

Резонанс Фано в спектре примесной фотопроводимости InP, легированного мелкими донорами

© В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Л.В. Гавриленко, Б.Н. Звонков*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: aritany@ipm.sci-nnov.ru

(Поступила в Редакцию 5 декабря 2007 г.)

Проведены экспериментальные и теоретические исследования резонансов Фано в спектрах примесной фотопроводимости n -InP. Показано, что расчеты описывают экспериментальные результаты с точностью до 20%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00549, 05-02-17341) и Фонда „Династия“ (грант Л.В. Гавриленко).

PACS: 71.55.Eq, 71.38.-k

1. Введение

В спектрах примесного поглощения и примесной фотопроводимости неполярных полупроводников (Si, Ge), легированных мелкими примесями, сравнительно давно обнаружены асимметричные особенности (пики или провалы), соответствующие энергии оптических [1–3] и междолинных фононов [4]. Недавно асимметричные пики были обнаружены и в спектрах фотопроводимости полярных полупроводников n -GaAs и n -InP [5], а также в квантовых ямах гетероструктур GaAs/InGaAsP, легированных мелкими донорами [6]. До недавнего времени непонятным оставалось следующее обстоятельство, отмеченное в работе [7]: по данным авторов работы [5], пик резонанса Фано в спектре фотопроводимости в n -InP уже, чем в n -GaAs. Однако ширина пика резонанса Фано определяется силой взаимодействия электронов с LO-фононами в данном материале, а эта величина в n -InP примерно вдвое больше, чем в n -GaAs. Следовательно, в материале n -InP пик резонанса Фано в спектре фотопроводимости должен быть шире, чем в n -GaAs, что и предсказывается теорией.

Для прояснения данного противоречия в настоящей работе проведены экспериментальные измерения спектров примесной фотопроводимости в n -InP. Проведенные измерения показали, что ширина на половине высоты пика резонанса Фано в спектре примесной фотопроводимости n -InP примерно вдвое больше, чем в n -GaAs, что с 20% точностью согласуется с результатами проведенных расчетов.

2. Экспериментальные результаты

Структура для измерений примесной фотопроводимости была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на полуизолирующей подложке InP. Эпитаксиальный слой имел толщину $5.5 \mu\text{m}$

и специально не легировался. По данным холловских измерений электронная концентрация в эпитаксиальном слое составила $4.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, а электронная подвижность при комнатной температуре — $3350 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, что указывает на значительную степень компенсации. Для измерения спектров фотопроводимости были изготовлены вплавные контакты из сплава In–Sn в виде двух полосок длиной 5 mm и шириной 1 mm с расстоянием 5 mm между ними. Размеры образца были $5 \times 7 \text{ mm}$. При охлаждении образца до температуры жидкого гелия наблюдалось увеличение его сопротивления в 400 раз, что свидетельствовало о вымораживании электронов на донорах.

Спектры примесной фотопроводимости измерялись при температуре 4.2 K на Фурье-спектрометре БОМЕМ. Измеренный спектр фотопроводимости для энергий фононов, соответствующих переходам между локализованными состояниями, представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что основному пику фотопроводимости соответствует энергия 38.7 cm^{-1} (4.8 meV). Эта энергия меньше

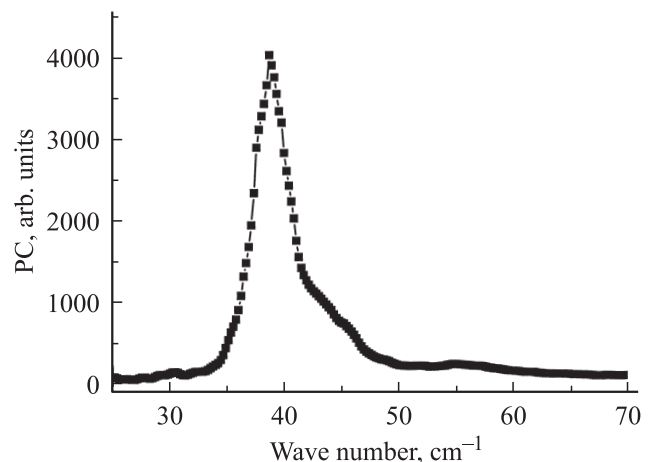


Рис. 1. Измеренный спектр примесной фотопроводимости в области $1S$ – $2P$ -переходов для образца InP.

