

РЕЗОНАНСЫ ФАНО В СПЕКТРЕ ПРИМЕСНОГО ФОТОТОКА В СОЕДИНЕНИИ GaAs И В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ InGaAs/GaAsP С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, ЛЕГИРОВАННЫХ МЕЛКИМИ АКЦЕПТОРАМИ

В. Я. Алешкин^а, А. В. Антонов^а, В. И. Гавриленко^а, Л. В. Гавриленко^{а*}, Б. Н. Звонков^б

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

^б Нижегородский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2009 г.

В спектрах фототока образцов *p*-GaAs и в гетероструктурах *p*-InGaAs/GaAsP с квантовыми ямами, легированных мелкими акцепторами (С, Ве, Zn), обнаружены и исследованы резонансы Фано, связанные с основным и возбужденными акцепторными состояниями. Выявлено, что резкое изменение диэлектрической проницаемости в зоне остаточных лучей GaAs сильно влияет на вид особенности резонанса Фано, связанной с основным акцепторным состоянием.

PACS: 71.55.Eq, 71.38.-k

1. ВВЕДЕНИЕ

Резонансы Фано в спектрах примесной фотопроводимости и поглощения интересны не только как фундаментальное явление, но и как способ исследования параметров гетероструктур в особенности в полярных материалах, где резонансные пики лучше выражены. Однако именно в полярных материалах форма пиков или провалов в спектре фотопроводимости, соответствующих резонансу Фано, подвергается сильному искажению из-за резкого изменения диэлектрической проницаемости материала вблизи энергии оптических фононов.

Резонансы Фано возникают при «смешивании» локализованного состояния с состояниями континуума [1]. При этом первоначально локализованное состояние приобретает конечное время жизни и становится квазистационарным или резонансным. Возможно возникновение двухчастичных резонансных состояний, например, при смешивании локализованного состояния «электрон (дырка) в основном состоянии донора (акцептора) + оптический фонон»

с состояниями электронного непрерывного спектра. Время жизни такого резонансного состояния будет определяться вероятностью поглощения оптического фонона при переходе электрона (дырки) из основного состояния примеси в континуум [2]. При этом необходимо, чтобы энергия фонона в материале была больше энергии ионизации состояния примеси.

Резонансы Фано, связанные с описанными выше двухчастичными резонансными состояниями, наблюдались в спектрах примесного поглощения света и фотопроводимости *p*-, *n*-Si [2–5] в виде асимметричных особенностей при энергиях равных энергиям оптических фононов.

Спектры поглощения и фотопроводимости *p*-GaAs для разных акцепторных примесей исследовались достаточно подробно (см., например, [6]). Однако область энергии вблизи продольного оптического (ЛО) фонона, где и можно ожидать появления резонанса Фано, находится на краю зоны остаточных лучей и исследована недостаточно.

Энергия ЛО-фонона в GaAs составляет 36.6 мэВ, и для акцепторных примесей С, Ве, Mg, Zn, Si, Cd возможно возникновение резонанса Фано, где резо-

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

Таблица. Параметры образцов p -GaAs

№ образца	Акцепторная примесь	p , см^{-3} (300 К)	μ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (300 К)	Толщина слоя p -GaAs, мкм
GA	—	$2 \cdot 10^{15}$	355	13
5635	Zn	$6.3 \cdot 10^{15}$	348	3–3.5
5636	Zn	$1.6 \cdot 10^{16}$	350	3–3.5
5638	Be	$1.2 \cdot 10^{16}$	324	3–3.5
5640	C	$1.1 \cdot 10^{16}$	340	3–3.5
5641	—	$5.7 \cdot 10^{15}$	350	3–3.5

нанное состояние сформировано основным состоянием акцептора и ЛО-фононом в GaAs. Кроме того, возможно возникновение резонансов Фано на возбужденных состояниях. При этом в спектре фототока видны особенности при энергии ЛО-фонона плюс энергия перехода дырки из основного в возбужденное состояние акцептора. В случае, когда энергия ионизации примеси больше, чем энергия ЛО-фонона, наблюдаются только резонансы Фано на возбужденных состояниях. Так, например, в работе [7] наблюдались резонансы Фано в спектре фотопроводимости p -GaAs, связанные с возбужденными состояниями глубокого акцептора Mn.

