

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.315.592

РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ
ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ
В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$

Р. Балтрамеюнас, С. Юршенас, А. Жукаускас, Э. Куокийтис

Широкое применение смешанных кристаллов группы A^2B^6 при разработке приборов квантовой оптоэлектроники требует понимания происходящих в них процессов релаксации энергии в системе неравновесных носителей заряда (ННЗ) и фононов. В ряде исследований, проделанных в основном для кристаллов GaAs либо сверхрешеток на основе GaAs/GaAlAs, установлено, что остывание плотной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в полярном полупроводнике, возбуждаемом мощными импульсами света, протекает значительно медленнее из-за усиления продольно-оптических (LO) колебаний решетки [1, 2]. Аналогичные результаты получены для твердых растворов соединений группы A^3B^5 [3, 4]. Замедленная релаксация энергии ННЗ, обнаруженная в кристаллах CdS и CdSe, нашла объяснение в рамках модели поэтапной депопуляции неравновесных фононов нескольких поколений [5, 6]. Можно предположить, что в твердых растворах процесс диссипации энергии отличается своеобразием ввиду более сложного фононного спектра и беспорядка, обусловленного флуктуациями состава.

В настоящей работе на основе анализа спектрально-временных характеристик излучения изучена зависимость релаксации избыточной энергии ЭДП сильно возбужденных кристаллов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.23$ и 0.63).

Эксперимент проводился на установке, состоящей из лазера на АИГ: Nd^{3+} с пассивной синхронизацией мод (длительность импульса 25 пс), люминесцентного спектрометра, автоматизированного на базе стандарта КАМАК и микро-ЭВМ [7]. Временное разрешение установки обеспечивалось оптическим затвором Керра на CS_2 . Спектры люминесценции регистрировались фотоэлектрически путем накопления сигнала в отдельных точках с дискриминацией возбуждающих импульсов по амплитуде.

На рис. 1 показано несколько характерных спектров люминесценции ЭДП в монокристалле $\text{CdS}_{0.77}\text{Se}_{0.23}$, возбуждаемом третьей гармоникой излучения лазера ($\hbar\omega_L=3.50$ эВ, плотность мощности 500 МВт/см²), снятых при различных задержках относительно импульса накачки. Форма коротковолнового крыла спектров указывает, что эффективная температура ЭДП T_c значительно превышает исходную температуру решетки кристалла ($T=298$ К). Вместе с тем анализ спектрального положения максимума полосы излучения позволяет заключить, что тривиальный разогрев решетки кристалла, приводящий к сужению запрещенной зоны, в данном случае не существует. На рис. 2 представлена временная зависимость перегрева ЭДП $\Delta T_c = T_c - T$. Видно, что по окончании действия импульса накачки экспериментальные точки хорошо описываются экспоненциальным законом с постоянной времени $\tau=120 \pm 10$ пс. Для образца с $x=0.63$ соответственно получено $\tau=130 \pm 10$ пс.

Для объяснения полученной зависимости можно воспользоваться моделью, предложенной в [5]. Во время действия импульса накачки в кри-

сталле образуются горячие электроны и дырки, которые теряют свою избыточную энергию, испуская фононы. При этом от равновесного значения отклоняется заполнение наиболее сильно связанных с носителями мод LO -колебаний в длинноволновой области зоны Бриллюэна. В итоге вероятность испускания LO -фонона плазмой сравнивается с вероятностью его поглощения [1]. По окончании импульса возбуждения спад температуры ЭДП отслеживает релаксацию неравновесной заселенности таких фононов. Постоянная времени ангармонического распада LO -фононов $\tau_1 \sim 1$ пс [8]. Однако быстрое накопление продуктов такого распада приводит к образованию неравновесной заселенности долгоживущих фононов, частота которых близка к субгармонике LO -фононов $\hbar\omega_0/2$. В области времен $\Delta t \gg \tau_1$ кинетику остывания ЭДП можно охарактеризовать вели-

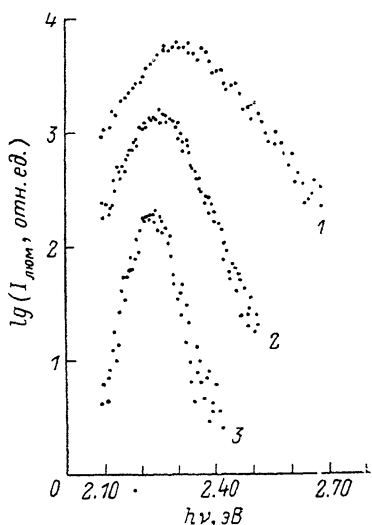


Рис. 1. Спектры люминесценции монокристалла $CdS_{0.77}Se_{0.23}$ ($T=298$ К) при различных задержках возбуждения.

Шкалы интенсивностей произвольно сдвинуты для наглядности. 1 — 20, 2 — 100, 3 — 420 пс.

