Физика твердого тела, 1999, том 41, вып. 2

Резонансное упругое рассеяние света квантовой ямой со статистически неровными границами

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Vladimir@polar.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 21 июля 1998 г.)

Построена теория упругого рассеяния света через состояния квазидвумерных экситонов в квантовой яме со случайно неровными стенками. Нелокальная экситонная восприимчивость выражена через случайные функции формы границ квантовой ямы с точностью до линейных членов по высоте неровностей. В борновском приближении при произвольной статистике неровностей вычислены сечения резонансного упругого рассеяния света для всех каналов, в которых начальное и конечное состояния представлены электромагнитной волной TM или TE типа. Спектральные и угловые зависимости вероятности рассеяния рассчитаны с гауссовыми корреляционными функциями неровностей. Из численных оценок следует, что упругое рассеяние в квантовых ямах должно наблюдаться при среднеквадратичной высоте неровностей порядка толщины атомного монослоя.

Многие оптические свойства низкоразмерных экситонов в структурах с квантовыми ямами находят объяснение в предположении, что гетерограницы идеально плоские [1–3]. В этом случае вторичное излучение может отклоняться только в зеркальных направлениях по отношению к падающей волне, так как сохраняется составляющая волнового вектора в плоскости квантовой ямы. Эффекты отражения и пропускания света описываются в рамках метода матриц переноса, развитого в [3] с учетом нелокальности экситонного отклика квантовых ям. Однако реальные квантовые ямы имеют неустранимые структурные несовершенства, среди которых наиболее существенными считаются случайные отклонения гетерограниц от плоскости [4]. Неровности стенок квантовой ямы делают случайно неоднородными ее ширину и поле поляризации, и, таким образом, становятся причиной рассеяния света.

Теоретическому изучению роли статистически неровных гетерограниц в оптике экситонов было посвящено сравнительно немного работ. В основном они касались неоднородного уширения экситонных спектров в структурах с квантовыми ямами [5], прохождения света [6], спектроскопии экситонной люминесценции с временным разрешением [7] и упругого рассеяния света [8]. Обычно [5–7] эффекты неровностей обсуждаются в терминах случайного "потенциала", действующего на движение центра массы экситона, причем наблюдаемые величины выражаются через статистические характеристики такого потенциала. Из-за физической неопределенности последнего, как правило, остаются без ответа важные вопросы о локализации экситонов и связи между статистическими параметрами гетерограниц и потенциальной энергии экситона.

Цель данной работы — построение теории стационарного резонансного упругого рассеяния света экситонами квантовой ямы со статистически неровными стенками. Вместо введения случайного потенциала, действующего на экситон, предлагается модельное обобщение экситонной восприимчивости, при котором явно учитывается геометрия случайно неровных границ квантовой ямы [8]. Считается, что неровности малы по высоте и имеют большой радиус корреляции в плоскости квантовой ямы, при этом их влияние на частоту перехода и волновую функцию экситона рассматривается как возмущение. Такая модель крупномасштабных флуктуаций формы границ квантовой ямы в значительной мере аналогична модели, объясняющей упругое рассеяние света шероховатой поверхностью полупроводника в области его экситонных резонансов [9].

1. Описание модели

Квантовую яму со случайно неровными границами принято рассматривать как совокупность областей (островков), в каждой из которых ширина ямы может считаться постоянной. Размеры островков в латеральных направлениях могут составлять от десятков до сотен ангстрем [4]. Поэтому поперечное сечение светового пучка в оптическом эксперименте охватывает одновременно большое число островков, которые таким образом составляют статистический ансамбль. Указанные выше структурные особенности квантовой ямы со статистически неэквивалентными границами [4] отражены в модели, показанной на рис. 1. Форма границ квантовой ямы описывается уравнениями $z = -\bar{L}/2 + \xi_1(\mathbf{R})$ и $z = \bar{L}/2 + \xi_2(\mathbf{R})$, где $\mathbf{R} = (x, y)$, $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z)$, $\bar{L}$ — средняя ширина ямы. Случайные функции $\xi_n(\mathbf{R})$ формы n-й границы раздела ($n = 1, 2$) имеют среднее значение $\langle \xi_n(\mathbf{R}) \rangle = 0$, где угловыми скобками обозначается усреднение по ансамблю $\{\xi_n(\mathbf{R})\}$. Функции

