

КИНЕТИКА ЗАХВАТА ЭКСИТОНОВ НА МЕЛКИЙ ПРИМЕСНЫЙ ЦЕНТР

А.Ю.Бланк, Н.Н.Зиновьев, Д.И.Ковалев, Л.П.Иванов, И.Д.Ярошецкий

Впервые исследовано связывание экситонов на мелкий примесный центр в полупроводниках (Si:В) и определены значения коэффициента захвата ($8 \cdot 10^{-8}$ см²/с). Изучена кинетика возмущения стационарного пространственного распределения экситонов в образце, вызванного неравновесными акустическими фононами.

Процессы захвата носителей заряда на примесные центры в полупроводниках к настоящему времени достаточно хорошо изучены¹. Однако, при низких температурах, как известно, большая часть носителей связывается в экситоны, в значительной мере определяющие характер транспортных и рекомбинационных явлений в кристаллах. В настоящей работе мы представляем результаты непосредственных измерений вероятностей связывания экситонов на мелкий примесный центр. Идея эксперимента базируется на следующем подходе. Создаваемое стационарной оптической накачкой пространственное распределение свободных экситонов подвергается малому импульсному возмущению, вызывающему "деформацию" начального пространственного профиля. При этом параметры возмущения должны быть подобраны таким образом, чтобы не вызвать ионизации экситонно-примесных комплексов (ЭПК). Появившееся в некоторой точке x добавочное

число экситонов $\delta n(x,t)$ сверх стационарного $\bar{n}(x)$ будет релаксировать к стационарному значению $\bar{n}(x)$ с постоянной времени $\tau^{-1} = \sigma v_T (N_0 - N_{вх})$, где σ - сечение захвата экситона примесным центром, v_T - тепловая скорость экситонов, N_0 - концентрация примесей, $N_{вх}$ - концентрация ЭПК, зависящая от оптической накачки. Выбирая режим $N_{вх} \ll N_0$ и измеряя величину τ , можно определить величину коэффициента захвата экситона примесным центром.

