

## О ПЕРЕГРЕВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ В ДЫРОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Л. Малевич

Отдел оптических проблем информатики Академии наук Беларуси,  
220072, Минск, Беларусь  
(Получено 31.03.1992. Принято к печати 15.06.1992)

Прямые оптические переходы дырок между ветвями валентной зоны являются одним из основных механизмов поглощения ИК излучения в полупроводниках дырочного типа [1]. Поскольку участвовать в прямых переходах могут дырочные состояния с определенной энергией (зависящей от частоты излучения и параметров подзон), изменение степени заполнения этих состояний при разогреве дырок полем электромагнитной волны может приводить к нелинейности поглощения. Такой механизм нелинейного поглощения света был предложен в работе [2] и экспериментально исследован в [3] для *p*-Ge, где было обнаружено увеличение коэффициента поглощения света ( $\lambda = 10.6$  мкм) с ростом его интенсивности.

В работе [2] численно решалось уравнение энергетического баланса для тяжелых дырок в *p*-Ge, возбуждаемых ИК излучением в подзону легких дырок. Было показано, что при достаточно низких температуре и степени легирования, когда малосущественны непрямые переходы, зависимости дырочной температуры и сечения поглощения излучения от его интенсивности имеют *S*-образный вид.

В настоящем сообщении рассматриваются оптические переходы дырок в спин-отщепленную валентную подзону и будет показано, что такой тип переходов также может приводить к *S*-образной зависимости сечения поглощения излучения от его интенсивности. <sup>1</sup> В зависимости от величины спин-орбитального расщепления частота излучения при этом может находиться в более коротковолновой области спектра по сравнению со случаем переходов, рассмотренных в [2] (вплоть до ближнего ИК диапазона, например, в *p*-ZnTe).

Рассмотрим дырочный полупроводник с изотропной параболической валентной зоной. Предположим, что вкладом легких дырок в поглощение света можно пренебречь из-за их малой плотности состояний. В рассматриваемой нами области частот излучения  $\omega \approx \Delta/\hbar$  ( $\Delta$  — величина спин-орбитального расщепления) основной вклад в прямые оптические переходы будут давать тяжелые дырки с энергией

$$\epsilon_s = (\hbar\omega - \Delta) \mu_{hs} / m_h, \quad (1)$$

где  $\mu_{hs}^{-1} = m_s^{-1} - m_h^{-1}$ ,  $m_s$  и  $m_h$  — эффективные массы дырок в *s*- и *h*-подзонах. Используя выражение для матричного элемента перехода из модели Кейна, для коэффициента поглощения можно получить

<sup>1</sup> Изменение поглощения ИК излучения при переходах дырок в спин-отщепленную подзону, вызванное их фоторазогревом, экспериментально исследовано в GaAs [4].

$$\alpha = \frac{2^{9/2} e^2 P^4 \mu_{hs}^{5/2} (\sim\omega - \Delta)^{3/2} f_h(\epsilon_*)}{9cn^{-7}\omega(\epsilon_g + \Delta)}, \quad (2)$$

где

$$P^2 = \frac{\sim^2 \epsilon_g (\epsilon_g + \Delta) (m_e^{-1} - m^{-1})}{2(\epsilon_g + 2\Delta/3)}$$

— параметр модели Кейна,  $e$  и  $m$  — заряд и масса свободного электрона,  $c$  — скорость света,  $n$  — показатель преломления,  $f_h(\epsilon)$  — функция распределения тяжелых дырок по энергиям,  $m_e$  — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости,  $\epsilon_g$  — ширина запрещенной зоны.

Тяжелая дырка, заброшенная светом в  $s$ -подзону, практически мгновенно (за время  $\sim 10^{-13}$  с) испускает оптический фотон и возвращается в  $h$ -подзону. Дальнейшая ее релаксация происходит по  $h$ -подзоне путем испускания каскада оптических фононов. В пассивной области ( $\epsilon < \hbar\omega_0$ ,  $\omega_0$  — частота продольных оптических фононов) потеря энергии идет на акустических фононах.