$$\xi_{\pm}(\mathbf{R}) = \xi_2(\mathbf{R}) \pm \xi_1(\mathbf{R}) \quad (1)$$

локально определяют ширину квантовой ямы

$$L(\mathbf{R}) = \bar{L} + \xi_-(\mathbf{R}) \quad (2)$$

и положение ее центра $z = \xi_+(\mathbf{R})/2$.

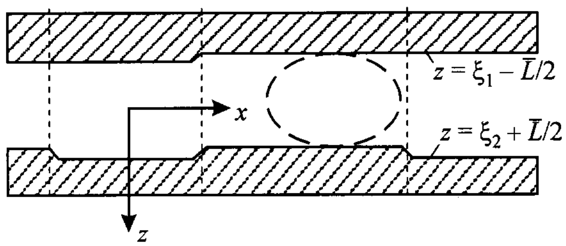

Рис. 1. Схематическое изображение квантовой ямы с неровными стенками. Области постоянной ширины ямы разделены вертикальными линиями, в одной из областей условно показан экситон.

Если поперечный радиус корреляции неровностей в плоскости ямы превосходит боровский радиус экситона, то квазидвумерный экситон сохраняет свою индивидуальность по отношению к неограниченной квантовой яме той же ширины. При этом материальное уравнение, связывающее при заданной частоте ω экситонную поляризацию $\mathbf{P}$ с полным электрическим полем $\mathbf{E}$ [10, 11], обобщается следующим образом:

$$4\pi P_\alpha(z, \mathbf{R}; \omega) = \frac{A_\alpha}{\omega_0(\mathbf{R}) - \omega - i\gamma} \psi\left(z - \frac{\xi_+(\mathbf{R})}{2}\right) \times \int dz' \psi\left(z' - \frac{\xi_+(\mathbf{R})}{2}\right) E_\alpha(z', \mathbf{R}; \omega). \quad (3)$$

Здесь введены медленные параметрические зависимости от $\mathbf{R}$ частоты экситонного перехода $\omega_0(\mathbf{R})$ и огибающей волновой функции экситона $\psi(z - \xi_+/2)$, причем последняя описывает изгиб квантовой ямы. В (3) $\psi(z) = \psi(-z)$ для основного экситонного состояния, γ — параметр нерадиационного затухания экситона, а величина A_α пропорциональна анизотропной силе осциллятора перехода [10], зависимостью которой от L [12] пренебрегаем.

В результате преобразования Фурье

$$\mathbf{E}(z; \mathbf{K}, \omega) = \int d^2R \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}) \mathbf{E}(z; \mathbf{R}, \omega) \quad (4)$$

из соотношения (3) получаем

$$4\pi P_\alpha(z; \mathbf{K}, \omega) = \int dz' \int \frac{d^2K'}{(2\pi)^2} \chi^{(\alpha)}(z, z'; \mathbf{K} - \mathbf{K}', \omega) \times E_\alpha(z'; \mathbf{K}', \omega), \quad (5)$$

где

$$\chi^{(\alpha)}(z, z'; \mathbf{K} - \mathbf{K}', \omega) = (2\pi)^2 \delta(\mathbf{K} - \mathbf{K}') \psi(z) \times \chi_0^{(\alpha)}(\omega) \psi(z') + \delta\chi^{(\alpha)}(z, z'; \mathbf{K} - \mathbf{K}', \omega). \quad (6)$$

Здесь выделена трансляционно-симметричная по $\mathbf{R}$ часть, в которой

$$\chi_0^{(0)}(\omega) = \frac{A_\alpha}{\bar{\omega}_0 - \omega - i\gamma} \equiv \frac{A_\alpha}{\Delta_0(\omega)} \quad (7)$$

описывает резонансный отклик "средней" квантовой ямы с плоскими поверхностями $z = \pm\bar{L}/2$ и частотой $\bar{\omega}_0$.

