

Насыщение межзонного поглощения в полупроводниках

© А.О. Меликян[¶] Г.Р. Минасян

Государственный инженерный университет,
375009 Ереван, Армения

(Получена 22 апреля 1999 г. Принята к печати 12 октября 1999 г)

В рамках формализма матрицы плотности вычислены коэффициенты нелинейного поглощения волны накачки и пробной волны в прямозонном полупроводнике. Основная особенность расчета заключается в учете дисперсии носителей. Впервые показано, что закон дисперсии определяет характер насыщения коэффициента поглощения. Зависимость вычисленных коэффициентов поглощения от частоты и интенсивности сильно отличается от зависимостей, известных ранее. Показано также, что обычная теория межзонного нелинейного поглощения, основанная на кинетических уравнениях для носителей, приводит к правильным результатам только в пределе малых интенсивностей накачки.

Нелинейное взаимодействие волн в прямозонных полупроводниках в настоящее время интенсивно изучается в связи с четырехволновым смешением в массивных полупроводниковых оптических усилителях [1–16].

Эффект насыщения при высоких мощностях накачки играет важную роль в полупроводниковых оптических усилителях, уменьшая эффективность четырехволнового смешения. Прямое наблюдение насыщения поглощения было реализовано в эксперименте с поглощением накачки и пробной волны в массивном InGaAsP в [1]. Основными механизмами нелинейного поглощения света в полупроводниках являются многофотонное межзонное поглощение [17], выжигание спектральной дыры [3,4] и разогрев носителей. Первый механизм неэффективен в случае однофотонного межзонного резонанса и поэтому здесь рассматриваться не будет. Теоретическое исследование двух других механизмов проводилось либо с использованием нелинейной восприимчивости 3-го порядка, либо путем численного решения кинетического уравнения [3,4,6]. Впервые насыщение поглощения в прямозонном полупроводнике с параболической дисперсией носителей было рассчитано в [18]. Есть также работы, где проведено численное решение уравнений матрицы плотности и уравнений Максвелла [7]. Однако, насколько нам известно, простых аналитических результатов для зависящего от интенсивности межзонного коэффициента поглощения пока еще нет. В настоящей статье мы представляем результаты таких расчетов.

Хотя разогрев носителей и важен в случае невырожденного четырехволнового смешения, однако, как будет показано в дальнейшем, его влияние на нелинейное поглощение в условиях эксперимента [1] (отсутствие инжекции и нулевая расстройка между накачкой и пробной волной) пренебрежимо мало. Поэтому мы исходим из уравнений для матрицы плотности [7] при фиксированной температуре, учитывая таким образом фактически

только механизм выжигания спектральной дыры:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_c(k) &= -\frac{1}{\tau_c} \rho_c(k) + \frac{i}{\hbar} [d^*(k)E^*(k)\rho_{cv}(k) - d(k)E\rho_{cv}^*(k)] \\ &\quad + \Lambda_c(k) + \frac{1}{\tau_c} \rho_{c0}(k), \\ \dot{\rho}_{cv}(k) &= \left[i(\omega - \omega_k) - \frac{1}{\tau} \right] \rho_{cv}(k) - \frac{i}{\hbar} d(k) [\rho_c(k) + \rho_v(k) - 1] E, \\ \dot{\rho}_v(k) &= -\frac{1}{\tau_v} \rho_v(k) + \frac{i}{\hbar} [d^*(k)E^*(k)\rho_{cv}(k) - d(k)E\rho_{cv}^*(k)] \\ &\quad + \Lambda_v(k) + \frac{1}{\tau_v} \rho_{v0}(k), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\rho_c(k)$ и $\rho_v(k)$ обозначают населенности электронных и дырочных состояний с волновым вектором \mathbf{k} в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; недиагональный матричный элемент $\rho_{cv}(k)$ определяет поляризацию. Дипольный момент перехода $d(k)$ определяется, согласно [7], выражением

$$|d(k)|^2 = \frac{e^2}{6m_0\omega^2(k)} \left(\frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{\varepsilon_g(\varepsilon_g + \Delta_0)}{\varepsilon_g + 2\Delta_0/3}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, m_0 — масса свободного электрона, Δ_0 — спин-орбитальное расщепление, $\omega(k)$ — частота перехода,

