

Выражаю глубокую признательность А. М. Дыхне, Б. Я. Балагурову, П. М. Томчуку и А. Я. Шиху за обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Дыхне А. М. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 7, с. 110—115.
- [2] Дыхне А. М. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 2, с. 641—647.
- [3] Балагуров Б. Я. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 2, с. 580—584.
- [4] Efros A. L., Shklovskii B. I. — Phys. St. Sol. (b), 1976, v. 76, N 2, p. 475—485.
- [5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [6] Шкловский Б. И. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, в. 1, с. 288—295.
- [7] Bate R. T., Bell J. C., Beer A. C. — J. Appl. Phys., 1961, v. 32, N 5, p. 806—814.
- [8] Lippman H. J., Kuhrt F. — Z. Naturforsch., 1958, v. 13a, N 6, p. 462—474.
- [9] Скал А. С. — ЖТФ, 1981, т. 51, в. 11, с. 2443—2445.
- [10] Fogelholm R., Grimvall G. — J. Phys. C, 1983, v. 16, N 3, p. 1077—1084.
- [11] Söderberg M., Grimvall G. — J. Phys. C, 1983, v. 16, N 3, p. 1085—1088.
- [12] Снарский А. А. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 4, с. 1405—1410.
- [13] Снарский А. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1877—1881.
- [14] Балагуров Б. Я. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 7, с. 2068—2074.

Получено 8.02.1988

Принято к печати 10.05.1988

Киевский политехнический
институт им. 50-летия
Великой Октябрьской социалистической
революции

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ ПРИ ТРЕХФОТОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ ТИПА ГЕРМАНИЯ

Расулов Р. Я.

Новый тип нелинейного поглощения света в полупроводниках, связанного с совокупностью одновременно идущих n -фотонных оптических переходов, был недавно обнаружен в p -Ge с использованием мощного импульсного лазера на NH_3 с оптической накачкой ($\lambda=90.55$ мкм, $\hbar\omega=13.7$ мэВ) [1].

В [2] построена теория многофотонного поглощения в полупроводниках с вырожденной валентной зоной (типа зоны Γ_8^+ в Ge или зоны Γ_8 в GaAs) при произвольной интенсивности возбуждающего света. Одновременно было проведено вычисление по теории возмущений тока увлечений фотонами при одно- и двухквантовых прямых оптических переходах носителей между подзонами тяжелых и легких дырок в зоне Γ_8^+ или Γ_8 . При этом было показано, что из-за различия знака одно- и двухквантового вкладов фототок увлечения меняет знак с ростом интенсивности в соответствии с экспериментальными данными [2, 3].

Представляет интерес проанализировать влияние процессов поглощения более высокого порядка на точку инверсии, т. е. на значение интенсивности света, при котором наблюдается инверсия знака тока увлечения.

В связи с этим рассмотрим эффект увлечения в кристаллах типа германия или арсенида галлия, возникающий при трехфотонном поглощении света и обусловленный увлечением свободных носителей фотонами (трехфотонный эффект увлечения, или ТЭУ).

Плотность тока ТЭУ в приближении времени релаксации определяется соотношением

$$j = -e \sum_{\substack{\mathbf{k}, m' = \pm 1/2 \\ m = \pm 1/2}} [v_1 k^{\tau_1} W_{1m'k; 2m, k-3q} - v_2 k^{\tau_2} W_{1m'k, k+3q; 2mk}], \quad (1)$$

где q — волновой вектор фотона, e — элементарный заряд ($e > 0$), v_{lk} — групповая скорость электронов ветви l , τ_{lk} — время релаксации импульса дырок ветви l , $W_{n'k', nk}$ — вероятность (в единицу времени) оптического перехода электронов из состояния (n, k) в (n', k') , k — волновой вектор электрона, $n \equiv (l, m)$, l — индекс подзоны легких ($l=2$) и тяжелых ($l=1$) дырок, m — индекс вырожденных состояний электронов в каждой подзоне (как и в [2], используется электронное представление).

