

**МЕХАНИЗМ ОБРАТИМОГО ПИКОСЕКУНДНОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ
ПРЯМОЗОННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ
МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА**

И.Л.Броневой, С.Е.Кумеков, В.И.Перель

Предложен механизм просветления, обусловленный индуцированными светом генерацией и рекомбинацией носителей заряда. Изменение состояния насыщения в процессе импульса вызывается внутризонным поглощением, разогревающим носители. Объясняются результаты эксперимента¹.

При облучении прямозонного полупроводника мощным светом с энергией кванта $\hbar\omega_e$, несколько превышающей ширину запрещенной зоны E_g , устанавливается состояние насыщения, характеризуемое выравниванием заселенностей уровней, связанных прямым оптическим переходом. В состоянии насыщения $\mu_e - \mu_h = \hbar\omega_e^2$ (μ_e и μ_h – квазиуровни Ферми электронов и дырок). Для однозначного определения состояния насыщения следует также использовать условие нейтральности и уравнение баланса энергии^{3, 4}. Эволюция состояния носителей под воздействием мощного светового импульса была теоретически исследована в^{4, 5}. В эксперименте¹ изучалось изменение прозрачности тонких эпитаксиальных слоев GaAs при облучении возбуждающим импульсом света с длительностью на полувысоте ~ 30 пс, с максимальной энергией $E_e^M \sim 100$ мкДж, проходящей через область зондирования диаметром $\sim 0,8$ мм. Измерялось поглощение слабого зондирующего импульса света примерно той же длительности, перестраиваемого по длине волн и падающего на образец с регулируемым временем задержки τ_d . В¹ было обнаружено приблизительно обратимое изменение прозрачности в течение импульса и независимость прозрачности после импульса от его энергии, что качественно согласуется с выводами⁵. Однако это изменение прозрачности оказалось гораздо большим, чем можно было бы ожидать, если бы единственной его причиной было изменение спектра квазичастиц⁶, что предполагалось в⁵.

В настоящей работе объясняются результаты¹ в предположении, что доминирующей причиной обратимого просветления образца является генерация носителей на переднем фронте и индуцированная светом рекомбинация на заднем фронте импульса, обусловленные внутризонным разогревом возбуждающим светом.

Рассмотрим сначала изменение состояния носителей в течение мощного импульса с $\hbar\omega_e - E_g < kT$ в предположении бесконечно быстрой энергетической релаксации как при взаимодействии их друг с другом, так и с решеткой. При нарастании интенсивности распределение фотовозбужденных носителей все время фермиевское с температурой решетки T , а разность $\mu_e - \mu_h$ растет до того момента, пока не достигается насыщение. В этот момент образец становится прозрачным для возбуждающего света, генерация прекращается и распределения электронов и дырок при дальнейшем нарастании и спаде интенсивности остаются неизменными (если пренебречь перестройкой энергетического спектра⁶), причем μ_e и μ_h определяются уравнениями

$$\mu_e - \mu_h = \hbar\omega_e, \quad n = p \tag{1}$$

при температуре решетки.

Учтем теперь конечность времени взаимодействия с решеткой τ_e . При этом после установления насыщения температура носителей будет повышаться по мере роста интенсивности за счет внутризонного поглощения. Для сохранения состояния насыщения (т. е. выполнения соотношения (1)) концентрация носителей должна расти. Фактически этот рост происходит за счет малого отклонения от равенства заселенностей резонансных уровней в пользу нижнего уровня. Когда интенсивность начинает падать, разогрев уменьшается и температура носителей, а значит и концентрация, также снижается. Снижение концентрации происходит за

счет индуцированной светом рекомбинации благодаря малому превышению заселенности верхнего резонансного уровня над заселенностью нижнего. После прекращения импульса носители возвращаются к состоянию насыщения с температурой решетки¹⁾.

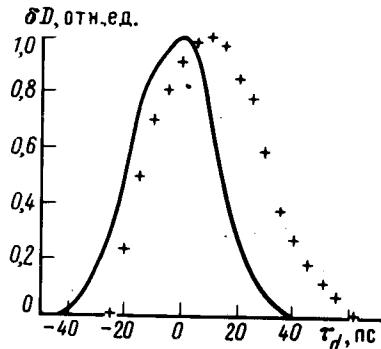


Рис. 1

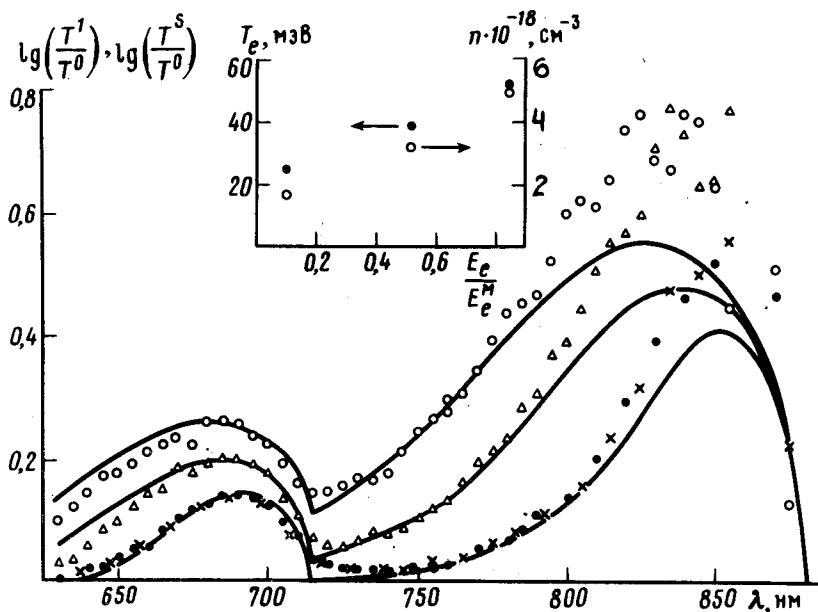


Рис. 2. Спектры изменения прозрачности ¹ при синхронном зондировании $E_e = 0,85E_e^M \omega_0$, $E_e = 0,53E_e^M$ – Δ и после импульса при тех же энергиях – ●, – ×.
Сплошные линии – расчет

