

ДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ БУРШТЕЙНА—МОССА В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ CdSe И СТЕКЛЕ КС-19

Булах Б. М., Кулиш Н. Р., Кунец В. П., Лисица М. П., Малыш Н. И.

Проведено сравнительное исследование нелинейного просветления пластинчатых монокристаллов CdSe и микрокристаллов $CdS_{10}Se_{90}$, внедренных в стеклянную матрицу. В обоих случаях установлен характер увеличения ширины запрещенной зоны с ростом интенсивности излучения, который подчиняется закону $E_g \sim I_0^{2/3}$. Эти закономерности объяснены в рамках динамического эффекта Бурштейна—Мосса.

Объемные монокристаллы группы $A^{IV}B^{VI}$ и микрокристаллы этих соединений, внедренные в прозрачную матрицу, являются перспективными материалами для разработки оптических ключей абсорбционного типа, дисперсионного или на основе насыщения оптического поглощения [1].

Для оценки характеристик ключей последнего типа на основе упомянутых материалов необходимы сравнительные исследования изменения их коэффициента поглощения K под действием излучения высокой интенсивности I_0 . При зона-зонных переходах уменьшение K с ростом I_0 связывается с заполнением носителями заряда краев разрешенных зон. В результате этого должно наблюдаться увеличение оптической ширины запрещенной зоны E_g [2, 3]. В настоящей работе исследованы особенности изменения E_g с ростом I_0 в пластинчатых монокристаллах CdSe n -типа толщиной 1.5—15 мкм и микрокристаллах $CdS_{10}Se_{90}$ размером ~ 50 нм [4], внедренных в стеклянную матрицу (КС-19).

В качестве источника излучения использован лазер на красителе, генерирующий одиночные импульсы длительностью 20 нс с полушириной линии 0.05 нм в спектральной области 450—750 нм [5]. На рис. 1, а, б представлены типичные зависимости пропускания T с ростом I_0 для монокристаллов CdSe и микрокристаллов $CdS_{10}Se_{90}$, находящихся в матрице стекла.

Для CdSe при максимальных значениях I_0 пропускание не достигает значений, определяемых френелевскими потерями на отражение, поэтому для аналитического описания зависимости $T=f(I_0)$ использовано соотношение, полученное для двухуровневой системы [6]:

$$K_2 \ln \frac{K + K_1 T I_0 / (1 - R) I^*}{K_1 + K_1 (1 - R) I_0 / I^*} + K_1 \ln \frac{T}{(1 - R)_d} = -K_1 K_c d, \quad (1)$$

где K_1 и K_2 — соответственно нефотоактивная (не зависящая от I_0) и фотоактивная (зависящая от I_0) части линейного коэффициента поглощения, R — коэффициент отражения, I^* — интенсивность света, соответствующая порогу просветления, $K = K_1 + K_2$. Правомочность применения формул, справедливых для двухуровневой энергетической модели, к описанию динамического эффекта Бурштейна—Мосса в полупроводниках обоснована в [7]. На рис. 1, а (кривые 1, 2) представлен ход изменения T с ростом I_0 в монокристаллическом CdSe, рассчитанный с помощью (1). В качестве подгоночных параметров использованы значения K_1 и I^* . Наблюдается хорошее согласие расчетного и экспериментального ходов $T=f(I_0)$, что является доказательством проявления в этой области частот динамического эффекта Бурштейна—Мосса.

В отличие от монокристаллического CdSe в микрокристаллах $\text{CdS}_{10}\text{Se}_{90}$ в последованной области частот с ростом I_0 пропускание стремится к значению, ограниченному френелевскими потерями на отражение. Для аналитического описания хода изменения T с ростом I_0 в этих микрокристаллах воспользуемся соотношением

$$\frac{I_0}{J^*} \left[\frac{T}{1-R} - 1 + R \right] + \ln \frac{T}{(1-R)^2} = -Kd, \quad (2)$$

вытекающим из (1).

