

## ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ВНУТРИЗОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Ф.Брюкнер, В.С.Днепроvский, С.М.Захаров, Д.Г.Кочур,  
Э.А.Манькин, В.У.Хатматов

Оценены времена релаксации электронов  $T_1$  и  $T_2$  (времена релаксации по энергии и квазипульсу) в полупроводниковом монокристалле  $\text{CdS}_{0,75}\text{Se}_{0,25}$  ( $T = 130^\circ \text{K}$ ) вблизи дна зоны проводимости ( $\hbar\omega - E_g \approx 5 \text{ мэв}$ ) с помощью эффекта самоиндуцированной прозрачности при однофотонном возбуждении ультракороткими импульсами второй гармоники ( $\hbar\omega = 2,34 \text{ эв}$ ,  $\tau = 5 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ ) неодимового лазера с синхронизованными модами.

В последнее время появился ряд теоретических [1 – 3] и экспериментальных работ [4 – 7], посвященных когерентному взаимодействию мощного лазерного излучения с полупроводниками (явлению самоиндуцированной прозрачности) при длительности светового импульса  $\tau$  меньше времени релаксации поляризации вещества  $\tau \ll T_2$ , а  $\theta_0 \equiv (\mu/\hbar) \times \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(t) dt > \pi$ , где  $\mathcal{E}(t)$  – медленная амплитуда светового импульса,

$\mu$  — дипольный матричный элемент перехода. В настоящей работе с помощью зондирующего импульса измерены времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$  в полупроводнике  $\text{CdS}_{0,75}\text{Se}_{0,25}$  при когерентном возбуждении электронов в зону проводимости мощным ультракоротким импульсом (УКИ) света, вызывающим явление самопрозрачности. Самоиндуцированная прозрачность возникала за счет когерентного возбуждения электронно-дырочных пар при однофотонном межзонном поглощении УКИ второй гармоники ( $\lambda = 0,53 \text{ мк}$ ,  $\Delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$ ) неодимового лазера с синхронизованными модами. Метод измерения состоит в следующем: с помощью слабого зондирующего импульса исследуется состояние среды (полупроводника) в отдельные моменты времени после прохождения мощного УКИ света. Пробный импульс (часть излучения второй гармоники) создавался с помощью клина, образованного двумя плоскими зеркалами (рис. 1). Подобное устройство позволяет плавно регулировать задержку между двумя импульсами в пределах  $1 + 10 \text{ псек}$  при перемещении клина перпендикулярно к падающему лучу и  $10 + 200 \text{ псек}$  при продольном перемещении одной пластины клина. Небольшой угол между зеркалами ( $\sim 30^\circ$ ) обеспечивал перекрытие лучей в образце и их пространственное разделение на достаточно большом ( $\sim 1 \text{ м}$ ) расстоянии от него. Мощность зондирующего импульса была ниже порога самопросветления полупроводника.

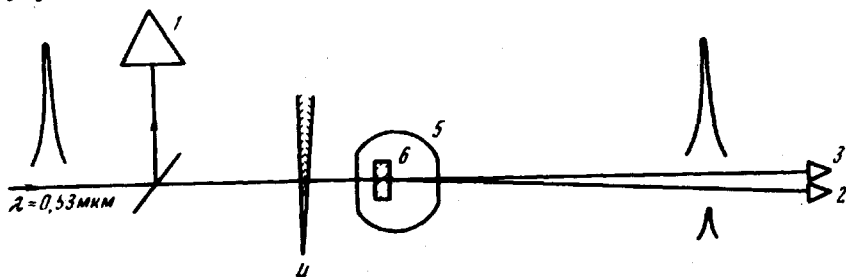


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2, 3 — калориметры для измерения энергии импульса на входе в кристалл, зондирующего и возбуждающего импульсов за кристаллом, 4 — оптическая линия задержки, 5 — криостат, 6 — полупроводник  $\text{CdS}_{0,75}\text{Se}_{0,25}$  ( $T = 130^\circ\text{K}$ )