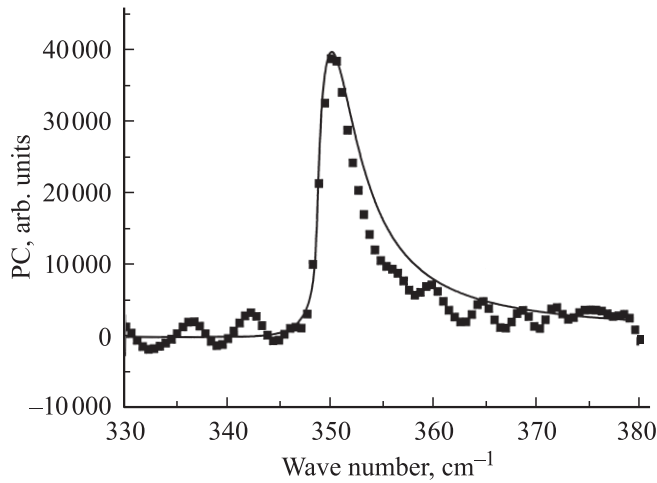


Рис. 2. Спектры примесной фотопроводимости в области резонанса Фано для образца InP: измеренный (точки) и рассчитанные (сплошная линия).

энергии $1S-2P$ -перехода изолированного мелкого донора в InP, которая составляет величину 5.6 meV [8]. Указанное различие связано со значительным перекрытием $2P$ -состояний для соседних доноров и формированием примесной зоны, которая, судя по зависимости энергии ионизации от концентрации [8], смыкается с зоной проводимости.

На рис. 2 приведен спектр примесной фотопроводимости для энергии, соответствующей резонансу Фано. Хорошо виден пик фотопроводимости на частоте 350 cm^{-1} , которая соответствует энергии LO-фонона (43.33 meV) в InP. Отметим, что полученные нами для n -InP и n -GaAs [7] формы пиков, соответствующих резонансу Фано, заметно отличаются от приведенных в работе [5]. Кроме того, ширина измеренного нами пика фотопроводимости в n -InP примерно вдвое больше, чем в [5]. Причина такого сильного расхождения экспериментальных результатов неясна. Обратим внимание на то, что на примере структур с квантовыми ямами нами была продемонстрирована нечувствительность ширины пика резонанса Фано к величине энергии ионизации доноров, но была обнаружена сильная зависимость этой ширины от силы электрон-фононного взаимодействия [9]. На рис. 2 также приведен рассчитанный спектр фотопроводимости. Детали расчета приведены в следующем разделе. Из рисунка видно, что ширина рассчитанного пика фототока примерно на 20% больше измеренного. Это означает, что наши экспериментальные результаты лучше согласуются с расчетами, чем результаты работы [5].

3. Модель расчета спектра фотопроводимости

Прежде чем перейти к расчету спектра примесной проводимости, сделаем следующее замечание. В наших работах [6,7] для описания этих спектров была исполь-

зована теория возмущений второго порядка, что является внутренне противоречивым, поскольку теория Фано учитывает взаимодействие с фононами точно (авторы выражают благодарность проф. А.М. Сатанину за то, что он указал на этот факт). Для расчета воспользуемся результатами раздела 5 работы Фано [10].

Гамильтониан электрона, взаимодействующего с оптическими фононами и донорным центром, имеет вид

$$H = \frac{p^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\kappa_0 r} + \sum_q V(q) \exp(-iqr) b_q^+ + \sum_q V^*(q) \exp(iqr) b_q + \sum_q \hbar\omega_0 (b_q^+ b_q + 1/2), \quad (1)$$

где $V(q) = \frac{ie}{q} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_0}{V\bar{\kappa}}}$, e , μ — заряд и масса электрона, κ_0 , κ_∞ — низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости, $\bar{\kappa} = \kappa_0\kappa_\infty / (\kappa_0 - \kappa_\infty)$, q , ω_0 — волновой вектор и частота оптического фонона, b , b^+ — операторы уничтожения и рождения фонона, V — объем кристалла.

Рассмотрим состояние системы $|\varphi_q\rangle$, где имеется один оптический фонон с моментом импульса и его проекцией на ось z , равными \hbar , и модулем волнового вектора, равным q , а электрон находится в основном состоянии донора. Нетрудно понять, что такое состояние является резонансным. Действительно, если электрон поглотит фонон, то он окажется в непрерывном спектре. Поэтому электрон-фононное взаимодействие обеспечивает конечное время жизни резонансного состояния.