В случае малых неровностей $\langle \xi_n^2 \rangle^{1/2} \ll \bar{L}$ величину $\delta\chi^{(\alpha)}$ в (6) удобно разложить по $\xi_\pm$ с точностью до линейных членов; для этого требуется выполнение дополнительного условия $\langle \delta\omega_0^2 \rangle^{1/2} < \gamma$, где

$$\delta\omega_0(\mathbf{R}) = \omega_0(\mathbf{R}) - \bar{\omega}_0. \quad (8)$$

Случайную поправку (8) к частоте $\bar{\omega}_0$, связанную с вариацией ширины квантовой ямы (2), определим формулой

$$\delta\omega_0(\mathbf{R}) \approx \{\partial\omega_0/\partial L\}_{L=\bar{L}} \xi_-(\mathbf{R}) = -\Omega\xi_-(\mathbf{R})/\bar{L}, \quad (9)$$

справедливой при $\langle \delta\omega_0^2 \rangle^{1/2} \ll \bar{\omega}_0$. С учетом (7)–(9) находим, что в (6)

$$\delta\chi^{(\alpha)}(z, z'; \mathbf{K} - \mathbf{K}'; \omega) = \chi_0^{(\alpha)}(\omega) \sum_\sigma a_\sigma(\omega) F_\sigma(z, z') \frac{\xi_\sigma(\mathbf{K} - \mathbf{K}')}{\bar{L}}. \quad (10)$$

Здесь $\xi_\sigma(\mathbf{K})$ — результат преобразования Фурье (4) функции $\xi_\sigma(\mathbf{R})$, σ означает знак $(+)$ или $(-)$ в соответствии с выражением (1),

$$a_- = \Omega/\Delta_0(\omega), \quad F_-(z, z') = \psi(z)\psi(z'), \quad (11)$$

$$a_+ = -1,$$

$$F_+(z, z') = \frac{\bar{L}}{2} \left\{ \psi(z) \frac{d\psi(z')}{dz'} + \frac{d\psi(z)}{dz} \psi(z') \right\}. \quad (12)$$

В соотношении (3) энергия экситонного перехода, зависящая от локальной ширины квантовой ямы (2), равна

$$\hbar\omega_0(L) = E_{gap} + E_{conf}(L) - E_{bind}(L). \quad (13)$$

Здесь E_{gap} — ширина запрещенной зоны полупроводника, E_{conf} — суммарная энергия пространственного квантования несвязанных электрона и дырки, а E_{bind} — энергия их связи в экситоне. Для участка квантовой ямы (островка) с размерами $D_X \times D_Y \times L$ в модели бесконечно высоких барьеров энергия низшего уровня размерного квантования носителей определяется выражением

$$E_{conf}(L) = (\pi\hbar)^2\beta/(2\mu L^2).$$

Здесь μ — приведенная электронно-дырочная масса, а размерно-зависимая константа лежит между $\beta = 1$ (неограниченная яма с $D_X \to \infty$, $D_Y \to \infty$) и $\beta = 3$ (яма в форме куба с $D_X = D_Y = L$). Отсюда

$$\hbar\Omega_{conf} = (\pi\hbar)^2\beta/(\mu\bar{L}^2) = 2\pi^2\beta E_B(a_B/\bar{L})^2, \quad (14)$$

где E_B и a_B — энергия и радиус объемного экситона. В неограниченной квантовой яме с бесконечными барьерами энергия связи экситона $E_{bind}(L)$ как функция L