$$\hbar\omega(k) = \varepsilon_g + \varepsilon_c(k) - \varepsilon_v(k),$$

ε_g — ширина запрещенной зоны, $\varepsilon_c(k)$ и $\varepsilon_v(k)$ — энергии носителей. Внешнее поле представлено в (1) напряженностью E и частотой ω . $\Lambda_c(k)$ и $\Lambda_v(k)$ описывают инжекцию, $\rho_{c0}(k)$ и $\rho_{v0}(k)$ — равновесные населенности электронов и дырок. Времена релаксации τ_c и τ_v определяются следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{1c}} + \frac{1}{\tau_{hc}} + \frac{1}{\tau_s}, \quad \frac{1}{\tau_v} = \frac{1}{\tau_{1v}} + \frac{1}{\tau_{hv}} + \frac{1}{\tau_s},$$

где τ_{1c} и τ_{1v} определяют рассеяние носителей (электронов и дырок) друг на друге, τ_{hc} и τ_{hv} определяют рассеяние носителей на фонах, τ_s — время рекомбинации. Наконец, τ в (1) есть время релаксации диполя.

[¶] E-mail: armel@freenet.am

Из стационарного решения системы (1) следует, что

$$\text{Im } \rho_{cv}(k) = \frac{d(k)EW(k)}{\hbar\tau} \times \frac{1}{[\omega - \omega(k)]^2 + \tau^{-2} + 2(\tau_v + \tau_c)\tau^{-1} [d(k)E/\hbar]^2}, \quad (3)$$

где

$$W(k) = 1 - \rho_{c0}(k) - \rho_{v0}(k) - \tau_c \Lambda_c(k) - \tau_v \Lambda_v(k).$$

В отсутствие инжекции и при комнатной температуре можно положить $W = 1$.

Используя (3), введем мнимую часть восприимчивости χ'' ,

$$\chi'' = \frac{1}{E} \text{Im } P = \frac{1}{E} \int d(k) \text{Im } \rho_{cv}(k) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (4)$$

(P — индуцированная внешним полем поляризованность, в которой учтены все порядки резонансной межзонной нелинейности) и зависящий от интенсивности коэффициент поглощения α ,

$$\alpha = \frac{8\pi^2}{\lambda n'} \chi'' \quad (5)$$

(λ — длина волны, n' — действительная часть показателя преломления). В интересующей нас спектральной области $\chi'' \ll n'$, поэтому мы можем пренебречь зависимостью n' от интенсивности.

Из (3)–(5) можно видеть, что зависимость α от интенсивности определяется законом дисперсии $\omega(k)$. (Заметим, что зависимость $d(k)$ также обусловлена законом дисперсии, как это следует из (2)). Принимая параболический изотропный закон дисперсии для электронов и тяжелых дырок [19] в InGaAsP, мы можем написать

$$\hbar\omega(k) = \varepsilon_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}, \quad (6)$$

где μ — приведенная масса. В работе [19] в этом же приближении было рассчитано инфракрасное поглощение в расщепленной зоне. Выполнив интегрирование в комплексной плоскости и пренебрегая вкладами нерезонансных полюсов, которые возникают благодаря зависимости $d(k)$, окончательно получим

$$\alpha = \frac{\alpha_0 \sqrt{1 - \gamma}}{\sqrt{\sqrt{1 + I/I_s} - \gamma}}, \quad (7)$$

где I — интенсивность накачки, $\gamma = \delta\tau(1 + \delta^2\tau^2)^{-1/2}$, $\delta = (\hbar\omega - \varepsilon_g)/\hbar$, α_0 — линейный (при $E \rightarrow 0$) коэффициент поглощения,

$$\alpha_0 = \frac{\pi d^2}{\sqrt{2} n' \lambda \hbar} \left(\frac{2\mu}{\hbar} \right)^2 \sqrt{\sqrt{\frac{1}{\tau^2} + \delta^2} + \delta}, \quad (8)$$

который при $\delta \gg \tau$ дает хорошо известную зависимость

$$\alpha \sim \sqrt{\omega - \varepsilon_g/\hbar},$$

I_s — интенсивность насыщения,

$$I_s = \frac{c\hbar^2(1 + \delta^2\tau^2)}{4\pi\tau(\tau_c + \tau_v)d^2}. \quad (9)$$

Выражение, подобное (7), могло быть получено в работе [18], однако в ней приведен результат лишь в частном случае точного резонанса.