В дальнейшем рассмотрим трехфотонное поглощение линейно поляризованного света при переходах электронов между ветвями легких и тяжелых дырок зоны Γ_8^+ полупроводников типа германия при условии $3\hbar\omega \gg \Delta_{co}$, E_g , где E_g — ширина запрещенной зоны, Δ_{co} — энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны. Это позволяет при расчете составных матричных элементов трехфотонных оптических переходов ($M^{(3)}$) в методе эффективного гамильтониана ограничиться лишь переходами через виртуальные состояния в пределах той же зоны Γ_8^+ . Тогда с учетом волнового вектора фотона в законах сохранения энергии и импульса имеем

$$M_{lm'k'; 2m, k-3q}^{(3)} = \sum_{n_1, n_2} \frac{M_{lm'k'; n_2, k-q}^{(1)} M_{n_2, k-q; n_1, k-2q}^{(1)} M_{n_1, k-2q; 2m, k-3q}^{(1)}}{(E_{l_2, k-q} - E_{2, k-3q} - 2\hbar\omega)(E_{l_1, k-2q} - E_{2, k-3q} - \hbar\omega)} -$$

$$- \left(\frac{eA_0}{ch}\right)^2 \sum_{n_1} \left(\frac{M_{lm'k'; n_1, k-q}^{(1)} \mathcal{K}(e)_{n_1, k-q; 2m, k-3q}}{E_{l_1, k-q} - E_{2, k-3q} - 2\hbar\omega} + \frac{\mathcal{K}(e)_{lm'k'; n_1, k-2q} M_{k-2q; 2m, k-3q}^{(1)}}{E_{l_1, k-2q} - E_{2, k-3q} - \hbar\omega} \right). \quad (2)$$

Здесь

$$\mathcal{K}(e)_{n', k', nk} = \hat{C}_{n'k}^+ \mathcal{K}(e) \hat{C}_{nk},$$

\hat{C}_{nk} — собственные столбцы эффективного гамильтониана электронов в зоне Γ_8^+ (Γ_8),

$$\mathcal{K}(k) = (A + \frac{5}{4}B)k^2 - B(\mathbf{J}k)^2, \quad (3)$$

матричный элемент оператора однофотонного возмущения

$$M_{n'k', nk}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{ch}\right) \hat{C}_{n'k'}^+ \left[\mathbf{e} \nabla_k \mathcal{K}(k) + i \frac{\hbar^2}{2m_0} g \mathbf{J}(q \times \mathbf{e}) \right] \hat{C}_{nk}. \quad (4)$$

g — g -фактор электрона в валентной зоне, $\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_k \mathcal{K}(k)$ — оператор скорости, \mathbf{J}_α ($\alpha = x, y, z$) — матрицы оператора углового момента в базисе Латтинжера — Кона [1], \mathbf{e} — вектор поляризации, A_0 — амплитуда векторного потенциала световой волны (выражение для $M_{lm', k+3q; 2mk}^{(3)}$ определяется аналогично).

В базисе (3)

$$E_{lk} = -\hbar^2 k^2 (2m_l)^{-1}, \quad (5)$$

где $\hbar^2/(2m_1) = -(A-B)$, $\hbar^2/(2m_2) = -(A+B)$, m_2 и m_1 — эффективные массы легких и тяжелых дырок в зоне Γ_8^+ .

В рассматриваемом нами случае слагаемые в (2), пропорциональные $\mathcal{K}(e)_{n'k', nk}$, описывают процесс трехфотонного поглощения света, в одном из которых поглощаются одновременно два фотона: либо в начале (второе слагаемое), либо в конце (третье слагаемое) процесса. Второе слагаемое в (4) появилось за счет учета вклада в матричный элемент однофотонного перехода взаимодействия магнитного поля с угловым моментом электронов зоны Γ_8^+ .

