

О ПОГЛОЩЕНИИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С.Е.Кумеков, В.И.Перель

Вычислено поглощение в условиях, когда за время импульса успевает установиться термодинамическое равновесие в системе свободных носителей заряда, но не успевают происходить процессы рекомбинации и взаимодействия электронов с фононами. Рассмотрение проводится на основе представления о квазичастицах Галицкого – Гореславского – Елесина.

В ряде работ обнаружено просветление полупроводниковых пластинок под действием мощных пикосекундных импульсов света с энергией фотона $\hbar\omega$, несколько превышающей ширину запрещенной зоны E_g^{1-3} . Использовались прямозонные твердые растворы Cd(S Se), In(As P), Ga(In As), Te(Hg Cd). Просветление имело пороговый характер и в ¹ было высказано предположение о наблюдении самоиндуцированной прозрачности. Между тем для самоиндуцированной прозрачности требуется ⁴, чтобы длительность импульса τ_0 была меньше времени релаксации носителей заряда. В ⁵ было показано, что этого нельзя добиться сокращением длительности импульса, так как с уменьшением τ_0 возрастает концентрация фотовозбужденных электронов.

Здесь мы рассмотрим обратный предельный случай, когда τ_0 значительно больше времени межэлектронных столкновений (но гораздо меньше времени релаксации электронов на фононах и времени рекомбинации). Мы покажем, что при этом можно получить простую

картину поглощения импульсов света, основанную на представлении о квазичастицах, развитом в работе Галицкого и др.⁶ Результаты согласуются с экспериментальными данными¹.

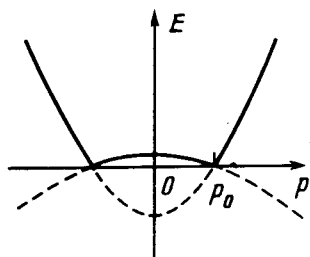


Рис. 1

Согласно⁶ в монохроматическом поле электромагнитной волны можно ввести квазичастицы таким образом, что взаимодействие с полем волны в явном виде не входит в гамильтониан системы, а влияет лишь на перенормированный спектр квазичастиц. Взаимодействие квазичастиц друг с другом приводит к термодинамическому равновесию, в котором их распределение по импульсам фермиевское и характеризуется лишь температурой T_e и положением уровня Ферми E_F (состояние насыщения). На рис. 1 схематически изображены зоны квазичастиц α (сплошная кривая) и β (штриховая кривая) до включения поля. При этом частицы α — это электроны в зоне проводимости при $p > p_0$ и в валентной зоне при $p < p_0$ (p — величина квазиимпульса, $p_0 = \sqrt{2\mu(\hbar\omega - E_g)}$, μ — приведенная масса электрона и дырки). Частицы β это дырки в валентной зоне при $p > p_0$ и в зоне проводимости при $p < p_0$. Будем считать, что до включения поля электронов и дырок не было. Это означает, что квазичастицами α и β были заняты все состояния при $p < p_0$, а все состояния при $p > p_0$ были свободны. Без поля вероятность перехода квазичастиц при столкновениях друг с другом из состояний $p < p_0$ в состояния $p > p_0$ равна нулю. В поле эти переходы становятся возможными и с течением времени (еще в слабом поле) устанавливается состояние насыщения, характеризуемое фермиевским распределением квазичастиц. Именно на этом этапе происходит поглощение энергии поля. В состоянии насыщения поглощение отсутствует⁶. При дальнейшем медленном нарастании и выключении поля состояние насыщения сохраняется, и, после выключения поля, зоны квазичастиц опять принимают форму рис. 1, но квазичастицы характеризуются фермиевским распределением. Температуру T_e и энергию Ферми этого распределения можно найти из двух условий — нейтральности и сохранения полной энергии квазичастиц. Это последнее условие основано на том, что при столкновениях квазичастиц друг с другом энергия сохраняется, а взаимодействием с решеткой за время импульса можно пренебречь. Эти условия имеют вид

$$\int f_\alpha d^3 p = \int f_\beta d^3 p, \quad (1)$$

$$\int E_\alpha f_\alpha d^3 p + \int E_\beta f_\beta d^3 p = \int_{p < p_0} E_\alpha d^3 p + \int_{p < p_0} E_\beta d^3 p, \quad (2)$$

где

$$f_\alpha = \left[\exp\left(\frac{E_\alpha - E_F}{kT_e}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad f_\beta = \left[\exp\left(\frac{E_\beta + E_F}{kT_e}\right) + 1 \right]^{-1}$$

функции распределения квазичастиц, $E_\alpha = |p^2 - p_0^2|/2m_\alpha$, $E_\beta = |p^2 - p_0^2|/2m_\beta$ их энергии, причем при $p < p_0$ имеем $m_\alpha = m_v$, $m_\beta = m_c$, а при $p > p_0$ наоборот.

