. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 10. С. 3164—3166.
- [2] Emtage P. R. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 3. P. 865—872.
- [3] Бажокин С. Б., Паршин Д. А., Харченко В. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 5. С. 1411—1416.
- [4] Ossipyan Yu. A. // J. Phys. 1983. V. 44. P. 103—111.
- [5] Newman R. // Phys. Rev. 1957. V. 105. N 6. P. 1715—1720.
- [6] Гишпиус А. А. // Тр. ФИАН. 1966. Т. 37. С. 3—40.
- [7] Mergel D., Labusch R. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 42. N 1. P. 165—171.
- [8] Колубакин А. И., Осипьян Ю. А., Шевченко С. А., Штейнман Э. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 677—683.
- [9] Колубакин А. И., Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 7. С. 248—254.
- [10] Izotov A. N., Kolyubakin A. I., Shevchenko S. A., Steinman E. A. // Proc. 8th Int. School on Defects in Crystals. 1988. P. 203—211.
- [11] Леликов Ю. С., Ребане Ю. Т., Шретер Ю. Г. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. 1988. Т. 3. С. 95—96.
- [12] Lelikov Yu. S., Rebane Yu. T., Shreter Yu. G. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1989. N 104. P. 119—129.
- [13] Winter S. Electron—Strain Interaction in Crystals with Static Strain Fields. Umea University, Sweden, 1978.
- [14] Winter S. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 90. N 1. P. 289—293.
- [15] Schroter W., Labusch R. // Phys. St. Sol. 1967. V. 21. N 1. P. 211—224.
- [16] Kveder V. V., Labusch R., Ossipyan Y. A. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 92. N 1. P. 293—302.
- [17] Демков Ю. Н., Островский В. Н. // Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., ЛГУ, 1975.
- [18] Sauer R., Weber J., Stolz J., Weber E. R., Kusters K. H., Alexander H. // Appl. Phys. 1985. V. A36. N 1. P. 1—13.
- [19] Клевова Т. В., Молоцкий М. И. // ФТП. 1986. Т. 20. № 3. С. 472—476.

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

Поступило в Редакцию
9 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
24 апреля 1990 г.