монотонно убывает от $E_{bind}(0) = 4E_B$ до $E_{bind}(\infty) = E_B$, при этом $\hbar\Omega_{bind} \approx E_B$. Поэтому $\Omega_{bind} \ll \Omega_{conf}$ при $\bar{L} \approx a_B$, и $\Omega \approx \Omega_{conf}$ в (9). В квантовых ямах GaAs для экситона тяжелой дырки $1e{-}1hh$ величина $\hbar\Omega_{conf}$ уменьшается примерно от $1.5 \cdot 10^2$ meV при $\bar{L} = 100$ Å до 20 meV при $\bar{L} = 300$ Å, а для экситона легкой дырки $1e{-}1lh$ она примерно в $\mu_{hh}/\mu_{lh} \approx 1.4$ раз больше. В свою очередь, в интервале $100 < \bar{L} < 300$ Å величина $\hbar\Omega_{bind} \approx 2$ meV для экситона $1e{-}1hh$ и примерно а $\mu_{hh}/\mu_{lh} \approx 1.4$ раз меньше для состояния $1e{-}1lh$. Эти выводы нетрудно подтвердить и для барьеров конечной высоты, используя зависимости $\hbar\Omega_{bind}(L)$ из [13] и соответствующие $\hbar\Omega_{conf}(L)$, но Ω в (9) несколько уменьшается из-за туннелирования носителей под барьер. Заметим также, что в резонансном знаменателе выражения (3) был опущен связанный с пространственной дисперсией экситонов член $\hbar\kappa^2/[2(m_e + m_h)]$, который мал по сравнению с $\langle\delta\omega_0^2\rangle^{1/2}$.

Таким образом, сформулирована модель, в которой экситонная восприимчивость квантовой ямы и связанные с ней наблюдаемые оптические величины выражаются непосредственно через статистические характеристики гетерограниц. В дальнейшем восприимчивость (6) рассматривается как возмущение, причем вклад (7) в нее учитывается самосогласованно, а (10) — в первом порядке теории возмущений по высоте неровностей.

2. Электродинамика "средней" квантовой ямы

Предположим, что в среде с фоновой диэлектрической постоянной ε_b на квантовую яму под углом θ к нормали (ось z) падает монохроматическая (с частотой ω) волна с электрическим полем

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_\lambda \cdot E_\lambda^{inc} \exp[-i\omega t + i(\kappa x + k_z z)]. \qquad (15)$$

Здесь $\mathbf{K} = \kappa\mathbf{e}_x$, $\kappa = \sqrt{\varepsilon_b}\, k_0 \sin\theta$ и $k_z(\kappa) = \sqrt{\varepsilon_b k_0^2 - \kappa^2}$, $k_0 = \omega/c$, c — скорость света. Индекс λ обозначает линейные поляризации p (TM волна) или s (TE волна), для которых орты $\mathbf{e}_\lambda$ в (15) равны $\mathbf{e}_p = (cos\theta,\ 0,\ -\sin\theta)$ и $\mathbf{e}_s = (0,\ 1,\ 0)$ соответственно.

Уравнения электродинамики для электрического поля $\mathbf{E}(z; \mathbf{K}, \omega)$ и функцией Грина $G_{\alpha\beta}(z, z'; \mathbf{K}, \omega)$ с учетом нелокального отклика (6) при $\delta\chi^{(\alpha)} = 0$ решаем самосогласованно, следуя обычной процедуре [3, 11, 14]. Это дает, в частности, комплексную частоту $\omega_\alpha(\kappa) - i\Gamma_\alpha(\kappa) - i\gamma$ квазидвумерного экситона с учетом электромагнитной перенормировки. Скорость радиационного распада экситона выражается в виде [14]

$$\Gamma_\alpha(\kappa) = \Gamma_\alpha^0 f_\alpha(\kappa),$$

$$\mathbf{f} = \Big\{ |\cos\theta|, |\cos\theta|^{-1}, |\cos\theta|^{-1} - |\cos\theta| \Big\} I_c^2(\kappa)/I_c^2(0), \qquad (16)$$