Из этих представлений следуют два качественных вывода. 1) Состояние носителей после импульса есть состояние насыщения с температурой решетки. Оно определяется условиями (1) и не зависит от энергии импульса. Этот вывод полностью соответствует результатам ¹⁾. Уравнения (1) для условий опыта ¹ приводят к следующим значениям параметров после импульса: $T_e = T = 25$ мэВ, $n = p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_e = E_c + 60$ мэВ, $\mu_h = E_v + 50$ мэВ (E_c и E_v – энергии краев зон). 2) Изменение прозрачности, начиная с момента установления насыщения обратимо следует за изменением интенсивности в течение импульса с запаздыванием во времени порядка τ_e . На рис. 1 кросс-корреляционная функция возбуждающего и зон-

¹⁾ Отметим, что если $\hbar\omega - E_g \ll kT$, то практически к тому же состоянию после импульса приводит другая возможная причина быстрого спада концентрации – рекомбинационное сверхызлучение, возможное пока $\mu_e - \mu_h > E_g$.

дирующего импульсов (сплошная кривая) сопоставлена с зависимостью от времени задержки τ_d дополнительного вклада в прозрачность δD , исчезавшего по окончании возбуждения, $\delta D = \lg(T^{(1)} / T^{(0)}) - \lg(T^{(s)} / T^{(0)})$. Здесь $T^{(0)}$, $T^{(1)}$, $T^{(s)}$ – прозрачность образца соответственно при отсутствии, наличии возбуждающего импульса и после его окончания. Согласно описанной модели δD связано с внутризонным разогревом носителей. Видно, что эти данные (взятые из работы ¹) подтверждают обратимость изменения прозрачности, причем из них следует, что $\tau_e \approx 10$ пс.

Мы попытались количественно описать спектры изменений прозрачности, исходя из описанных выше представлений. На рис. 2 даны экспериментальные результаты ¹ вместе с результатами расчета. При расчете спектра просветления после импульса использованы полученные выше значения μ_e , μ_h и $T_e = T$. Для кривых, относящихся к зондированию, синхронно с возбуждением, температура T_e служила подгоночным параметром, μ_e и μ_h при этом определяются уравнениями (1). Согласование с экспериментальными спектрами потребовало сдвига расчетных кривых в длинноволновую сторону на 25 мэВ. Этот сдвиг согласуется с уменьшением E_g , обусловленным кулоновским взаимодействием фотовозбужденных носителей ⁷. При расчете учитывался вклад в просветление заполнения состояний электронов, тяжелых и легких дырок и не учитывался зоммерфельдовский множитель. Видно, что имеется хорошее согласие расчета с экспериментом во всей области, кроме участка, близкого к краю поглощения, где добавочный вклад в просветление дает экранирование экситонного эффекта. На вставке к рис. 2 точками приведены полученные подгонкой значения T_e и соответствующие концентрации, вычисленные из условия (1). Грубая оценка, использующая полученные значения T_e и данные из ⁸ для внутризонного поглощения дает $\tau_e \sim 10$ пс, что согласуется с данными временного хода просветления (см. рис. 1). Столь большие значения τ_e по-видимому обусловлены разогревом фононов ⁹ или их экранированием фотовозбужденными носителями заряда ¹⁰.

В заключение отметим, что хотя перенормировка спектра квазичастиц по-видимому не проявляется в обсуждавшихся явлениях, сами представления о квазичастицах Галицкого, Гореславского и Елесина ⁶, по существу использовались в проведенном рассмотрении. Именно из этих представлений следует, что все процессы внутризонной релаксации, включая столкновения между носителями заряда, ведут в сильном поле световой волны к состоянию насыщения.

Литература

1. Броневой И.Л., Гадонас Р.А., Красаускас В.В., Лишиц Т.М., Пискарскас А.С., Синицын М.А., Яевич Б.С. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 322.
2. Басов Н.Г., Крохин О.Н. ФТТ, 1963, 5, 2384.
3. Крохин О.Н. ФТТ, 1965, 7, 2613.
4. Глазман Л.Е. ЖЭТФ, 1981, 80, 349; ФТП, 1983, 17, 790.
5. Кумеков С.Е., Переял В.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 302; ФТП, 1984, 18, 835.
6. Галицкий В.М., Гореславский С.П., Елесин В.Ф. ЖЭТФ, 1969, 57, 207.
7. Shah J., Leheny R.F., Lin C. Solid State Comm., 1976, 18, 1035.
8. Blakemore J.S. J. Appl. Phys., 1982, 53, R123.
9. Seymour R.J., Junnarkar M.R., Alfano R.R. Solid State Comm., 1982, 41, 657.
10. Leheny R.F., Shah J., Fork R.L., Shank C.V., Migus A. Solid State Comm., 1979, 31, 809.