В данной работе обнаружены и исследованы пики резонанса Фано в спектрах примесной фотопроводимости соединения p -GaAs, легированного С, Ве, Zn, и гетероструктуры с квантовыми ямами p -InGaAs/GaAsP с примесью С.

2. РЕЗОНАНС ФАНО В СПЕКТРЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ p -GaAs

Были измерены спектры фотопроводимости объемного GaAs шести образцов p -типа с различными акцепторными примесями и концентрациями. В таблице приведены параметры образцов p -GaAs. В том случае, если образец не легировался специально, в графе «примесь» стоит прочерк. Для сравнения также исследовался образец n -GaAs, выращенный на полуизолирующей подложке GaAs методом жидкофазной эпитаксии. Эпитаксиальный слой был легирован кремнием с концентрацией $8.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и имел толщину 70 мкм. Подвижность электронов при $T = 77 \text{ К}$ составила $5.9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Измерения спектров фотопроводимости проводились при

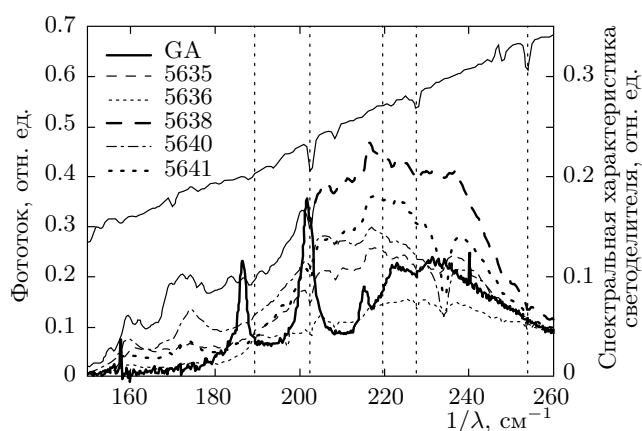


Рис. 1. Спектры примесного фототока образцов p -GaAs в области, соответствующей межуровневым акцепторным переходам, измеренные при $T = 4.2 \text{ К}$ (левая ось), и спектральная характеристика светодетектора, использовавшегося при измерении фотопроводимости (верхняя кривая, правая ось)

температуре 4.2 К с помощью фурье-спектрометра BOMEM DA3.36.

На рис. 1 приведены спектры фотопроводимости исследованных образцов p -GaAs в спектральной области, соответствующей переходам дырок между локализованными состояниями акцептора. Только в спектре фотопроводимости образца GA с наименьшей концентрацией примеси наблюдаются хорошо выраженные пики, соответствующие переходам с основного на возбужденные состояния акцептора, положения пиков при частотах 155 см^{-1} , 186 см^{-1} и 203 см^{-1} отвечают линиям G , D и C акцепторной примеси Zn. Кроме того, на рис. 1 приведена спектральная характеристика светодетектора, который использовался при измерении фотопроводимости

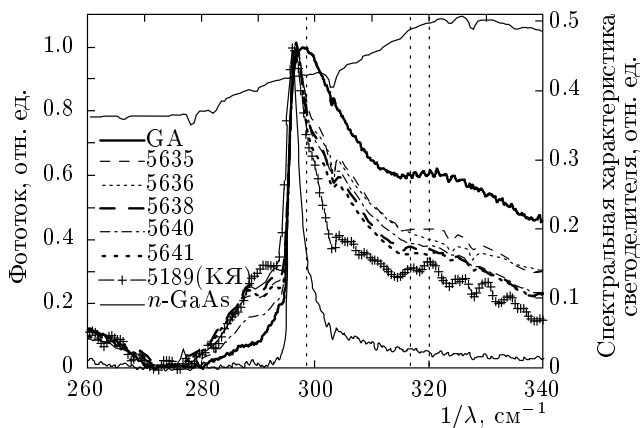


Рис. 2. Спектры примесного фототока вблизи энергии LO-фонона в GaAs образцов *p*-, *n*-GaAs и гетероструктуры InGaAs/GaAsP с квантовыми ямами, измеренные при $T = 4.2$ К (левая ось), а также спектральная характеристика светодетектора, использовавшегося при измерении фотопроводимости (верхняя кривая, правая ось)

сти. Вертикальными пунктирными линиями помечены особенности в спектре светодетектора, которые отразились на форме измеряемого спектра фотопроводимости образцов.