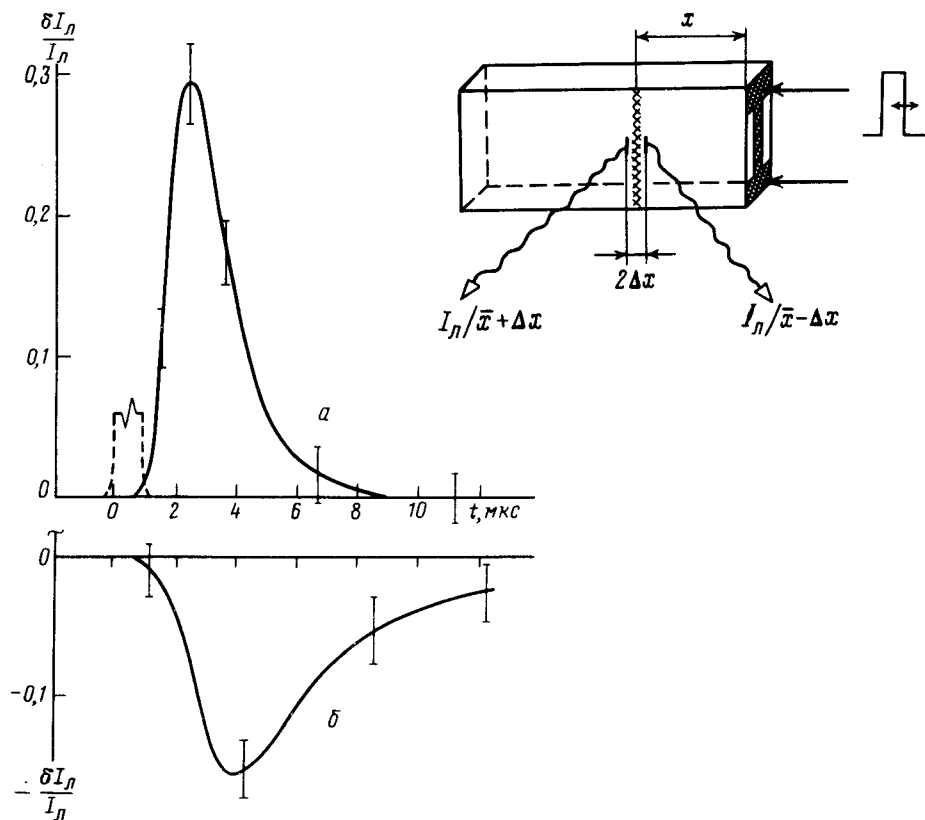


Рис. 1. Временные кинетики люминесценции экситонов в области: $a - x = \bar{x} + \Delta x$ и $b - x = \bar{x} - \Delta x$, $\bar{x} = 5$ мм, $\Delta x = 100$ мкм. На вставке: геометрия эксперимента ($x \parallel (110)$). Пунктир - тепловой импульс

Исследовались монокристаллические образцы Si:В с концентрациями $N_0 \sim 10^{13} - 10^{14}$ см $^{-3}$, с характерными размерами $2 \times 5 \times 10$ мм 3 и $5 \times 5 \times 15$ мм 3 и с ориентацией $x \parallel (110)$ и $x \parallel (111)$ (x - длина параллелепипеда). Генерация неравновесных электронно-дырочных пар производилась излучением He - Ne- или Ag^+ -лазеров в пятне диаметром $d \sim 50$ мкм с плотностями накачки, устанавливаемыми ниже порога образования капель электронно-дырочной жидкости. Эксперименты проводились при температуре $T = 1,5$ К в сверхтекучем He 4 . Геометрия эксперимента изображена на вставке к рис.1. В качестве возмущения, осуществляющего желаемое изменение координатной части экситонной функции распределения, использовался поток неравновесных акустических фононов, импульсная генерация которых осуществлялась в полосе энергий $\Delta(\hbar\Omega_{ph}) \sim 0 - 3$ мэВ с помощью константанового теплового генератора размерами $0,1 \times 1$ мм 2 , расположенного на меньшей грани кристалла. Номинальная мощность, подаваемая на генератор фононов, составляла $P = 25$ Вт.

Неравновесные фононы вызывают перенос экситонов 2 , увеличивая концентрацию свободных экситонов в области $\bar{x} + \Delta x$ (\bar{x} - координата центра области

стационарной накачки неравновесных электронно-дырочных пар, отсчитываемая от грани, на которой находится генератор фононов) - рис.1. Запись координатных распределений экситонов и ЭПК осуществлялась путем сканирования изображения щели спектрометра, выделяющего оптический сигнал на соответствующей длине волны вдоль направления распространения потока неравновесных фононов с пространственным разрешением, составляющим в наших условиях 50-100 мкм. При наличии захвата экситонов избыточная концентрация (в точках $\bar{x} + \Delta x$), как можно показать, должна релаксировать до стационарного значения за время τ . Причем, в этом случае, при изменении длительности фононного импульса временной профиль отклика в точке $\bar{x} + \Delta x$ не должен изменяться (рис.2).