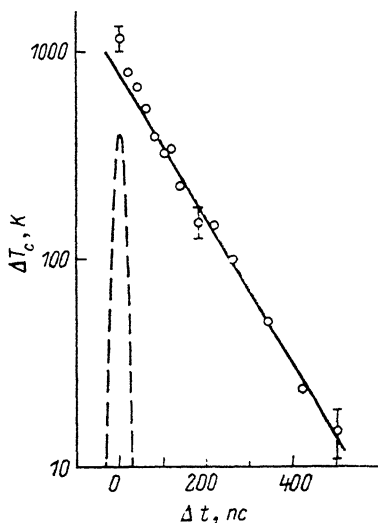


Рис. 6. Кинетика перегрева ЭДП в сильно возбужденном $CdS_{0.77}Se_{0.23}$.

Точки — эксперимент, сплошная линия отражает спад температуры с постоянной времени $\tau=120$ пс, штриховая кривая отражает форму импульса начавши в логарифмическом масштабе.

чиной τ_2 , которая при $kT_c > \hbar\omega_0/2$ по сути является временем релаксации неравновесной заселенности фононов второго поколения. Было установлено, что величина τ_2 составляет для $CdSe$ $\tau_2^A=150$ пс [6], для CdS $\tau_2^B=400$ пс [5]. Полученные характерные времена остывания для твердых растворов, по-видимому, также отражают время депопуляции неравновесных фононов второго поколения τ_2 . Полагая, что в твердом растворе процесс релаксации энергии обуславливается двумя независимыми каналами, соответствующими чистым компонентам сплава, время τ_2 должно бы иметь значение, лежащее между τ_2^A и τ_2^B . Однако на самом деле в $CdS_{1-x}Se_x$ релаксация энергии протекает быстрее, чем в кристаллах CdS и $CdSe$. Следует отметить, что взаимодействие между фононными ветвями компонент способно увеличить число конечных состояний при ангармоническом распаде неравновесных фононов. Таким образом, обогащение колебательного спектра в твердом растворе может служить причиной уменьшения времени релаксации неравновесного заполнения фононных мод. Вместе с тем сравнение полученных результатов с данными для чистых кристаллов $CdSe$ и CdS указывает, что время релаксации энергии сильнее зависит от состава сплава в области меньших x . Не исключено, что такая асимметричность связана с проявлением эффектов неупорядоченности кристалла [9].

- [1] Lyon S. A. // J. Luminescence. 1986. V. 35. N 3. P. 121—154.
 [2] Shah J. // IEEE J. Quantum electron. 1986. V. 22. N 9. P. 1728—1749.
 [3] Kash K., Shah J. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 4. P. 401—403.
 [4] Lobentanzner H., Rühle W. W., Pollard H.-J., Stolz W., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N. 5 P. 2954—2957.
 [5] Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Латинис В., Юршенас С. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 2. С. 67—69.
 [6] Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Латинис В., Юршенас С. // Лит. физ. сб. 1989. Т. 29. № 2. С. 193—201.
 [7] Латинис В., Стяпанкявичюс В., Юршенас С. // Лит. физ. сб. 1988. Т. 28. № 1. С. 94—95.
 [8] Bron W. E., Kuhl J., Rhee B. K. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 10. P. 6961—6971.
 [9] Вербин С. Ю., Пермогоров С. А., Резницкий А. Н., Пендюк Св. А., Таленский О. Н. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 84—88.

Вильнюсский университет
Вильнюс

Поступило в Редакцию
13 марта 1989 г.

УДК 539.293.6

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

МЕТОД КВАНТОВОГО ДЕФЕКТА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНОГО As_2S_3

В. В. Стружкин

Метод квантового дефекта с успехом применяется для вычисления сечений фотоионизации примесей в полупроводниках [1]. В данной работе этот метод используется для моделирования электронных состояний, определяющих оптические свойства аморфного As_2S_3 в интервале энергий 1—14 эВ. Основным аргументом в пользу применения этого метода может служить сильная локализация состояний, определяющих процессы оптического поглощения в As_2S_3 [2]. Вероятность фотоионизации связана простыми соотношениями с мнимой частью диэлектрической проницаемости ϵ_2 , поэтому, вычислив эту вероятность, мы определим ϵ_2 и все интересующие нас свойства: действительную часть диэлектрической проницаемости, коэффициент преломления и т. д. Известно, что

$$\epsilon_2 = \alpha \eta v / \omega, \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения, η — коэффициент преломления, v — скорость света в среде. В [1] показано, что

$$\alpha = W_{\text{abs}} / (vN), \quad (2)$$

где W_{abs} — вероятность фотоионизации, N — число фотонов в единице объема. Там же [1] приводится формула

$$W_{\text{abs}} = 8\pi^2 (e^2/m) (1/\eta) (N/\omega) \frac{|\langle f | p_x | i \rangle|^2}{2m} N_i N(E_f), \quad (3)$$

e , m — заряд и масса электрона; $\langle f | p_x | i \rangle$ — матричный элемент импульса; $\langle f |$ — конечное состояние; $| i \rangle$ — начальное состояние; $N(E_f)$ — плотность конечных состояний, N_i — концентрация начальных состояний.

В результате простых преобразований получаем

$$\epsilon_2 = \pi \omega_p^2 (|\langle f | p_x | i \rangle|^2 / (m\omega^2)) N(E_f), \quad \omega_p^2 = 4\pi N_i e^2 / m. \quad (4)$$