Спектры фототока образцов GaAs *p*-, *n*-типов в области остаточных лучей GaAs представлены на рис. 2. Там, где можно ожидать появления резонанса Фано (295 см^{-1}), в объемных образцах *p*-типа видны широкие пики. При этом наибольшая ширина пика наблюдается в образце с наименьшей концентрацией примеси (GA). Как будет показано ниже, эти пики не являются собственно резонансами Фано, а обусловлены изменением показателя преломления в области остаточных лучей.

3. ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ПРИМЕСНОГО ФОТОТОКА ВБЛИЗИ ОБЛАСТИ ОСТАТОЧНЫХ ЛУЧЕЙ

В полярных полупроводниках вследствие сильного взаимодействия света с поперечными оптическими (ТО) фононами функция диэлектрической проницаемости вблизи энергии оптических фононов имеет вид

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \quad (1)$$

где ϵ_0 и ϵ_∞ — низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости материала, ω_{TO} и γ — соответственно частота и постоянная затухания

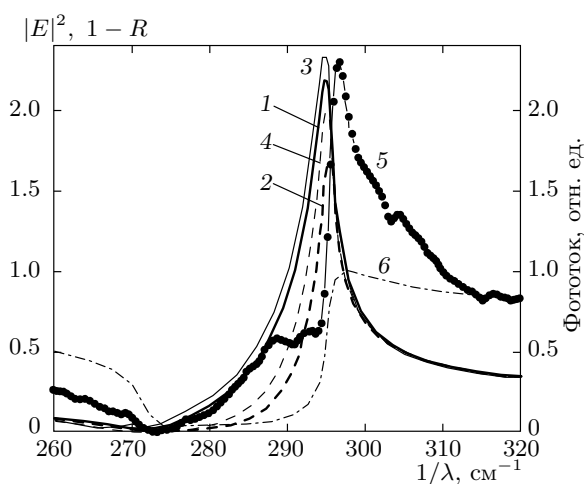


Рис. 3. Рассчитанные спектры $|E|^2$ в полубесконечном слое GaAs на глубине $d = 0$ мкм (1) и $d = 3$ мкм (2), а также в первой (3) и тридцатой (4) квантовых ямах в гетероструктуре GaAsP/InGaAs. При расчетах напряженность электромагнитного поля в падающей волне полагалась равной единице. Измеренный спектр фотопроводимости в образце 5638 (кривая 5, правая ось), спектр величины $1 - R(\omega)$, характеризующей интенсивность прошедшего излучения в GaAs (кривая 6)

ТО-фонона. Далее в расчетах для эпитаксиального слоя GaAs полагалось $\omega_{TO} = 272 \text{ см}^{-1}$ ($T = 4.2$ К). Что же касается постоянной затухания ТО-фононов, эта величина зависит от температуры и от качества материала, мы полагали $\gamma = 0.8 \text{ см}^{-1}$ [8].

Рассмотрим нормальное падение электромагнитной волны частоты ω из вакуума на полубесконечный слой GaAs, при этом электрическое поле в прошедшей волне на расстоянии r от поверхности определяется выражением

$$E_{\text{GaAs}}(\omega, r) = \frac{2}{1 + \epsilon_{\text{GaAs}}^{1/2}(\omega)} E_0 e^{-ikr}, \quad (2)$$

где E_0 — напряженность электрического поля в падающей волне, $k(\omega) = \omega c^{-1} \epsilon_{\text{GaAs}}^{1/2}(\omega)$, c — скорость света в вакууме.

Отметим, что сигнал примесного фототока пропорционален квадрату модуля электрического поля в GaAs, а не интенсивности прошедшего в GaAs излучения, как полагалось в работе [9]. Это важное замечание, поскольку квадрат модуля напряженности электрического поля и интенсивность прошедшего света имеют сильно различающиеся зависимости от частоты в области остаточных лучей. Интенсивность прошедшего излучения I_{GaAs} определяется ко-