где Γ_α^0 — скорости радиационного распада экситона при нормальном падении, анизотропия которых учитывается в следующей форме: $\Gamma_X^0 = \Gamma_Y^0 = \Gamma_\parallel^0 \neq \Gamma_\perp^0 = \Gamma_Z^0$ [10, 11]. Радиационные сдвиги соответствующих частот экситонного перехода $\omega_\alpha(\kappa)$ относительно $\bar{\omega}_0$ незначительны [3, 14], поэтому далее будет учитываться только расщепление частот $\omega_Z - \omega_X = 2\Gamma_Z^0 I_0/[\sqrt{\varepsilon_b} k_0 I_c^2(0)]$, имеющее электромагнитную природу. Здесь $I_c(\kappa) = \int dz \cos[k_z(\kappa)z]\psi(z) = \int dz \exp[\pm i k_z z]\psi(z)$ и $I_0 = \int dz \psi^2(z)$, причем $I_c(\kappa)/I_c(0) \approx 1$ в длинноволновом приближении $k_z\bar{L} \ll 1$ рассматриваемой далее задачи рассеяния.

3. Рассеяние света неровностями интерфейсов

При учете (1) в первом порядке теории возмущений по ξ_n (борновское приближение) для электрического поля рассеянного света получаем

$$\mathcal{E}_\alpha(\mathbf{r}, \omega) = -k_0^2 \sum_\beta \chi_0^{(\beta)}(\omega) \int \frac{d^2K'}{(2\pi)^2} \exp(i\mathbf{K}' \cdot \mathbf{R})$$
$$\times \sum_\sigma a_\sigma \frac{\xi_\sigma(\mathbf{K}' - \mathbf{K})}{L} \int dz' G_{\alpha\beta}(z, z'; \mathbf{K}', \omega)$$
$$\times \int dz'' F_\sigma(z', z'') E_\beta(z''; \mathbf{K}, \omega). \qquad (17)$$

Здесь $\mathbf{K} = \mathbf{e}_x\kappa$ и $\mathbf{K}' = (\mathbf{e}_x \cos\varphi' + \mathbf{e}_y \sin\varphi')\kappa'$ — двумерные составляющие волновых векторов падающей и рассеянной плоских волн с $(\kappa, \kappa') = \sqrt{\varepsilon_b} k_0 (\sin\theta, \sin\theta')$ соответственно, а $G_{\alpha\beta}(z, z'; \mathbf{K}', \omega)$ — компоненты тензорной функции Грина, обсуждавшейся в разделе 2.

Вычислим вектор Пойнтинга для поля (17) рассеянного света и усредним результат по ансамблям реализаций $\{\xi_n\}$. В асимптотической области $|z| \to \infty$ это дает

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle = \frac{c\sqrt{\varepsilon_b} k_0^4}{8\pi} Re \Bigg\{ \int \frac{d^2K'}{(2\pi)^2} \mathbf{N}(\mathbf{K}')$$
$$\times \sum_{\alpha,\beta,\gamma} \int dz_1 \dots dz_4 G_{\alpha\beta}(z, z_1; \mathbf{K}') \chi_0^{(\beta)} E_\beta(z_3; \mathbf{K})$$
$$\times [G_{\alpha\gamma}(z, z_2; \mathbf{K}') \cdot \chi_0^{(\gamma)} \cdot E_\gamma(z_4; \mathbf{K})]^*$$
$$\times \sum_{\sigma,\tau} \frac{Q_{\sigma\tau}(\mathbf{K}' - \mathbf{K})}{L^2} a_\sigma a_\tau^* F_\sigma(z_1, z_3) F_\tau(z_2, z_4) \Bigg\}, \qquad (18)$$

где $\mathbf{N}(\mathbf{K}) = \Big\{ \mathbf{K}/(\sqrt{\varepsilon_b} k_0) + \mathbf{e}_z |\cos\theta| \mathrm{sgn}(z) \Big\}$. Матричные элементы $Q_{\sigma\tau}(\mathbf{K})$ выражаются через функции $g_{mn}(|\mathbf{K}|)$, которые входят в фурье-компоненты

$$\langle \xi_m(\mathbf{K}') \xi_n(\mathbf{K}) \rangle = h_m h_n g_{mn}(|\mathbf{K}|)(2\pi)^2 \delta(\mathbf{K}' - \mathbf{K}) \qquad (19)$$