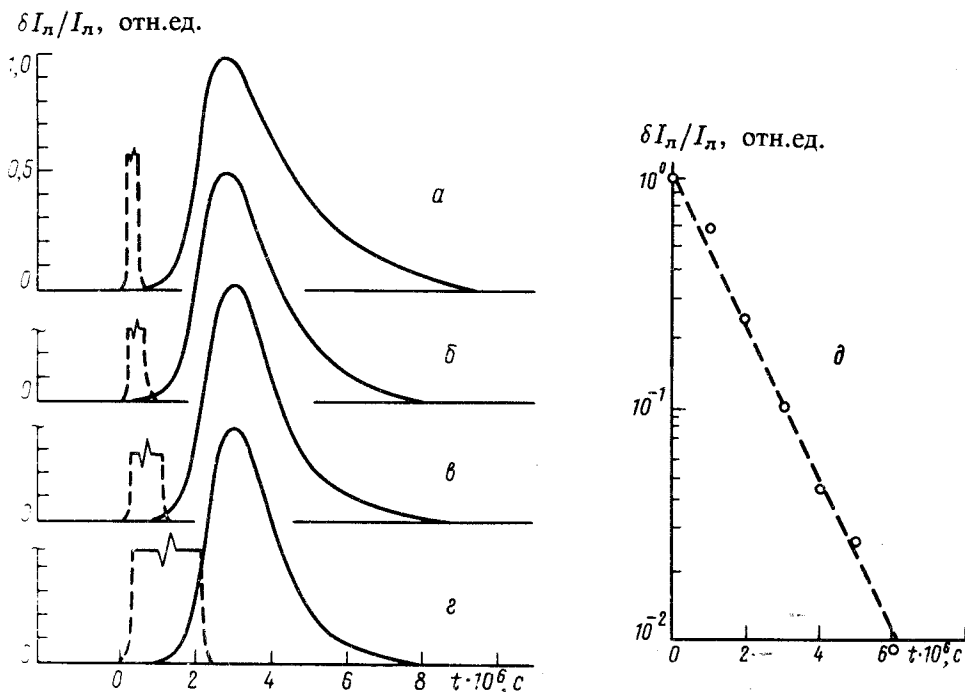


Рис. 2. Форма временной кинетики люминесценции экситонов при различных длительностях импульса, подаваемых на генератор фононов: а - г; д - зависимость интенсивности люминесценции от времени на спаде кинетики. Пунктир - тепловой импульс

Действительно, в системе люминесцирующих центров скорость затухания дифференциального сигнала должна была бы определяться скоростью спада теплового импульса. Однако, система свободных экситонов не является замкнутой, а характеризуется "стоком" в состояния ЭПК. В этих условиях увеличение интенсивности люминесценции вследствие прихода в область регистрации увлекаемых тепловым импульсом экситонов отражает факт нарушения динамического равновесия систем экситоны - ЭПК, которое восстанавливается за время τ . Тот же процесс происходит в случае, когда длительность теплового импульса превышает величину τ . Однако, в отличие от случая короткого теплового импульса после "переходного" процесса устанавливается новое квази-стационарное соотношение экситоны - ЭПК, скорость релаксации которого в свою очередь уже определяется кинетикой спада теплового импульса (мы наблюдали такую картину при длительностях теплового импульса больших 3 мкс).

С другой стороны, сигнал в точке $\bar{x} - \Delta x$ отслеживает длительность теплового импульса, так как процессы связывания не определяют форму временной кинетики в этой области пространства - рис.1. (Масштаб временной кинетики люминесценции на линии ЭПК в области $\bar{x} + \Delta x$ примерно совпадает с кинетикой экситонов при $x = \bar{x} - \Delta x$.)