эффицентом отражения от границы раздела двух сред: $I_{\text{GaAs}}(\omega) = I_0[1 - R(\omega)]$. В зоне остаточных лучей, где коэффициент отражения $R(\omega)$ близок к единице, интенсивность прошедшего излучения будет очень мала. Как следует из выражения (2), модуль напряженности электрического поля велик, если модуль диэлектрической проницаемости мал, а вблизи энергии ЛО-фонона у полярных материалов модуль диэлектрической проницаемости меньше единицы. На рис. 3 приведены спектры величин $|E|^2$, $[1 - R(\omega)]$ и измеренного спектра фототока в образце 5638. Видно, что в спектре фототока присутствует отклик и в зоне остаточных лучей (см. рис. 3, область частот 280–295 см^{-1}), где интенсивность прошедшего излучения близка к нулю. Спектры $|E|^2$ и $[1 - R(\omega)]$ различаются не только в области остаточных лучей, при более высоких энергиях они также ведут себя по-разному: $[1 - R(\omega)]$ почти не изменяется в области частот 295–320 см^{-1} , а $|E|^2$ заметно убывает. Так как сигнал фототока пропорционален квадрату модуля электрического поля $|E|^2$, в этой области настоящий расчет дает более резкое убывание сигнала, чем было получено в работе [9].

Около поверхности образца GaAs существует обедненная область, толщина которой зависит от концентрации легирующей примеси и определяется формулой

$$L(N_a) = \sqrt{\frac{E_g \varepsilon_0}{4\pi e^2 N_a}},$$

здесь E_g — ширина запрещенной зоны, e — заряд электрона, N_a — концентрация акцепторов. Спектр фототока в GaAs в области резонанса Фано имеет вид

$$J(\omega) = BW(\omega) |E_{\text{GaAs}}(\omega)|^2 \int_L^d \exp[-\eta(\omega)x] dx, \quad (3)$$

где B — некоторая постоянная, $W(\omega)$ — вероятность дипольных дырочных переходов под действием света частоты ω , L — толщина обедненной области на границе GaAs, d — толщина легированной области, $\eta(\omega)$ — коэффициент поглощения света колебаниями решетки:

$$\eta(\omega) = \frac{2\omega}{c} \text{Im} \left(\varepsilon_{\text{GaAs}}^{1/2}(\omega) \right).$$

В неполярных полупроводниках, где $|E|^2$ не изменяется резко вблизи энергии оптического фонона, вид пика или провала резонанса Фано определяется вероятностью дипольных переходов носителей заряда $W(\omega)$ из основного состояния примеси в континуум. Используя формулу (3), из экспериментальных

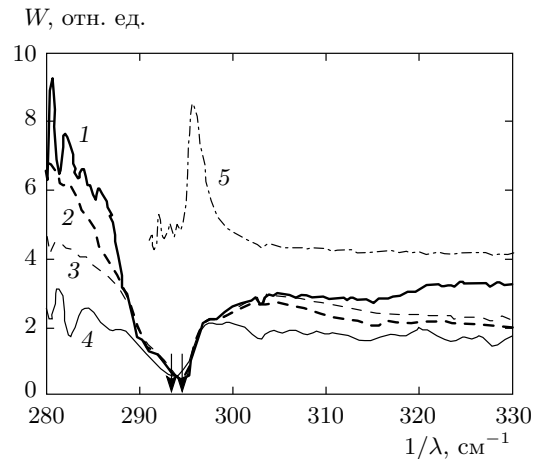


Рис. 4. Вероятности примесных дипольных переходов в объемных p -, n -GaAs и в гетероструктуре InGaAs/GaAsP с квантовыми ямами (1 — GA, 2 — 5638, 3 — 5636, 4 — 5189 (КЯ), 5 — n -GaAs), вычисленные с использованием выражений (3)–(5). Стрелками отмечены минимумы вероятностей дипольных переходов в объемном p -GaAs и в гетероструктуре

спектров на рис. 2 можно получить $W(\omega)$ для каждого образца, учитывая толщину обедненной и легированной областей. Вычисленные таким образом спектры вероятности дипольных переходов приведены на рис. 4. Область частот 270–280 см^{-1} в спектре $W(\omega)$ неинформативна из-за деления сигнала фототока на маленькую величину. Видно, что резонансу Фано в спектре $W(\omega)$ в p -GaAs соответствуют не пики, как в n -GaAs, а провалы (см. рис. 4). Характерная полуширина особенности составляет 6 см^{-1} . Заметим, что в спектрах примесной фотопроводимости Si: В резонансы Фано также проявляются в виде провалов.