Следуя работе Фано [10], ищем волновую функцию состояния с энергией E в виде

$$\Psi(E) = \sum_q a_q(E) |\varphi_q\rangle + \int b(E, E') |\psi(E')\rangle dE', \quad (2)$$

где $|\psi(E)\rangle$ — волновая функция системы без фонона с полным моментом \hbar и его проекцией на ось z также \hbar . В пренебрежении влиянием электрон-фононного взаимодействия на энергию резонансного состояния, используя результаты работы Фано [10], находим коэффициенты разложения волновой функции

$$a_q(E) = -\frac{V_q^*(E)}{E - E_\phi} \cos \Delta(E),$$

$$b(E, E') = -\left(\frac{\sum_q V_q(E') V_q^*(E)}{(E - E')(E - E_\phi)} + \delta(E - E') \right) \cos \Delta(E), \quad (3)$$

где $\text{tg } \Delta(E) = -\pi \sum_q \frac{|V_q(E)|^2}{E - E_\phi}$, $V_q^*(E) = \langle \varphi_q | V(q) \times \exp(-iqr) | \psi(E) \rangle$, E_ϕ — энергия состояния $|\varphi_q\rangle$.

Найдем теперь вероятность перехода из основного состояния донора (в отсутствие фонона) в состояние $\Psi(E)$ под воздействием электромагнитного излучения.

Оператор взаимодействия с полем запишем в виде

$$V_{\text{ph}}(t) = V_{\text{ph}}[\exp(-i\omega t) + \exp(i\omega t)] \\ = e\bar{E}r\sqrt{\frac{4\pi}{3}}Y_{1,1}(\theta, \varphi)[\exp(-i\omega t) + \exp(i\omega t)], \quad (4)$$

где \bar{E} — амплитуда электрического поля, $Y_{1,1}(\theta, \varphi)$ — сферическая функция.

Поскольку начальное состояние имеет момент $l = 0$, а фотон имеет проекцию момента импульса на ось Z $L_z = \hbar$, конечное состояние системы должно иметь момент импульса также \hbar и такую же его проекцию на ось Z . Матричный элемент перехода равен

$$\langle \Psi(E) | V_{\text{ph}} | i \rangle = \frac{\langle \psi(E) | V_{\text{ph}} | i \rangle \Gamma(E)/2}{\sqrt{(E - E_\phi)^2 + \Gamma(E)^2/4}} \\ \times \left\{ Q(E) + \frac{(E - E_\phi)}{\Gamma(E)/2} \right\}, \quad (5)$$

где $\Gamma(E) = 2\pi \sum_q |V_q(E)|^2$ — ширина резонансного уровня,

$$Q(E) = \frac{1}{\langle \psi(E) | V_{\text{ph}} | i \rangle \Gamma(E)/2} \\ \times \left[P \int dE' \frac{\langle \psi(E') | V_{\text{ph}} | i \rangle \sum_q V_q(E) V_q^*(E')}{E - E'} \right. \\ \left. + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\langle \psi_n | V_{\text{ph}} | i \rangle \sum_q V_q(E) V_q^*(E_n)}{E - E_n} \right],$$

$|\psi_n\rangle$ волновая функция p -состояния с главным квантовым числом, равным n , и проекцией углового момента на ось z , равной \hbar . Используя обычные для кулоновского центра единицы измерения энергии $\mu e^2 \kappa_0^{-1} \hbar^{-2}$ и длины $\hbar^2 \kappa_0 / e^2 \mu$, а также волновые функции электрона в кулоновском поле примеси, находим

$$\frac{\langle \psi(E) | V_{\text{ph}} | i \rangle}{e\bar{E}} = \frac{16}{\sqrt{3}(1+k^2)^{5/2}} \sqrt{\frac{1}{1 - \exp(-2\pi/k)}} \\ \times \exp\left(-\frac{2}{k} \arctg(k)\right), \quad (6)$$

$$\frac{\langle \psi_n(E) | V_{\text{ph}} | i \rangle}{e\bar{E}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{2^8 n^7 (n-1)^{2n-5}}{(n+1)^{2n+5}}}, \quad (7)$$

$$V_q^*(E) = V(q) \frac{i}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{1+k^2}{1 - \exp(-2\pi/k)}} I(k, q) Y_{11}(\mathbf{q}/q),$$

где

$$I(k, q) = 8\pi \frac{1}{q^2} \text{Im} \left[\frac{(q+k-i)^{i/k-1}}{(q-k-i)^{i/k+1}} \right], \quad k = \sqrt{2E};$$

$$V_q^*(E_n) = -iV(q) \sqrt{4\pi} I_2(n, q) Y_{1,1}(\mathbf{q}/q),$$

$$I_2(n, q) = 8 \frac{\sqrt{(n+1)!(n-2)!}}{n^3 q^2} \sum_{m=0}^{n-2} \frac{(m+1)}{(m+3)!(n-m-2)!} \\ \times \left(\frac{-2}{n} \right)^m \left[\text{Im} \left(\left(1 + \frac{1}{n} - iq \right)^{-m-2} \right) \right. \\ \left. - q(m+2) \text{Re} \left(\left(1 + \frac{1}{n} - iq \right)^{-m-3} \right) \right].$$