С помощью чувствительного (не хуже  $10^{-6} \text{ Дж}$ ) калориметра измерялась энергия зондирующего импульса, прошедшего через кристалл, при различных задержках  $\Delta t$  относительно мощного УКИ света (рис. 2). Характерный разброс значений энергии при малых задержках, видимо, можно объяснить  $T_2$  релаксацией. Из-за статистического характера лазерного излучения "площадь" возбуждающего импульса  $\theta_{10}$  может меняться в широких пределах и среда для зондирующего импульса может быть либо усиливающей  $\theta_{10} \approx \pi$ , либо прозрачной  $\theta_{10} \approx \pi/2$ , либо сильно поглощающей  $\theta_{10} < \pi/2$ . Поэтому можно ожидать изменение энергии зондирующего луча на выходе из образца в широких пределах при  $\Delta t \lesssim T_2$  (соответствующие расчеты см. ниже). При  $\Delta t > T_2$  когерентность взаимодействия нарушается и поглощение пробного импульса определяется процессом  $T_1$  релаксации (релаксация по энергии). На этом участке кривой разброс экспериментальных значений энергии находится в пределах точности измерения. Плавный спад кривой (отсут-

ствии насыщения в полупроводнике) можно объяснить быстрым (с характерным временем  $10^{-11} + 10^{-10}$  сек) процессом связывания электронов в экситоны (см., например, работу [8], в которой по кинетике люминесценции свободного экситона измерено это время для кристаллов CdSe). Задержка  $\Delta t$ , при которой наблюдается резкое уменьшение флуктуаций энергии  $W_3$ , определяет верхнюю границу для времени поперечной релаксации ( $T_2 \lesssim 20$  псек). По экспоненциальному спаду  $W_3$  при задержках  $\Delta t > 20$  псек измерено время  $T_1 \approx 60$  псек<sup>1)</sup>.

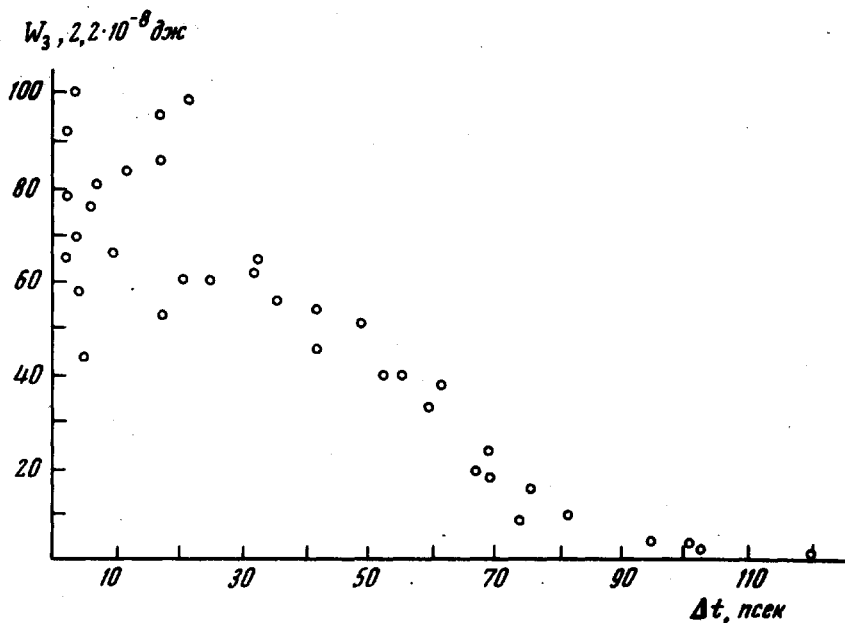


Рис. 2. Зависимость прошедшей через кристалл энергии  $W_3$  зондирующего импульса от его задержки относительно мощного УКИ

В рамках модели неоднородно уширенной линии резонансной среды, состоящей из идентичных двухуровневых атомов, проведен теоретический анализ динамики распространения двух УКИ света. Предполагалось, что зондирующий и возбуждающий импульсы распространяются в одном направлении. Когерентное взаимодействие УКИ исследовано путем численного решения системы дифференциальных уравнений, часть

1) Аналогичные зависимости для случая резонансного возбуждения А-экситона в этом же кристалле ( $T_2 \lesssim 0,15$  псек,  $T_1 \approx 1$  псек) получены в [7].