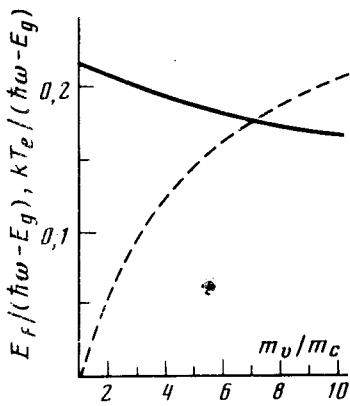


Рис.2

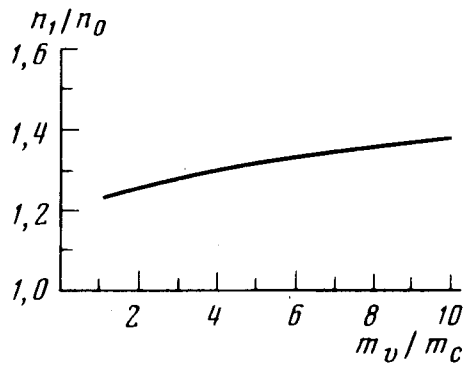


Рис.3

Рис. 2. Зависимость температуры T_e (сплошная кривая) и энергии Ферми E_F (штриховая кривая) квазичастиц от параметра m_v/m_c

Рис. 3. Зависимость концентрации фотовозбужденных электронов n_1 от параметра m_v/m_c . n_0 — концентрация электронов, необходимая для заполнения всех состояний с $p < p_0$

Условие (1), (2) есть система двух уравнений для двух неизвестных $kT_e/(\hbar\omega - E_g)$ и $E_F/(\hbar\omega - E_g)$ с единственным параметром m_v/m_c . Результаты численного решения представлены на рис. 2.

Полную энергию, поглощенную в импульсе нетрудно вычислить, поскольку концентрация n_1 фотовозбужденных электронов после выключения поля известна. Результаты даны на рис. 3. Видно, что n_1 слабо зависит от отношения масс и примерно в 1,3 раза больше, чем концентрация, требуемая для заполнения всех состояний с $p < p_0$, т. е. чем энергия, необходимая для того, чтобы поглощение исчезло благодаря эффекту Мосса — Бурштейна на неравновесных полностью вырожденных носителях.

Приведем численный пример, соответствующий условиям эксперимента¹. Пусть $\hbar\omega = 2,3$ эВ, $\hbar\omega - E_g = 5$ мэВ, $\mu = 0,2 m_0$. Тогда концентрация электронов, необходимая для заполнения всех состояний с $p < p_0$, составляет $n_0 = 7 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Согласно рис. 3 концентрация электронов после прохождения насыщающего импульса будет $n_1 = 10^{17}$ см⁻³. Энергия, поглощаемая в единице объема при этом равна $U_S = \hbar\omega n_1 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³. При длительности импульса $\tau_0 = 5$ пс и длине кристалла $l = 4$ мм насыщающая мощность $P_S = n_1 \hbar\omega / \tau_0$ составляет $2,5 \cdot 10^9$ Вт/см².

Следует отметить, что при условии $\hbar\omega - E_g \ll E_g$ оценка насыщающей энергии $U_S = n_1 \hbar\omega$ существенно не изменяется даже если импульс длиннее, чем время энергетической релаксации электронов на фононах (но, конечно, короче, чем время рекомбинации). При этом дополнительное поглощение энергии решеткой гораздо меньше, чем U_S .

В заключение укажем, что уравнения (1), (2) совпадают с уравнениями, полученными Глазманом⁷ при рассмотрении поглощения импульса в слабом поле, когда частота индуцированных полей переходов много меньше частоты межэлектронных столкновений. В работе⁷ показано, что уравнения (1), (2) при этих условиях характеризуют состояние насыщения во время действия импульса. В сильном поле во время действия импульса насыщение не описывается уравнениями (1), (2), однако, как показано выше, они описывают состояние свободных носителей после окончания насыщающего импульса.

Авторы благодарны Л.И.Глазману и В.С.Днепровскому за полезное обсуждение.

Литература

1. Брюкнер Ф., Василев Я.Т., Днепровский В.С., Кошуг Д.Г., Силина Е.К., Хаттагов В.У. ЖЭТФ. 1974, 67, 2219.
2. Reintjes J.F., McGroddy J.C., Blakeslee A.E. J. Appl. Phys., 1975, 46, 879.

3. *Matter J.C., Smirl A.L., Scully M.O.* Appl. Phys. Lett., 1976, 28, 507.
4. *Лисовец Ю.П., Полуэктов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С.* КЭ, 28, 1971.
5. *Кумеков С.Е., Перель В.И.* ФТП, 1981, 15, 1946.
6. *Галицкий В.И., Гореславский С.П., Елесин В.Ф.* ЖЭТФ, 1969, 57, 207.
7. *Глазман Л.И.* ЖЭТФ, 1981, 80, 349.

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

Поступила в редакцию
9 февраля 1983 г.