Дальнейшие расчеты производим подобно [2]. Выражение для вклада свободных дырок ветви l в плотность тока ТЭУ можно записать в виде

$$j_{l, s} = -(-1)^l e \frac{3\hbar q}{m_1 - m_2} \left(\frac{1}{\hbar\omega}\right)^2 K^{(3)}_{-l}(E_i^{(3)}) (U_{3, l} + U'_{3, l}) \left(\frac{e^2}{ch}\right)^2 \frac{\hbar^2}{n_{\omega}^2 \omega^4}, \quad (6)$$

где $E_i^{(3)} = 3\hbar\omega \mu m_i^{-1}$, $\mu^{-1} = m_2^{-1} - m_1^{-1}$,

$$K^{(3)} = \frac{e^2 k_3}{c n_{\omega} \hbar} e^{(x-E_1^3)/k_B T} (1 - e^{-3\hbar\omega/k_B T})$$

— коэффициент трехфотонного поглощения света при прямых оптических переходах дырок между ветвями зоны Γ_8^+ , λ — химический потенциал дырок, n_ω — коэффициент преломления света на частоте ω , $k_3 = (6\mu\omega\hbar^{-1})^{1/2}$.

Величина $U_{3,1}$ в (6) описывает ТЭУ в пренебрежении зависимостью трехфотонного составного матричного элемента (2) от волнового вектора фотона, определяется формулой

$$U_{3,1} = a_3 \left[b_3 + c_3 \left(\frac{\partial \ln \tau_l(E)}{\partial \ln E} - \frac{E}{k_B T} \right) \right] \Big|_{E=E_l^{(3)}}, \quad (7)$$

где $a_3 = -6\pi^2/35$, $b_3 = 625$, $c_3 = 138$.

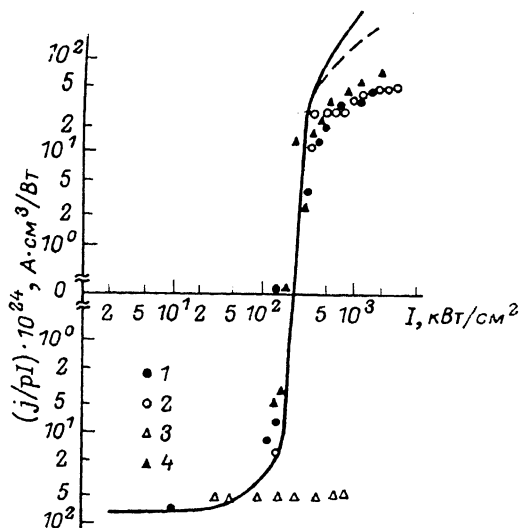
Величина $U'_{3,1}$ в (6) учитывает зависимость составного матричного элемента $M_{n'k'}^{(3)}$ от \mathbf{q} и определяется соотношениями

$$U'_{3,1} = -\pi^2 \frac{m_1 m_2^3}{\mu^3} (8.7 + 4.1b), \quad (8)$$

$$U'_{3,2} = \pi^2 \frac{m_1^2 m_2}{\mu^3} (2.0 - 4.1b),$$

где $b = -g\mu/m_0$.

Как и в [1], для сравнения теоретической и экспериментальной зависимостей тока увлечения от интенсивности возбуждающего света учитывалось три механизма рассеяния дырок на акустических и оптических фононах, а также на ионизированных примесях и выбирались следующие значения величин Ge: $m_1 = -0.33m_0$, $m_2 = 0.045m_0$, $g = -6.8$, акустическая длина $l_a = 4.3 \times 10^{-3}$ см, скорость звука $C_s = 5.2 \times 10^5$ см/с, плотность $\rho = 5.3$ г/см³,



Зависимость тока увлечения j , нормированного на интенсивность возбуждающего света I при комнатной температуре.

Сплошная кривая и точки 1—4 — теоретическая и экспериментальные зависимости $j(I)$, полученные в [1], штриховая кривая — наш результат.