В общем случае найти функцию распределения  $f_h(\epsilon)$  довольно трудно. Поэтому далее будем предполагать, что энергия  $\epsilon$  находится в пассивной области, где, как правило, устанавливается максвелловское распределение с эффективной дырочной температурой  $T_h$ . Зависимость  $T_h$  от интенсивности света можно определить из уравнения энергетического баланса для пассивной области [5]

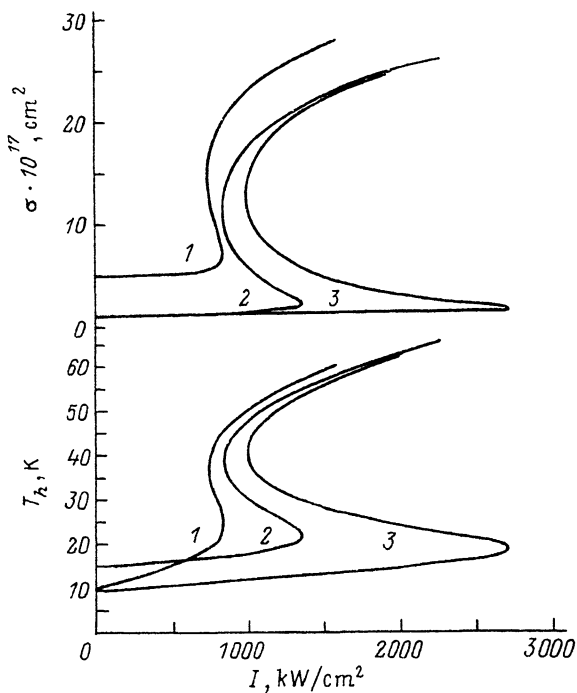
$$\left(\frac{\alpha}{P} + \bar{\sigma}\right) \left[(-\omega - k\omega_0) + \sim\omega \frac{P}{P_c}\right] I = Q. \quad (3)$$

Здесь  $P$  — концентрация дырок;  $I$  — поток мощности излучения;  $k$  — полное число оптических фононов, испущенных фотовозбужденной дыркой в процессе энергетической релаксации;  $P_c$  — пороговая концентрация дырок, выше которой междырочные столкновения контролируют релаксацию энергии в активной области ( $\epsilon > \hbar\omega_0$ ) [5]. В выражении (3) наряду с прямыми оптическими переходами  $h$ -дырок в  $s$ -подзону учтены не прямые переходы. Вклад последних в поглощение света характеризуется сечением поглощения  $\bar{\sigma}$ . Поскольку в области рассматриваемых нами температур и частот излучения выполняется условие квантового предела ( $\hbar\omega - \Delta > T_h$ ), далее для простоты будем полагать  $\bar{\sigma}$  неким заданным параметром, не зависящим от  $T_h$  и определяемым в основном концентрацией ионизованной примеси.

В приближении электронной температуры выражение для мощности  $Q$ , передаваемой дырками пассивной области в решетку (в расчете на один электрон), имеет вид [5]

$$Q = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left( \frac{-\omega_0}{\tau_{hh}} \left( \frac{-\omega_0}{T_h} \right)^{3/2} [\exp(-\omega_0/T_h) - \exp(-\sim\omega_0/T)] \right) + \frac{m_h s^2}{-\omega_0} (T_h - T) \left[ \left( \frac{-\omega_0}{T_h} \right)^{1/2} \tau_{pa}^{-1} + \left( \frac{T_h}{-\omega_0} \right)^{1/2} \tau_{da}^{-1} \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь  $\tau_{hh}^{-1} = \sqrt{2} \pi \Lambda \rho \sim e^4 / \kappa^2 m_h^{1/2} (-\omega_0)^{3/2}$ ,  $\tau_{pa}^{-1} = e^2 e_{14}^2 P_0 / 2\pi \sim \rho s^2 \kappa^2$ ,  $\tau_{da}^{-1} = \Lambda_{dh}^2 P_0^3 / 2\pi \sim \rho s^2$ ,  $P_0 = (2m_h \omega_0 / \hbar)^{1/2}$ ,  $\Lambda_{dh}$  — константа деформационного потенциала взаимодействия тяжелых дырок с акустическими фононами,  $\rho$  — плотность кристалла,  $s$  — продольная скорость звука,  $e_{14}$  — пьезомодуль,  $\kappa$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм; температуры  $T$  и  $T_h$  взяты в энергетических единицах.



Рассчитанные зависимости дырочной температуры и среднего сечения поглощения излучения от его интенсивности при  $\sim\omega = 0.37$  эВ.  $\bar{\sigma} \cdot 10^{-17}$ ,  $\text{см}^2$ : 1 — 5, 2 — 1, 3 — 1;  $T_h$ , К: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 10.

Первое слагаемое в выражении (4) определяет потери энергии при испускании оптических фононов дыркой, заброшенной в активную область за счет междырочного взаимодействия; второе и третье слагаемые описывают потери энергии на акустических фононах.