Сравнивая наше выражение (7) с коэффициентом поглощения, полученным в [4], мы видим, что выражение (4.8) работы [4] может быть получено из (7) разложением квадратных корней по степеням при малых интенсивностях:

$$\alpha_A = \frac{\alpha_0}{1 + I/4I_s(1 - \gamma)}. \quad (10)$$

Подход, основанный на кинетических уравнениях, также приводит к подобной зависимости коэффициента поглощения от интенсивности накачки: $\alpha = \alpha_0(1 + aI)^{-1}$. Поскольку выражение (10) получено для малых I , оно не может описывать процесс в режиме насыщения и, следовательно, зависимость вида I^{-1} для насыщенного поглощения не имеет места. В противоположность этому наш (более общий) подход, основанный на корректном вычислении интеграла в (4), приводит, согласно (7), к совершенно другому характеру насыщения при больших интенсивностях:

$$\alpha \sim I^{-1/4}. \quad (11)$$

Слабая зависимость коэффициента поглощения от интенсивности может быть объяснена следующим образом. С увеличением интенсивности накачки в процесс поглощения вовлекаются электроны с большими значениями расстройки $\omega - \omega(k)$ — см. (4), но вместе с этим возрастает и фазовый объем вовлеченных электронов, что частично компенсирует эффект насыщения. Действительно, хотя подинтегральное выражение в (4) убывает с ростом интенсивности как $1/I$ — см. (3), вклад фазового объема возрастает, так как произведение $k^2 \text{Im } \rho_{cv}(k)$ достигает максимума при $k = k_0$,

$$k_0 = \left(\frac{2\mu}{\hbar} \right)^{1/2} \left[\delta^2 + \tau^{-2} + 2(\tau_c + \tau_v)^{-1} \left(\frac{Ed}{\hbar} \right)^2 \right]^{1/4},$$

и основной вклад в интеграл вносит окрестность этой точки. В ранних работах, посвященных данному вопросу, [3,4] приближенное интегрирование по k было выполнено в предположении, что основной вклад дает окрестность резонансной точки $k'_0 = (2\mu\delta/\hbar)^{1/2}$. Сравнение k_0 и k'_0 показывает, что приближение, принятое в [3,4], оправдано только в случае малых интенсивностей, поэтому характер насыщения в ранних теориях отличается от полученного нами (7).

Основываясь на нашем подходе, мы вычислили коэффициент поглощения пробной волны на частоте, совпадающей с частотой накачки. Для получения искомой величины заменяем в (1) E на $E+E_1$, где E_1 — напряженность поля слабой волны. Линейный член разложения $\text{Im } \rho$ по E_1 дает искомую величину

$$\alpha_{\text{pr}} = \frac{d(\alpha E)}{dE} = \frac{\alpha_0 \sqrt{1-\gamma}}{\sqrt{\sqrt{1+J}-\gamma}} \times \left[1 - \frac{J}{2\sqrt{1+J(\sqrt{1+J}-\gamma)}} \right], \quad (12)$$

где $J = I/I_s$. Нетрудно видеть, что при высоких интенсивностях характер насыщения α_{pr} такой же, что и для α :

$$\alpha_{\text{pr}} \sim I^{-1/4}.$$

Для сравнения этих результатов с экспериментальными данными [1] необходимо учесть влияние эффектов распространения, так как толщина образцов в эксперименте была сравнима с длиной поглощения. К этому вопросу мы надеемся вернуться в дальнейшем.