Спектр фотопроводимости можно записать в виде

$$J(\omega) = BI(\omega)[1 - R(\omega)] \frac{|\langle \Psi(E) | V_{\text{ph}} | i \rangle|^2}{\bar{E}^2} \\ \times \frac{[1 - \exp(-\eta(\omega)d)]}{\eta(\omega)}, \quad (8)$$

где B — некоторая не зависящая от частоты постоянная, $I(\omega)$ — поток падающего на полупроводник света с частотой ω , $R(\omega)$ — зависимость коэффициента отражения от частоты, d — толщина легированного слоя, $\eta(\omega)$ — коэффициент поглощения света, $E = \hbar\omega - E_i$, R_i — энергия ионизации донора.

Отражение и потери света в области резонанса Фано определяются оптическими фонами. Поэтому диэлектрическую проницаемость в этой области можно записать в виде [11]

$$\kappa(\omega) = \kappa_\infty + \frac{\kappa_0 - \kappa_\infty}{\left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_{TO}^2} - i \frac{\omega\gamma}{\omega_{TO}^2} \right]}, \quad (9)$$

где ω_{TO} , γ — частота и постоянная затухания поперечного оптического фона соответственно. Используя (9), нетрудно найти коэффициент отражения и коэффициент поглощения света

$$R(\omega) = \frac{[\text{Re}(\sqrt{\kappa(\omega)}) - 1]^2 + \text{Im}^2(\sqrt{\kappa(\omega)})}{[\text{Re}(\sqrt{\kappa(\omega)}) + 1]^2 + \text{Im}^2(\sqrt{\kappa(\omega)})}, \\ \eta(\omega) = 2\omega \text{Im}(\sqrt{\kappa(\omega)})/c, \quad (10)$$

где c — скорость света.

Для вычисления спектра примесной фотопроводимости мы использовали выражение (8). Постоянную B выбирали так, чтобы максимальные величины рассчитанного и измеренного спектров фотопроводимости совпадали. Для расчета были использованы следующие параметры InP: $\mu = 0.081m_0$, $\kappa_0 = 12.2$, $\kappa_\infty = 9.487$, $\hbar\omega_0 = 43.33 \text{ meV}$, $\hbar\omega_{TO} = 38.21 \text{ meV}$, $\gamma = 0.001\omega_{TO}$ [12]. Из рис. 2 видно, что рассчитанный спектр оказывается примерно на 20% шире наблюдаемого, что говорит о хорошем соответствии теории и эксперимента.

4. Заключение

Исследования спектра примесной фотопроводимости n -InP показали, что ширина пика резонанса Фано в этом материале примерно вдвое больше, чем в n -GaAs. Этот факт объясняется большей силой взаимодействия электронов с полярными оптическими фонами в InP по сравнению с GaAs. Показано, что наблюдаемая ширина пика с 20% точностью описывается теорией.

Список литературы

- [1] A. Onton, P. Fisher, A.K. Ramdas. Phys. Rev. **163**, 686 (1967).
- [2] H.R. Chandrasekhar, A.K. Ramdas, S. Rodriguez. Phys. Rev. B **14**, 2417 (1976).
- [3] G.D. Watkins, W.B. Fowler. Phys. Rev. B **16**, 4524 (1977).
- [4] E. Janzen, G. Grossmann, R. Stedman, H.G. Grimmeiss. Phys. Rev. B **31**, 8000 (1985).
- [5] K. Jin, J. Zhang, Z. Chen, G.-Z. Yang, Z.H. Chen, X.H. Shi, S.C. Shen. Phys. Rev. B **64**, 205 203 (2001).
- [6] V.Ya. Aleshkin, A.V. Antonov, L.V. Gavrilenko, V.I. Gavrilenko. Phys. Rev. B **75**, 125 201 (2007).
- [7] В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко. ЖЭТФ **128**, 822 (2006).
- [8] A. Dargys, J. Kundrotas. Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP. Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius (1994). 262 p.
- [9] В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко, Б.Н. Звонков Тез. докл. VIII Рос. конф. по физике полупроводников. Екатеринбург (2007). С. 345.
- [10] U. Fano. Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
- [11] П. Ю, М. Кардона. Основы физики полупроводников. Физматлит. М. (2002). 560 с.
- [12] W.J. Moore, R.T. Holm. J. Appl. Phys. **80**, 6939 (1996).