Следует отметить, что энергии ионизации основного состояния достаточно сильно различаются для разных акцепторов ($E_C \sim 212 \text{ см}^{-1}$, $E_{\text{Be}} \sim 224 \text{ см}^{-1}$, $E_{\text{Zn}} \sim 243 \text{ см}^{-1}$) [6], но, несмотря на это, положение провалов определяется энергией ЛО-фонона в GaAs и ширины провалов различаются слабо.

4. РЕЗОНАНС ФАНО НА ВОЗБУЖДЕННЫХ АКЦЕПТОРНЫХ СОСТОЯНИЯХ В СПЕКТРЕ ФОТОТОКА p -GaAs

Как было отмечено выше, в спектре фототока образца GA (с наименьшей концентрацией дырок) заметны отдельные пики в области межуровневых ак-

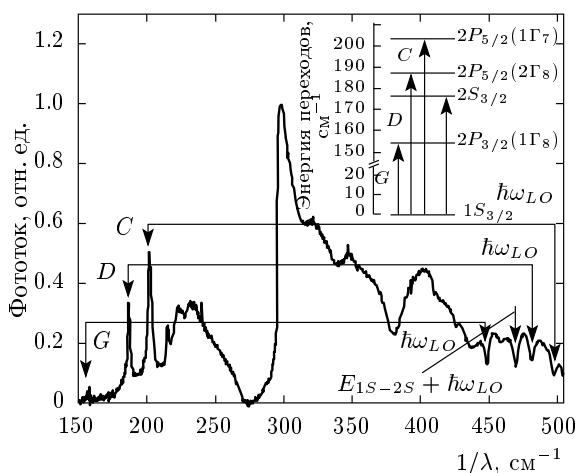


Рис. 5. Спектр фототока в образце GA. На вставке показаны энергии внутрицентровых переходов дырок в GaAs:Zn

цепторных переходов. Образец GA специально не легировался, положение пиков совпадает с линиями G, D и C для GaAs:Zn. На рис. 5 приведен общий вид спектра фототока образца GA при $T = 4.2$ К. Видно, что пики наблюдаются при энергиях 155 см^{-1} , 186 см^{-1} и 203 см^{-1} . На вставке к рис. 5 изображена схема переходов между акцепторными уровнями Zn в GaAs [6]. Кроме того, в спектре фототока этого же образца видны особенности (провалы) при энергиях, соответствующих сумме энергии LO-фонона и энергии межуровневых акцепторных переходов как детектируемых в спектре фотопроводимости [$1S_{3/2}-2P_{3/2}(1\Gamma_8^-)$, $1S_{3/2}-2P_{5/2}(2\Gamma_8^-)$, $1S_{3/2}-2P_{5/2}(1\Gamma_7^-)$], так и запрещенных ($1S_{3/2}-2S_{3/2}$). Эти особенности являются резонансами Фано, связанными с возбужденными состояниями акцептора. Подобные особенности наблюдались ранее в неполярном полупроводнике p-Si [2, 3].

Как было выяснено выше, резонансы Фано проявляются в спектре вероятности дипольных переходов p-GaAs как провалы, но резкое изменение диэлектрической проницаемости изменяет спектр прошедшей волны, поэтому в спектре фототока резонанс Фано, связанный с основным состоянием примеси (при энергии 295 см^{-1}), выглядит как широкий пик. Резонансы Фано, связанные с возбужденными состояниями примеси, лежат намного выше области остаточных лучей, не подвергаются искажениям и имеют вид узких провалов (ширина составляет около 3 см^{-1} для первого возбужденного состояния и около 4 см^{-1} для последующих).