константа взаимодействия $E_{\text{opt}}^2 = 11.42$ эВ², $\hbar\omega_{\text{opt}} = 37$ мэВ, статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_0 = 16$, концентрация примесей $N \sim 10^{15}$ см⁻³, длина волны света $\lambda = 90.55$ мкм ($\hbar\omega = 13.7$ мэВ).

Расчеты показывают, что для первого и второго механизмов рассеяния вклад легких дырок не превышает 20 и 6 % соответственно, а при рассеянии на ионизированных примесях основной вклад в ток увлечения дают легкие дырки. Во всех трех случаях направления потоков легких и тяжелых дырок противоположны. Для первого и второго механизмов рассеяния результирующий ток увлечения, связанный с трехфотонным поглощением света, имеет отрицательный знак, а в третьем — положительный. Это связано с тем, что с переходом от одного механизма к другому изменяются соотношения между временами релаксации импульса легких и тяжелых дырок, а значит, и их вклад в общий ток трехфотонного эффекта увлечения.

Расчет показывает, что учет вклада тока ТЭУ в общий фототок приводит к незначительному (всего лишь на ~ 1 кВт/см²) уменьшению интенсивности $I^{(0)}$, при которой происходит смена знака тока увлечения электронов фотонами в p-Ge при $T = 300$ К.

Ход зависимости тока увлечения от интенсивности как в области $I \sim I^{(0)}$, так и в области большей интенсивности ($I > I^{(0)}$) находится в хорошем согласии с экспериментальными (см. рисунок).

Автор искренне благодарен Е. Л. Ивченко за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Ярошецкий И. Д. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, в. 10, с. 479—481.
- [2] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Терентьев Я. В., Федоров А. В., Ярошецкий И. Д. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 4 (10), с. 1233—1248.
- [3] Бир Г. Л., Пякус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.

Ферганский государственный
педагогический институт
им. Улугбека

Получено 26.02.1988
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

СЛАБОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН И ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В СЛАБО ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Городецкий М. Л., Ильченко В. С., Саава С. Э.

Электропроводность полупроводников на переменном токе в области низких температур, обусловленная прыжковым механизмом движения электронов по парам локализованных состояний [1], широко исследовалась контактными методами на радиочастотах. В СВЧ диапазоне исследование прыжковой проводимости встречает экспериментальные трудности, связанные с необходимостью измерения слабого затухания СВЧ колебаний в высокоомных образцах. В работах [2, 3] низкотемпературная проводимость в кремнии в 3-сантиметровом диапазоне СВЧ определялась по добротности моды TE_{011} объемного резонатора из меди, заполнявшегося исследуемым образцом. Из-за ограничения собственной добротности потерями в металлических стенках резонатора этот метод не позволил измерять удельную проводимость образцов, меньшую $\sigma = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ($\text{Si} \langle B \rangle$, $N_A = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Радикальное улучшение чувствительности, в принципе, может быть получено при использовании сверхпроводящих резонаторов [4], однако такой метод пригоден лишь для температур существенно ниже T_c — критической температуры используемого сверхпроводника. Нужно отметить, что поверхностное сопротивление металлов, в том числе сверхпроводников, растет с частотой, что затрудняет использование метода объемного резонатора в миллиметровом диапазоне.

Значительное улучшение чувствительности измерений малой СВЧ электропроводности полупроводников в сантиметровом и миллиметровом диапазонах в широком интервале температур может быть получено с использованием метода диэлектрического кольцевого резонатора (ДКР), применявшегося ранее для исследования малых фундаментальных потерь в диэлектрических кристаллах [5]. Метод основан на измерении добротности азимутальных мод типа «щепчущей галереи» TE_{nlz} , TN_{nlz} в кольцевом или дисковом резонаторе, вырезанном из исследуемого образца [6, 7]. Добротность таких мод определяется, с одной стороны, диэлектрическими потерями (в полупроводнике — реальной частью электропроводности), а с другой — излучательными потерями, обусловленными конечным радиусом изгиба и рассеянием на нерегулярностях:

$$Q^{-1} = \text{tg} \delta + Q_{\text{из}}^{-1}.$$