Сравнение рассчитанного по (2) хода изменения T с ростом I_0 (штриховая кривая) с экспериментально измеренным (кривые 3—5) представлено на рис. 1, б. Видно, что в области высоких значений I_0 наблюдается более медленное увеличение T с ростом I_0 , чем предсказываемое соотношением (2). По-видимому, это связано с зависимостью Γ^* от интенсивности, вызванной, например, уменьшением времени жизни носителей заряда с ростом I_0 (об этом свидетельствуют данные [8]) или включением дополнительного канала поглощения излучения.

Воспользовавшись совокупностью экспериментальных кривых, аналогичных приведенным на рис. 1, а также известными данными о толщине и коэффициентах отражения образцов, по величинам пропускания можно определить частотную зависимость K для нескольких фиксированных значений I_0 (рис. 2). Оказалось, что для использованных интенсивностей как для монокристаллов

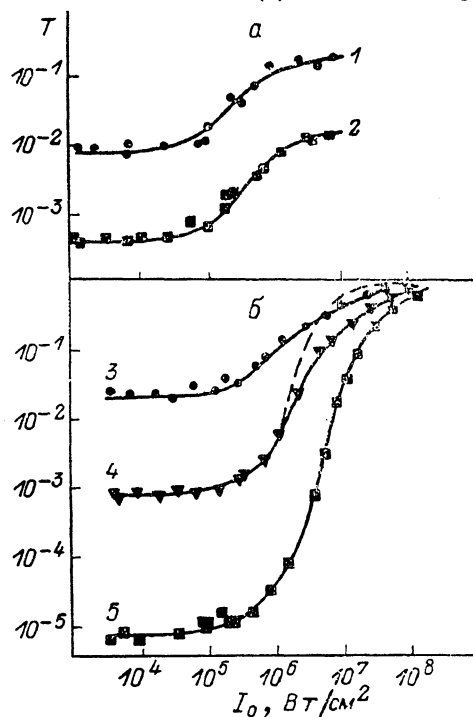


Рис. 1. Зависимость пропускания T монокристаллов CdSe (1, 2) и стекла KC-19 (3—5) от интенсивности излучения.

λ , $\mu\text{м}$: 1 — 1.809, 2 — 1.740, 3 — 1.838, 4 — 1.853, 5 — 1.878. Γ^* , Вт/см^2 : 1 — $3.81 \cdot 10^4$, 2 — $4.64 \cdot 10^4$, 3 — $4.90 \cdot 10^4$, 4 — $4.94 \cdot 10^4$, 5 — $1.00 \cdot 10^6$. Штриховая линия 4 — расчет по (2), сплошные 1, 2 — расчет по формуле (1).

CdSe , так и для микрокристаллов $\text{CdS}_{10}\text{Se}_{90}$ она хорошо аппроксимируется законом, справедливым для области сильного поглощения [9]:

$$K = A (\hbar\nu - E_g)^{1/2}, \quad (3)$$

где A — константа. Поскольку формула (3) получена в приближении квадратичного закона дисперсии для разрешенных зон полупроводника, то данные, представленные на рис. 2, позволяют сделать вывод о сохранении параболическости зон этих материалов при изменении I_0 от нуля до значений, ограниченных порогом разрушения.

Обработка результатов эксперимента, представленных на рис. 2, по методу наименьших квадратов с использованием (3) позволяет определить E_g для ряда значений I_0 . Эти данные дают возможность найти ход изменения E_g с ростом I_0 (рис. 3). Из рис. 3, а следует, что для монокристаллов CdSe E_g вначале растет по закону

$$E_g \sim I_0^{1/2}, \quad (4)$$

а затем практически выходит на насыщение. В то же время в микрокристаллах $\text{CdS}_{10}\text{Se}_{90}$ зависимость E_g от I_0 содержит два участка, на каждом из которых связь E_g с I_0 дается соотношением (4).