которых является уравнениями Максвелла, а остальные уравнения аналогичны уравнениям Блоха [9]:

$$\frac{\partial e}{\partial z} + Ke + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) v_x dx = 0,$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial \tau} + \gamma v_x + x u_x + n_x e = 0,$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial \tau} + \gamma u_x - x v_x = 0,$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial \tau} - v_x e = 0.$$

Величины  $e$ ,  $v$ ,  $u$ ,  $n$ , входящие в систему, являются безразмерными и имеют смысл медленной амплитуды поля, мнимой и действительной части поляризации и инверсной населенности. Связь  $e(z, \tau)$  с истинным значением электрического поля в среде определяется выражением:  $e(z, \tau) = (\mu/\hbar) T_2^* \mathcal{E}(z, t)$ , где  $T_2^*$  — время, характеризующее неоднородное уширение уровней энергии. Коэффициенты  $K$  и  $\gamma$  описывают процессы нерезонансных потерь в среде и процессы релаксации поляризации, связанные с однородным уширением уровней энергии,  $g(x)$ -функция распределения излучателей по частотам,  $x = \Delta\omega T_2^*$ . Очевидно, что решение задачи в рамках модели резонансной среды, состоящей из идентичных атомов, с неоднородно уширенной линией перехода, является весьма сильной идеализацией. Поэтому нас интересовало не количественное сравнение теоретического расчета с экспериментальными результатами, а принципиальная возможность измерения времени  $T_2$  методом зондирующего импульса. Выяснились качественные особенности распространения задержанного УКИ в зависимости от параметров первого импульса, возбуждающего среду. Численные расчеты проведены с помощью ЭВМ для  $\theta_{10} = \pi, \pi/2, \pi/4$  и  $z = 0, 1, 2, 3$ . Начальная форма импульсов на входе в среду имела вид гиперболического секанса. Оказалось, что поглощение слабого УКИ в области задержек  $\Delta t < T_2$  может сильно меняться в зависимости от величины параметра  $\theta_{10}$  для первого импульса (рис. 3). Смена знака амплитуды на рис. 3 соответствует случаю, когда фаза возникающего в среде поля отстает на  $\pi$  от фазы внешнего поля. Поскольку экспериментально регистрируется интенсивность или энергия излучения, то отрицательные выбросы проявят себя как дополнительные импульсы. Таким образом, проведенный расчет качественно подтверждает возможность оценки релаксационных времен предложенным выше способом.