корреляционных функций

$$\langle \xi_m(\mathbf{R}) \xi_n(\mathbf{R}') \rangle = h_m h_n g_{mn}(|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|). \qquad (20)$$

Выражения (19) и (20) предполагают, что неровности границ квантовой ямы в среднем однородны и изотропны в плоскости квантовой ямы. В (20) $h_n^2 = \langle \xi_n^2(\mathbf{R}) \rangle$ и $g_{mn}(|\mathbf{R}|) = \langle \xi_m(\mathbf{R})\xi_n(0)\rangle / h_m h_n$ суть дисперсия высоты неровностей и функция корреляции их формы, причем $\int d^2K g_{mn}(\mathbf{K})/(2\pi)^2 = 1$ для фурье-компонент.

Анализ выражения (18) показывает [8], что вклад в рассеяние, обусловленный изгибом квантовой ямы, может существенно проявиться только при $\xi_1 = \xi_2$, т. е. в случае коррелированных границ. В общем случае $\xi_1 \neq \xi_2$ доминирует вклад в рассеяние, связанный с пространственным изменением ширины квантовой ямы (энергии размерного квантования носителей). Действительно, во-первых, вблизи резонансной частоты $|\Delta_\alpha| \approx \gamma + \Gamma_\alpha \ll \Omega$, и следовательно $|a_-/a_+| \approx \Omega/\gamma \gg 1$ в (11) и (12) (вдали от резонанса рост величин $|\Delta_\alpha|$ ограничивается такими же знаменателями функций E_α и $G_{\alpha\beta}$, входящих в выражение (18)). Во-вторых, вклад с $\sigma = (+)$ в (17) имеет дополнительный параметр малости $\sim \sqrt{\varepsilon_b} k_0 \bar{L} \ll 1$, возникающий при свертке функций электромагнитного поля, имеющих фазовые множители $\exp(\pm i k_z z)$, с функциями $d\psi(z)/dz$ из (12).

Перейдем, следуя работам [9, 15], к дифференциальной величине (18) и нормируем ее на модуль вектора Пойнтинга падающей волны $S_\lambda^{inc} = c\sqrt{\varepsilon_b}|E_\lambda^{inc}|^2 \cos\theta/(8\pi)$. При этом учитываем только вклад, связанный с изменением ширины квантовой ямы, т. е. $\sigma = \tau = (-)$ в (18). Тогда для безразмерных дифференциальных сечений рассеяния света из начального состояния $(\lambda, \mathbf{K})$ в конечное $(\lambda', \mathbf{K}')$ находим

$$\frac{dw(s \to s)}{d\Omega'} = |L_Y(\kappa')|^2 |L_Y(\kappa)|^2 W(\mathbf{K}'\mathbf{K}) \cos^2\varphi', \qquad (21)$$

$$\frac{dw(s \to p)}{d\Omega'} = |L_X(\kappa')|^2 |L_Y(\kappa)|^2 W(\mathbf{K}', \mathbf{K}) \sin^2\varphi', \qquad (22)$$

$$\frac{dw(p \to s)}{d\Omega'} = |L_Y(\kappa)'|^2 |L_X(\kappa)|^2 W(\mathbf{K}'\mathbf{K}) \sin^2\varphi', \qquad (23)$$

$$\frac{dw(p \to p)}{d\Omega'} = \Big\{ |L_X(\kappa')|^2 |L_X(\kappa)|^2 \cos^2\varphi' + |L_Z(\kappa')|^2 \times |L_Z(\kappa)|^2 + 2Re\Big[L_X(\kappa') L_Z^*(\kappa') L_X(\kappa) \times L_Z^*(\kappa)\Big] \operatorname{sgn}(z) \cos\varphi' \Big\} W(\mathbf{K}'\mathbf{K}). \qquad (24)$$