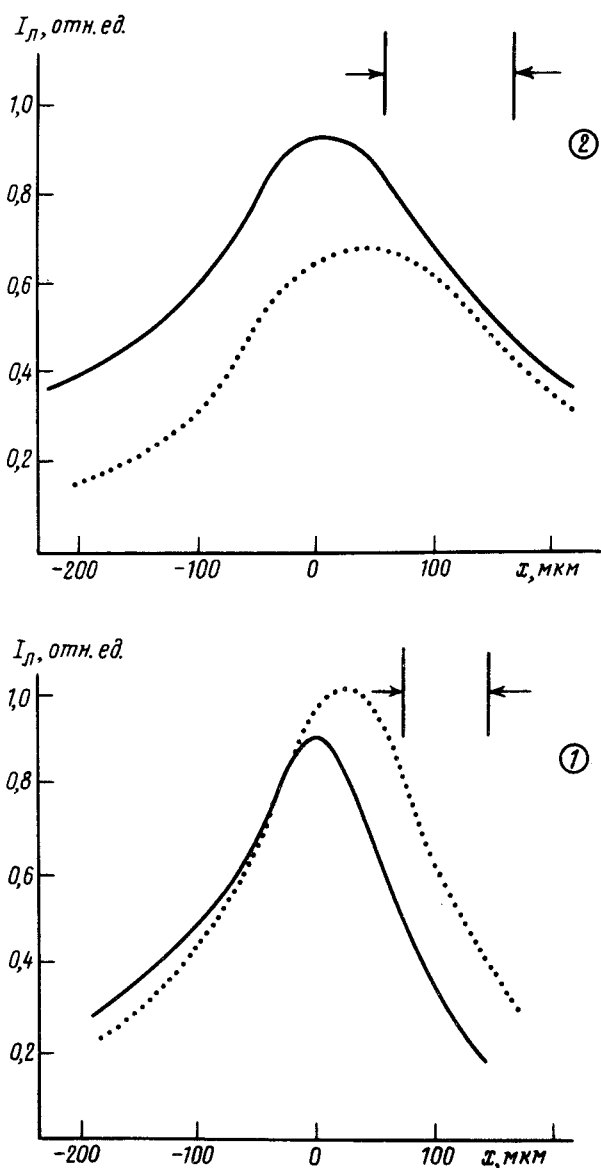


Рис. 3. Пространственные профили распределения экситонов (1) и ЭПК (2) вдоль оси x , снятые с задержкой $t = 4$ мкс относительно теплового импульса. Сплошная линия - распределение в отсутствии неравновесных фононов. Пунктир - распределение в присутствии неравновесных фононов

Рассмотрим координатные распределения экситонов и ЭПК (рис.3), снятые с задержкой 4 мкс относительно теплового импульса, когда основное количество свободных экситонов захвачено на атомы бора. Отчетливо видна основная особенность - изменение распределения ЭПК, выражающееся в смещении пространственного профиля в область $x > \bar{x}$. Вся совокупность приведенных выше экспериментальных данных свидетельствует о доминирующей роли захвата эксито-

нов в состоянии ЭПК, определяющего кинетику отклика свободных экситонов, индуцируемую фононами. Из данных рис.1 и 2д определена величина τ , характеризующая наблюдаемый процесс захвата: $\tau \approx (1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-8}$ с. В данном конкретном образце ($N_0 \approx 10^{13}$ см⁻³) это соответствует коэффициенту связывания $\gamma = \sigma v_\tau \approx 8 \cdot 10^{-8}$ см³/с. Теоретическую оценку величины коэффициента связывания γ ввиду отсутствия строгой теории для экситонов можно провести, используя выражение из ¹ для захвата дырки на нейтральный акцептор с образованием А⁺-центра (аналог водородного иона Н⁺):

$$\gamma = \frac{\pi^3 B^2}{16 l_0} \left(\frac{2\epsilon_0}{m^*} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar}{m^* s} \right)^3 \psi [\text{см}^3/\text{с}], \quad (1)$$

где

$$\psi = \frac{4}{\pi^2} \left(\arctg \frac{1}{x} - \frac{x}{x^2 + 1} \right), \quad x = \frac{(2m^* s^2 \epsilon_0)^{1/2}}{\epsilon_0 + \epsilon_{\bar{k}}}$$

$\epsilon_{\bar{k}}$ - кинетическая энергия захватываемой частицы, s - скорость звука, ϵ_0 - энергия связи комплекса, $B = 1,1$, l_0 - длина энергетических потерь ³.

Подставим в (1) параметры ЭПК в Si:В и считая $\epsilon_{\bar{k}} \rightarrow 0$, получаем оценку для $\gamma_{\text{теор}} \sim 10^{-7}$ см³/с, удовлетворительно согласующуюся с экспериментальным значением. Тот факт, что энергии связи ЭПК и А⁺-центра не слишком сильно различаются (3,8 и 2 мэВ, соответственно), показывают правомерность использования модели, основанной на выражении (1) для оценки γ по порядку величины.

Развитый в работе новый подход к исследованию процессов захвата (безызлучательной рекомбинации) имеет широкий диапазон применений и позволяет проводить исследование процессов захвата экситонов не только на мелкие примесные центры, но и на глубокие. В последующей более подробной работе мы представим результаты исследования для других мелких примесных центров в Si.

В заключение авторы выражают благодарность И.Н.Ясиевичу за участие в обсуждении результатов работы.

Литература

1. *Abakumov V.N., Perel V.I., Yassievich I.N. Non-radiative Recombination in Semiconductors*, 1991, Elsevier (North-Holland), Amsterdam.
2. *Зиновьев Н.Н., Парманбеков У., Ярощцкий И.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 601; *Акимов А.В., Каплянский А.А., Москаленко А.С., Титов Р.А.* ЖЭТФ, 1988, 94, 307.
3. *Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н.* ФТП, 1978, 12, 1, 3.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 августа 1990 г.
После переработки
11 ноября 1990 г.