5. РЕЗОНАНС ФАНО В СПЕКТРЕ ФОТОТОКА ГЕТЕРОСТРУКТУР p-InGaAs/GaAsP С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Исследовался спектр фототока гетероструктуры $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ с 30 квантовыми ямами InGaAs шириной 183 \AA , разделенными барьерами GaAsP толщиной 170 \AA [10]. Структура выращена изоморфно на подложке полужолирующего GaAs(001) методом газовой фазной эпитаксии при атмосферном давлении. Толщины слоев и составы твердых растворов определялись из ростовых параметров, а также из сопоставления данных рентгеноструктурного и фотолюминесцентного анализа. В такой структуре слои InGaAs оказываются сжатыми в плоскости роста структуры, а слои GaAsP — растянутыми. Квантовые ямы InGaAs легировались углеродом: два δ -слоя на расстоянии 50 \AA от каждой из гетерограниц. Измеренная холловская концентрация дырок при $T = 300$ К составляла $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на одну квантовую яму. Величина разрыва энергии края валентной зоны на гетеропереходе составляла около 80 мэВ , энергия ионизации атомов углерода в такой квантовой яме — около 20 мэВ . Спектр фотопроводимости исследуемой гетероструктуры приведен на рис. 2. Видно, что как и в случае объемного p-GaAs в спектре фототока вблизи энергии LO-фонона в GaAs наблюдается широкий пик.

Для гетероструктуры с квантовыми ямами можно также вычислить спектр амплитуды электрического поля в различных слоях. Для этого рассмотрим нормальное падение электромагнитной волны на гетероструктуру с квантовыми ямами и используем метод трансфер-матриц. Если на образец падает монохроматическая волна частотой ω и единичной амплитудой напряженности электрического поля, то в подложке, которая полагается полубесконечной, присутствует только прошедшая волна, описываемая вектором

$$s_{\text{GaAs}}(\omega) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \frac{1}{T_{2,2}},$$

где T — трансфер-матрица всей структуры, зависящая от частоты излучения и ширины квантовой ямы (d_1) и барьера (d_2):

$$T(\omega, d_1, d_2) = M_{vac}^{-1}(\omega) M_{\text{GaAsP}}(\omega) \times \\ \times [N_{\text{GaAsP}}(\omega, d_2) M_{\text{GaAsP}}^{-1}(\omega) M_{\text{InGaAs}}(\omega) \times \\ \times N_{\text{InGaAs}}(\omega, d_1) M_{\text{InGaAs}}^{-1}(\omega) M_{\text{GaAsP}}(\omega)]^N \times \\ \times N_{\text{GaAsP}}(\omega, d_2) M_{\text{GaAsP}}^{-1}(\omega) M_{\text{GaAs}}(\omega)$$

(считаем, что волна на гетероструктуру падает из вакуума). Матрицы $N_j(\omega)$ и $M_j(\omega)$ имеют вид

$$M_j(\omega) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ ik_j(\omega) & -ik_j(\omega) \end{pmatrix},$$

$$N_j(\omega, d) = \begin{pmatrix} \exp(ik_j(\omega)d) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_j(\omega)d) \end{pmatrix},$$

где $k_j(\omega) = \omega c^{-1} \varepsilon_j^{1/2}(\omega)$, а индекс « j » обозначает среду: InGaAs, GaAsP, GaAs или вакуум.

В нашем случае, когда содержание In и P в твердых растворах InGaAs (квантовая яма) и GaAsP (барьер) мало, диэлектрическую проницаемость каждого слоя можно записать в виде суммы резонансных слагаемых [11]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{n=1,2} \frac{S_n^2}{\omega_{TO_n}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_n}. \quad (4)$$

В каждом слое твердого раствора присутствуют два вида оптических фононов. Данные для величин S_i , ω_{TO_i} и γ_i взяты из работ [12–14]. В выражении для диэлектрической проницаемости (4) учтены GaAs- и GaP-подобные фононы в барьере, а также GaAs- и InAs-подобные фононы в квантовой яме.

Нас интересует напряженность электрического поля в квантовых ямах, так как именно в этих областях находятся носители заряда, локализованные на примесных центрах. Используя трансфер-матрицы, можно найти амплитуды волн в последнем тридцатом слое InGaAs:

$$E_{30}(\omega, z) = s(\omega, 30)_0 \exp(-ik_{\text{InGaAs}}z) + s(\omega, 30)_1 \exp(ik_{\text{InGaAs}}z),$$

$$s(\omega, 30) = M_{\text{InGaAs}}^{-1}(\omega) M_{\text{GaAsP}}(\omega) N_{\text{GaAsP}}(\omega, d_2) \times M_{\text{GaAsP}}^{-1}(\omega) M_{\text{GaAs}}(\omega) s_{\text{GaAs}}(\omega).$$