Здесь $d\Omega' = \sin\theta' d\theta' d\varphi'$ — элемент телесного угла для рассеяния, а функции

$$L_\alpha(\kappa, \omega) = \frac{\sqrt{\Omega \cdot \Gamma_\alpha(\kappa)}}{\omega_\alpha(\kappa) - i\Gamma_\alpha(\kappa) - i\gamma - \omega} \equiv \frac{\sqrt{\Omega \cdot \Gamma_\alpha(\kappa)}}{\Delta_\alpha(\kappa, \omega)} \qquad (25)$$

с параметрами, определенными в разделе 2, описывают резонансные особенности возбуждения квазидвумерных экситонов и излучения фотонов.

Статистические характеристики неровностей входят в величины

$$W(\mathbf{K}', \mathbf{K}) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_b} k_0}{L} \right)^2 \times \Big\{ h_1^2 g_{11} + h_2^2 g_{22} - h_1 h_2 [g_{12} + g_{21}] \Big\}, \qquad (26)$$

где $g_{mn}(|\mathbf{K}' - \mathbf{K}|)$ — функции из выражения (19).

4. Влияние поверхности образца

В эксперименте образцы ограничены, а свет падает из вакуума и там же регистрируется вторичное излучение. В случае плоской поверхности полупроводника доступными для измерений в вакууме оказываются только те из рассмотренных выше волн, которые удовлетворяют условиям $\theta, \theta' < \arcsin\sqrt{1/\varepsilon_b}$. Теперь рассмотрим реальную ситуацию, когда квантовая яма с центром $z = 0$ расположена вблизи границы раздела $z = -D$ между диэлектриком (вакуумом) и полупроводником, фоновые диэлектрические постоянные которых равны $\varepsilon_1(z < -D)$ и $\varepsilon_2 = \varepsilon_b$ $(z > -D)$ соответственно. При этом, например, при учете только изменения ширины ямы формуле (21) соответствует следующее выражение:

$$\frac{d\tilde{w}(s \to s)}{d\tilde{\Omega}'} = \frac{\cos\theta |\cos\theta'|}{\cos\tilde{\theta} |\cos\tilde{\theta}'|} |t_s(\kappa')|^2 |t_s(\kappa)|^2 \times \frac{\Omega\Gamma_Y(\kappa')}{|\tilde{\Delta}_Y(\kappa')|^2} \frac{\Omega\Gamma_Y(\kappa)}{|\tilde{\Delta}_Y(\kappa)|^2} \times W(\mathbf{K}', \mathbf{K}) \cos^2\varphi', \qquad (27)$$

относящееся к рассеянию типа $s \to s$ из полупроводника. В (27) $d\tilde{\Omega}' = \sin\tilde{\theta}' d\tilde{\theta}' d\varphi'$, причем полярный угол $\tilde{\theta}$ волны, распространяющейся в диэлектрике, связан с углом θ той же волны в полупроводнике законом преломления света $\kappa/k_0 = \sqrt{\varepsilon_b}\sin\theta = \sqrt{\varepsilon_1}\sin\tilde{\theta}$, $k_n(\kappa) = \sqrt{\varepsilon_n k_0^2 - \kappa^2}$ (где $n = 1, 2$), а $t_s(\kappa) = 2k_1/(k_1 + k_2)$ — коэффициент пропускания s — поляризованной волны поверхностью полупроводника. Во входящих в (27) резонансных знаменателях

$$\tilde{\Delta}_Y(\kappa) = \Delta_Y(\kappa) + i\Gamma_Y(\kappa) r_s(\kappa) \exp(2ik_2 D) \qquad (28)$$

второе слагаемое включает дополнительные радиационные поправки к частоте и затуханию экситона по сравнению со знаменателем $\Delta_Y(\kappa)$ из (25). Эти поправки обусловлены интерференционным полем между квантовой ямой и поверхностью образца, а их величина определяется коэффициентом отражения $r_s(\kappa) = (k_1 - k_2)/(k_1 + k_2)$. Как следствие, частота экситонного резонанса и его радиационное затухание, определяющие, согласно (27), положение спектральных пиков и их интенсивность могут испытывать осцилляции, сопоставимые по величине с Γ_Y^0. Период этих осцилляций определяется фазой