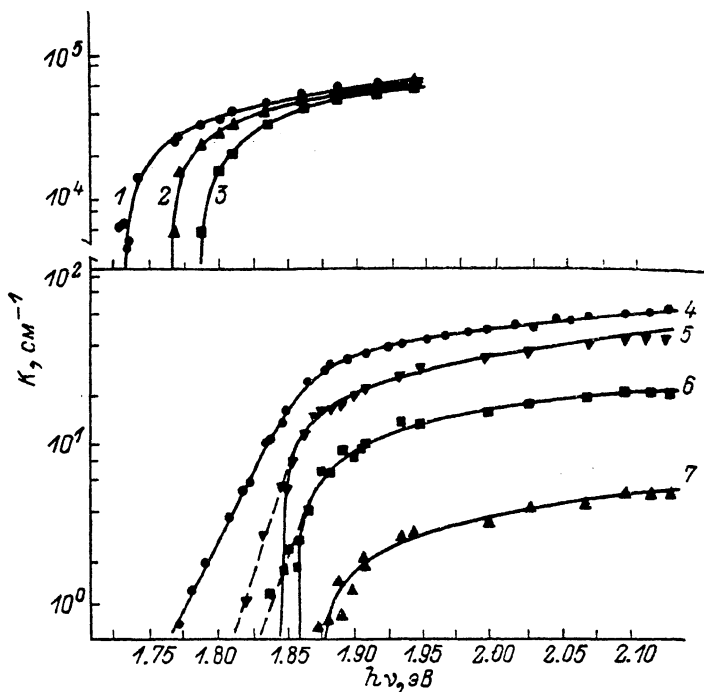


Рис. 2. Спектр поглощения монокристаллического CdSe (1—3) и стекла КС-19 (4—7) для ряда фиксированных значений интенсивности лазерного излучения. I_0 , Вт/см²: 1 — $1 \cdot 10^2$, 2 — $4 \cdot 10^2$, 3 — $2 \cdot 10^3$, 4 — $1 \cdot 10^3$, 5 — $1 \cdot 10^4$, 6 — $1 \cdot 10^7$, 7 — $1 \cdot 10^8$. Сплошные линии — расчет по формуле (3).

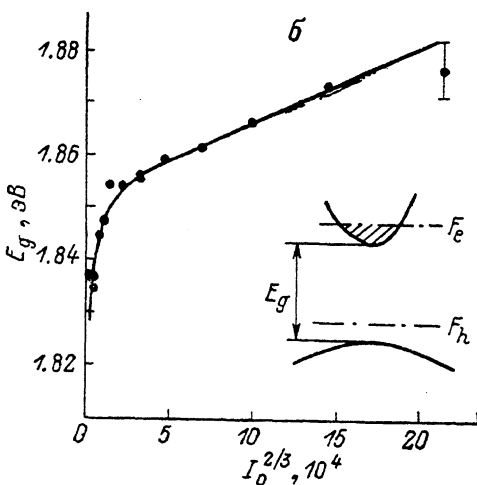
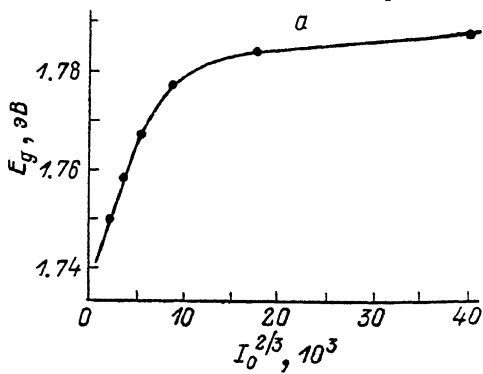


Рис. 3. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g монокристаллического CdSe (а) и стекла КС-19 (б) от интенсивности I_0 . На вставке — схема, иллюстрирующая движение электронного F_e и дырочного F_h квазиуровней Ферми с ростом I_0 .