В первой квантовой яме гетероструктуры, содержащей 30 периодов квантовых ям и барьеров, вектор $\mathbf{s}(\omega)$ имеет вид

$$\mathbf{s}(\omega, 1) = [M_{\text{InGaAs}}^{-1}(\omega) M_{\text{GaAsP}}(\omega) N_{\text{GaAsP}}(\omega, d_2) \times M_{\text{GaAsP}}^{-1}(\omega) M_{\text{InGaAs}}(\omega) N_{\text{InGaAs}}(\omega, d_1)]^{29} \mathbf{s}(\omega, 30).$$

Сравнивая $|E(\omega, z)|^2$ в разных квантовых ямах, можно увидеть, как меняется электрическое поле по мере прохождения волны в слоистую среду. На рис. 3 приведены спектры $|E(\omega)|^2$ для гетероструктуры InGaAs/GaAsP для середины первой и тридцатой квантовых ям.

Вклад в спектр фототока дают не все 30 квантовых ям, а только те, которые находятся вне обедненной области (по нашим оценкам обедненная область составляет 5 периодов структуры), поэтому спектр имеет вид

$$J(\omega) = BW(\omega) \sum_{n=5}^{30} |E_{\text{InGaAs}}(\omega, n)|^2 / 25. \quad (5)$$

Используя выражение (5), из экспериментальных спектров на рис. 2 можно получить величину $W(\omega)$ для переходов в квантовых ямах; ее спектр представлен на рис. 4. На том же рисунке приведены спектры фотопроводимости объемного p -, n -GaAs. Видно, что в гетероструктуре с квантовыми ямами (5189) резонансу Фано так же, как и в объемном p -GaAs, соответствует не пик, а провал. Центр провала в спектре гетероструктуры сдвинут примерно на 1 см^{-1} в сторону меньших энергий по сравнению с объемным p -GaAs, что качественно согласуется с полученной в работе [14] зависимостью энергии GaAs-подобного LO-фонона от состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе в спектрах примесного фототока в объемном p -GaAs и в гетероструктуре p -InGaAs/GaAsP с квантовыми ямами обнаружены резонансы Фано, связанные с основным и с возбужденными акцепторными состояниями. Проведенные вычисления показали, что резкое изменение диэлектрической проницаемости вблизи энергий оптических фононов сильно изменяет спектр напряженности электрического поля в волне, прошедшей в полярный полупроводник. Эти изменения искажают форму наблюдаемых особенностей, связанных с резонансом Фано вблизи энергии LO-фонона. А именно, вместо провала в спектре вероятности дипольных дырочных переходов в спектре фототока наблюдается широкий асимметричный пик.

Авторы благодарят Ю. Н. Дроздова за проведенный рентгенографический анализ гетероструктуры с квантовыми ямами, С. Авдоница за предоставление образца GA.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 07-02-01307, 08-02-01126, 07-02-00549) и Гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук (МК-4580.2008.2) (грант Л. В. Гавриленко).

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
2. A. Onton, P. Fisher, and A. K. Ramdas, Phys. Rev. **163**, 686 (1967).
3. H. R. Chandrasekhar, A. K. Ramdas, and S. Rodriguez, Phys. Rev. B **14**, 2417 (1976).
4. G. D. Watkins and W. B. Fowler, Phys. Rev. B **16**, 4524 (1977).
5. K. J. Jin, J. Zhang, Z. H. Chen et al., Phys. Rev. B **64**, 205203 (2001).
6. R. F. Kirkman, R. A. Stradling, and P. J. Lin-Chung, J. Phys. C: Sol. St. Phys. **11**, 419 (1978).
7. M. Linnarsson, E. Janzen, and B. Monemar, Phys. Rev. B **55**, 6938 (1997).
8. A. Dargys and J. Kundrotas, *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs, and InP*. Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius (1994), p. 145.
9. В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, В. И. Гавриленко и др., ФТТ **50**, 1162 (2008).
10. В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, В. И. Гавриленко и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 229 (2008).
11. S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*, A. Willy Interscience Publication, New York (1992).
12. Y. S. Chen, W. Shockley, and G. L. Pearson, Phys. Rev. **151**, 648 (1966).
13. M.-E. Pistol and X. Liu, Phys. Rev. B **45**, 4312 (1992).
14. M. J. L. S. Haines and B. C. Cavenett, Appl. Phys. Lett. **55**, 849 (1989).