Вклад процесса разогрева носителей можно оценить, вычислив концентрацию носителей. Применяя для концентрации носителей в зоне проводимости тот же подход, что и при вычислении коэффициента поглощения, получим

$$n_c = \int \rho_c(k) \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = \frac{\alpha_0 n' \tau_c d}{2\hbar\omega} I \frac{\sqrt{1-\gamma}}{\sqrt{\sqrt{1+I/I_s}-\gamma}}.$$

Подставляя численные значения параметров из работ [1,5,7,20] и учитывая неопределенность в оценке времен релаксации, получим $n_c \sim 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $I = I_s$. Если в отсутствие накачки в InGaAsP n_c составляет 10^{16} см^{-3} , то квазиравновесная температура носителей в условиях эксперимента [1] лишь на 5–10% превышает комнатную температуру. В то же время, этот механизма нелинейности весьма важен при наличии инжекции, когда концентрация носителей имеет величину $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы

- [1] M.N. Islam, E.P. Ippen, E.K. Burkhardt, T.J. Bridges. Appl. Phys. Lett., **47**, 1042 (1985); J. Appl. Phys., **59**, 2619 (1986).
- [2] H.A. MacKenzie, D.J. Hagan, H.A. Al-Attar. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 1328 (1986).
- [3] J.P. Agraal. IEEE J. Quant. Electron., **QE-23**, 860 (1987).
- [4] J.P. Agraal. Phys. Rev., **106**, 1345 (1957).
- [5] R. Frankenberger, R. Schrimpe. Appl. Phys. Lett., **57**, 2520 (1990).
- [6] J. Mark, J. Mørk. Appl. Phys. Lett., **61**, 2281 (1992).
- [7] A. Uskov, J. Mørk, J. Mark. IEEE J. Quant. Electron., **30**, 1769 (1994).

- [8] A. D'Ottavi, E. Iannone, A. Mecozzi, S. Scotti, P. Spano, R. Dall'Ara, G. Guecos, J. Eckner. Appl. Phys. Lett., **65**, 2633 (1994).
- [9] M. Willatzen, J. Mark, J. Mørk, C.P. Seltzer. Appl. Phys. Lett., **64**, 143 (1994).
- [10] J. Zhou, N. Park, J.W. Dawson, K.J. Vahala, M.A. Newkirk, B.I. Miller. IEEE Photon. Technol. Lett., **6**, 50 (1994).
- [11] A. D'Ottavi, A. Mecozzi, S. Scotti, F. Cara Romeo, F. Martelli, P. Spano, R. Dall'Ara, J. Eckner, G. Guecos. Appl. Phys. Lett., **67**, 2753 (1995).
- [12] A. Grindt, A. Knorr, M. Hofmann, S.W. Koch. Appl. Phys. Lett., **66**, 550 (1995).
- [13] A. D'Ottavi, F. Martelli, P. Spano, A. Mecozzi, S. Scotti, R. Dall'Ara, J. Eckner, G. Guecos. Appl. Phys. Lett., **68**, 2186 (1996).
- [14] N.C. Kothari, D.J. Blumenthal. IEEE J. Quant. Electron., **32**, 1810 (1996).
- [15] J. Mørk, A. Mecozzi, C. Hultgren. Appl. Phys. Lett., **68**, 449 (1996).
- [16] I. Kolchanov, S. Kindt, K. Peterman, S. Diez, R. Ludwig, R. Shnabel, H.G. Weber. IEEE J. Quant. Electron., **32**, 712 (1996).
- [17] H. Minassian, S. Avetissian. Phys. Rev. B, **34**, 963 (1986).
- [18] Ю.Л. Климонтович, Э.В. Погорелова. ЖЭТФ, **50** (3), 605 (1966).
- [19] Д.А. Паршин, А.Р. Шабаев. ЖЭТФ, **92** (4), 1471 (1987).
- [20] S. Adachi. *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons, 1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Interband absorption saturation in semiconductors

A.H. Melikyan, H.R. Minassian

State Engineering University,
375009 Yerevan, Armenia

Abstract The interband nonlinear absorption coefficients in a direct band gap semiconductor are calculated both for the pump and probe waves using the density matrix approach. The main feature of the calculation is consideration of the carrier dispersion. It has been shown for the first time that the dispersion law determines the rate of saturation of the absorption coefficient. The intensity and frequency dependencies of the calculated absorption coefficient strongly differ from those obtained earlier. It is also shown, that the common theory on nonlinear interband absorption, based on the rate equation for carriers, leads to correct results only in the small pump intensity limit.