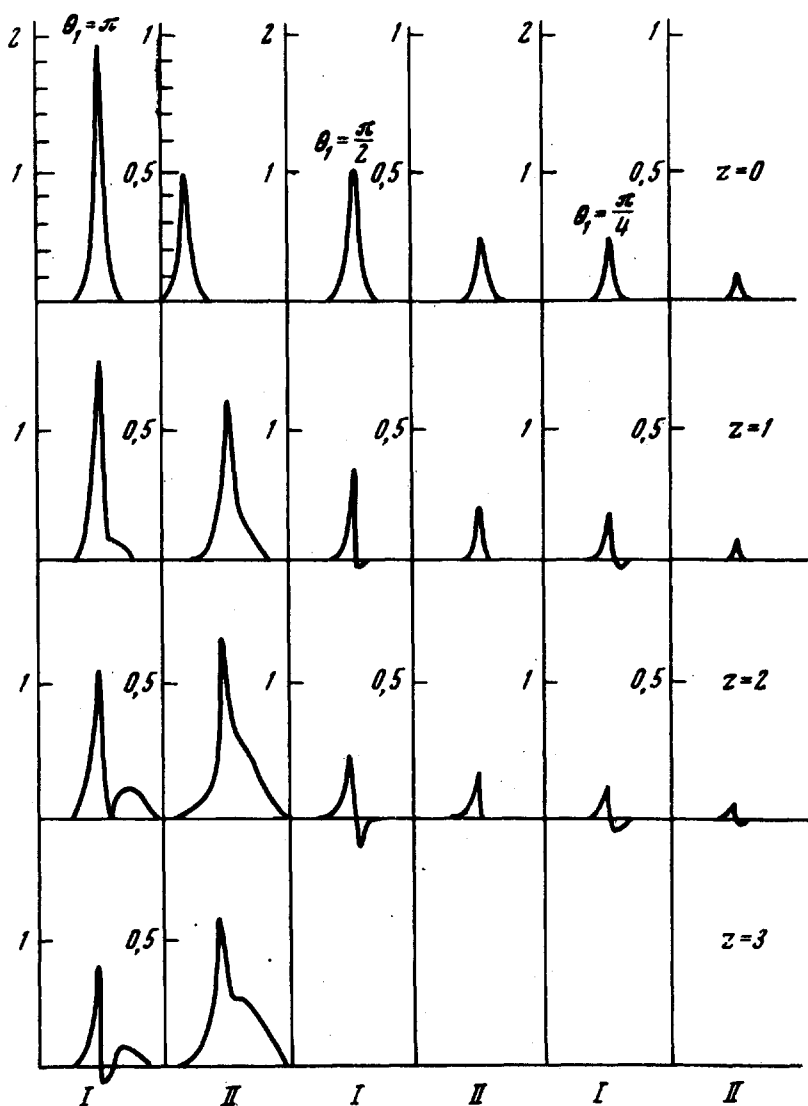


Рис. 3. Динамика распространения двух УКИ в резонансно поглощающей среде при  $\theta_{10} = \pi, \pi/2, \pi/4$  и  $z = 0, 1, 2, 3$  (I – возбуждающий, II – зондирующий импульсы)

Авторы выражают благодарность В.Т.Платоненко и Ю.М.Попову за ряд полезных предложений и замечаний, Д.Н.Клышко и Р.В.Хохлову за обсуждение работы.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
11 июня 1974 г.

## Литература

- [ 1 ] И.А.Полуэктов, Ю.М.Попов. Письма в ЖЭТФ, 9, 542, 1969.
  - [ 2 ] Ю.П.Лисовец, И.А.Полуэктов, Ю.М.Попов. В.С.Ройтберг. Сб. "Квантовая электроника", № 5, 28, 1971.
  - [ 3 ] N.Tzoar, J.I.Gersten. Phys. Rev. Lett., 28, 1203, 1972.
  - [ 4 ] Т.Л.Гварджаладзе, А.З.Грасюк, И.Г.Зубарев, П.Г.Крюков. О.Б.Шатберашвили. Письма в ЖЭТФ, 13, 159, 1969.
  - [ 5 ] Т.Л.Гварджаладзе, А.З.Грасюк, В.А.Коваленко. ЖЭТФ, 64, 446, 1973.
  - [ 6 ] Ф.Брюкнер, В.С.Днепровский, Д.Г.Кошуг, В.У.Хаттатов. Письма в ЖЭТФ, 18, 27, 1973.
  - [ 7 ] Ф.Брюкнер, В.С.Днепровский, Д.Г.Кошуг. Письма в ЖЭТФ, 20,10, 1974.
  - [ 8 ] Hiroto Kuroda, Shigeo Shionoya. Technical Report of ISSP Series A, N 603, 1973, Tokyo, Japan.
  - [ 9 ] С.М.Захаров, Э.А.Манькин. Письма в ЖЭТФ, 17, 431, 1973.
-