Для прямозонных полупроводников, у которых эффективная масса дырок значительно превосходит эффективную массу электронов, увеличение ширины запрещенной зоны ΔE_g обусловлено преимущественно заполнением электронами дна зоны проводимости. При этом связь ΔE_g с концентрацией электронов n имеет вид [9]

$$\Delta E_g = E_g - E_{g0} = Bn^{2/3}, \quad (5)$$

где B — константа, E_{g0} — ширина запрещенной зоны при $I_0 = 0$.

В случае линейной рекомбинации носителей заряда, характерной для CdSe в использованном диапазоне интенсивностей [10], n пропорционально I_0 , т. е. E_g должно увеличиваться по закону

$$E_g = E_{g0} + CI_0^{2/3}, \quad (6)$$

где C — константа. Однако ни теория, развитая в [3], ни формула (4) не предсказывают замедления E_g с ростом I_0 в CdSe (рис. 3, а). Его наличие можно объяснить следующим образом.

Поскольку с ростом I_0 концентрация носителей заряда увеличивается, это приводит к движению электронного квазиуровня Ферми F_e к зоне проводимости, а дырочного F_h — к валентной зоне (рис. 3). При некоторой концентрации носителей заряда F_h еще находится в запрещенной зоне, а F_e достигает дна зоны проводимости. Эта концентрация отвечает началу роста E_g . Далее E_g увеличивается по закону (4) вследствие заполнения носителями дна зоны проводимости. Это увеличение продолжается до тех пор, пока процесс заполнения электронами дна зоны проводимости не начнет компенсироваться процессом их ухода вследствие вынужденной рекомбинации, возникающей при достижении условия $F_e - F_h > E_g$ [11]. В результате движение квазиуровней Ферми замедляется и их положение стабилизируется, что сопровождается замедлением роста E_g , которая при высоких интенсивностях практически перестает зависеть от I_0 . В пользу предложенного механизма замедления роста E_g свидетельствует тот факт, что интенсивность излучения, соответствующая началу отклонения хода E_g от закона (4), близка к порогу генерации CdSe-лазера с однофотонной оптической накачкой [12].

В отличие от монокристаллического CdSe в микрокристаллах $\text{CdS}_{10}\text{Se}_{90}$ отсутствует насыщение E_g от I_0 (рис. 3, б). Для разумного объяснения этого экспериментального факта требуются детальные исследования процессов рекомбинации в этих микрокристаллах, определяющих характер движения квазиуровней Ферми с ростом интенсивности лазерного излучения.

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., 1988. 520 с.
- [2] Mendoza-Alvarez J. G., Nunes F. D., Patel N. B. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 8. P. 4365—4367.
- [3] Грибковский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск, 1975. 464 с.
- [4] Бонч-Бруевич А. М., Разумова Т. К., Рубанова Г. М. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 8. С. 2265—2273.
- [5] Лисица М. П., Костышин М. Т., Романенко П. Ф., Кулиш Н. Р., Коломиец Т. М., Малыш Н. И. // Квант. электрон. 1987. Т. 14. В. 4. С. 701—702.
- [6] Кулиш Н. Р. // Квантовая электроника. Киев, 1987. Т. 33. С. 55—62.
- [7] De Rougemont F., Frey R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 3. P. 1237—1244.
- [8] De Rougemont F., Frey R., Roussignol P., Ricard D., Flytzanis C. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 23. P. 1619—1621.
- [9] Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М., 1961. 304 с.
- [10] Лисица М. П., Кулиш Н. Р., Малыш Н. И., Булах Б. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 353—355.
- [11] Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры. М., 1976. 416 с.
- [12] Mol A. W., Muribeca R. A., Meneses E. A. // Sol. St. Commun. 1986. V. 60. N 5. P. 423—425.