Для  $p$ -GaAs из (2)—(4) численно рассчитывались зависимости  $T_h$  и среднего сечения поглощения света  $\sigma = \bar{\sigma} + \alpha_{sh}/\rho$  от интенсивности излучения при разных значениях температуры  $T$  и параметра  $\bar{\sigma}$ . Использовались следующие значения параметров [5,6]:  $\rho = 5.31$  г/см<sup>3</sup>,  $\chi = 12.79$ ,  $m_h = 0.5m$ ,  $m_s = 0.154m$ ,  $m_c = 0.067m$ ,  $e_{14} = 0.16$  Кл/м<sup>2</sup>,  $\epsilon_g = 1.52$  эВ,  $\Delta = 0.34$  эВ,  $n = 3.3$ ,  $\hbar\omega_0 = 0.036$  эВ,  $\hbar\omega = 0.37$  эВ,  $\rho = 1.48 \cdot 10^{-19}$  эрг·см,  $p_c = 1.22 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $p = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Из расчетов следует (см. рисунок), что гистерезис зависимости  $\sigma$  и  $T_h$  от  $I$  имеет место в области низких температур ( $T < 20$  К). Увеличение параметра  $\bar{\sigma}$  (в рассматриваемой области температур это эквивалентно увеличению концентрации легирующей примеси) до  $5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> также приводит к исчезновению гистерезиса.

Таким образом, обусловленная фоторазогревом нелинейность поглощения света при прямых внутризонных переходах дырок в спин-отщепленную валентную подзону может приводить к безрезонанторной оптической бистабильности.

Автор выражает благодарность Ф. В. Карпушко и А. В. Казберуку за внимание и интерес к работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ж. Панков. Оптические процессы в полупроводниках, 456. М. (1973).
- [2] З. С. Грибников, В. Б. Железняк. ФТП, 21, 785 (1987).
- [3] В. М. Васецкий, В. Н. Порошин, О. Г. Сарбей, Э. С. Саркисян. ФТП, 22, 1610 (1988).

[4] M. Pugnet, J. Collet, B. Saint Cricq. Europhys. Lett., 7., 567 (1988).

[5] В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, 351. М. (1984).

[6] J. S. Blakemore. J. Appl. Phys., 54, 8123 (1982).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 1, 1993

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛА МОДУЛЯЦИИ СВЕТА ПРИ КВАДРАТИЧНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ФОТОПРИЕМНИКЕ

В. А. Малышев, С. В. Сапелкин, Г. Г. Червяков, Е. А. Юхимец

Таганрогский радиотехнический институт им. В. Д. Калмыкова,  
347900, Таганрог, Россия

(Получено 1.04.1992. Принято к печати 22.06.1992)

В большинстве современных фотоприемников поступление носителей в зону проводимости осуществляется за счет перевода их светом либо из валентной зоны, либо из примесных уровней, имеющих достаточно большую концентрацию. При этом реализуется квадратичный закон рекомбинации носителей с теми центрами, из которых они ушли, так что уравнение кинетики рекомбинации носителей с концентрацией будет иметь вид [1]

$$\frac{dn}{dt} = \Phi - dn^2; \quad \alpha = \sigma\nu = \sigma_0/\nu^{(m-1)}, \quad (1)$$

где  $\Phi$  — скорость световой генерации носителей;  $\sigma$  — поперечное сечение рекомбинации носителей с теми центрами (их концентрация тоже  $n$ ), из которых они ушли;  $\sigma$  зависит от скорости  $\nu$  хаотического движения носителей, причем эту зависимость можно аппроксимировать [2, 3] степенным законом  $\sigma = \sigma_0/\nu^m$ , где обычно  $m \geq 1$ . Рассмотрим фотосопrotivление длины  $d$ , облучаемое по всей поверхности светом. Если внешнее поле, приложенное к нему, равно  $E$ , то можно считать

$$\nu = \nu_t + \mu E, \quad (2)$$

где  $\nu_t$  — средняя скорость, определяемая тепловым движением носителей заряда;  $\mu$  — их подвижность. Очевидно, что если свет промодулирован по гармоническому закону, а в цепи фотосопrotivления, питаемого от источника с ЭДС, равной  $\varepsilon$ , стоит нагрузочное сопротивление  $R$ , то

$$\dot{\Phi} = \Phi_0 + \Phi_1 \sin \omega t; \quad n = n_0 + n_-; \quad E = E_0 + E_-, \quad (3)$$

причем

$$\varepsilon = (E_0 + E_-) d + SR\mu(n_0 + n_-)(E_0 + E_-), \quad (4)$$

где  $S$  — эффективная площадь поперечного сечения фотосопrotivления,  $e$  — заряд электрона; так что при  $n_- \ll n_0$  имеем