$2k_2D = 2k_0D\sqrt{\varepsilon_b - \varepsilon_1 \sin^2\tilde{\theta}}$, т.е. он зависит от угла падения $\tilde{\theta}$ (рассеяния $\tilde{\theta}'$) света и расстояния между квантовой ямой и поверхностью образца D. Из-за изменения коэффициента отражения света в случае p-поляризованной компоненты поля этот эффект модифицируется.

5. Обсуждение результатов

Принципиально важной особенностью полученных выражений (21)–(24) и (27) является их зависимость от параметров неровностей через корреляционные функции (19), (20) и (26). Формально эти выражения применимы к малым неровностям с любой статистикой. Однако тип статистики для реальных гетерограниц неизвестен, поэтому в оценках используются гауссовы корреляционные функции с

$$g_{mn}(|\mathbf{R}-\mathbf{R}'|) = \exp(-|\mathbf{R}-\mathbf{R}'|^2/\Lambda_{mn}^2), \qquad (29)$$

где Λ_{mn} — поперечный радиус корреляции. Гауссова статистика типична для систем с большим числом независимых слабых рассеивателей. Более того, изучение упругого рассеяния света в области экситонных резонансов показало [9], что гауссова статистика пригодна для описания ростовых шероховатых поверхностей полупроводников. Используя (29) в (19), (20) и полагая для простоты, что $g_{mm} = g$, $g_{mn} = gU$, $h_n = h$ и $\Lambda_{mn} = \Lambda$, величину (26) получаем в виде

$$W_G(\mathbf{K}',\mathbf{K}) = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_b}k_0h\Lambda}{L}\right)^2 \times \exp\left(-\frac{|\mathbf{K}-\mathbf{K}'|^2\Lambda^2}{4}\right)(1-U). \qquad (30)$$

На рис. 2 и 3 представлены результаты численного расчета сечений $dw(\lambda\to\lambda)/d\Omega'$ по формулам (21) для $s\to s$ и (24) для $p\to p$ рассеяния света квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. В качестве $W(\mathbf{K}',\mathbf{K})$ использованы функции (30) с $U=0$, соответствующие некоррелированным границам квантовым ямы, для которых $\langle\xi_m\xi_n\rangle = 0$, если $m\neq n$. Показанные на рис. 2 и 3 величины относятся к рассеянию через состояние экситона легкой дырки $1e{-}1lh$, для которого $\Gamma_Z^0\neq 0$, в отличие от экситона $1e{-}1hh$ с $\Gamma_Z^0\equiv 0$ [10, 11]. Спектры рассеяния (рис. 2) имеют резонансные особенности на частотах экситонов, причем в случае рассеяния $p\to p$ (рис. 2, b) возможно два резонансных состояния с частотами $\omega_X\neq\omega_Z$, но последний резонанс исчезает при $\theta\to 0$ или $\theta'\to 0$, когда $\Gamma_Z(\kappa)\to 0$ в соответствии с (16).

Интенсивность вторичного излучения как функция полярного угла рассеяния θ' (рис. 3) сильно зависит как от поляризации ($s\to s$ на рис. 3, a или $p\to p$ на рис. 3, b), так и от поперечного радиуса корреляции неровностей Λ. При $\Lambda < 1/k_0$ рассеяние в значительной мере изотропно по θ', и основная часть однократно рассеянного света остается внутри полупроводника, отражаясь в него от плоской поверхности. Напротив, при $\Lambda > 1/k_0$ излучение концентрируется в сравнительно небольшом угле вблизи направления зеркального отражения, и поэтому основная часть его может выйти из полупроводника.

Целесообразно сравнить величину вычисленных вероятностей рассеяния (рис. 2) с результатами измерений

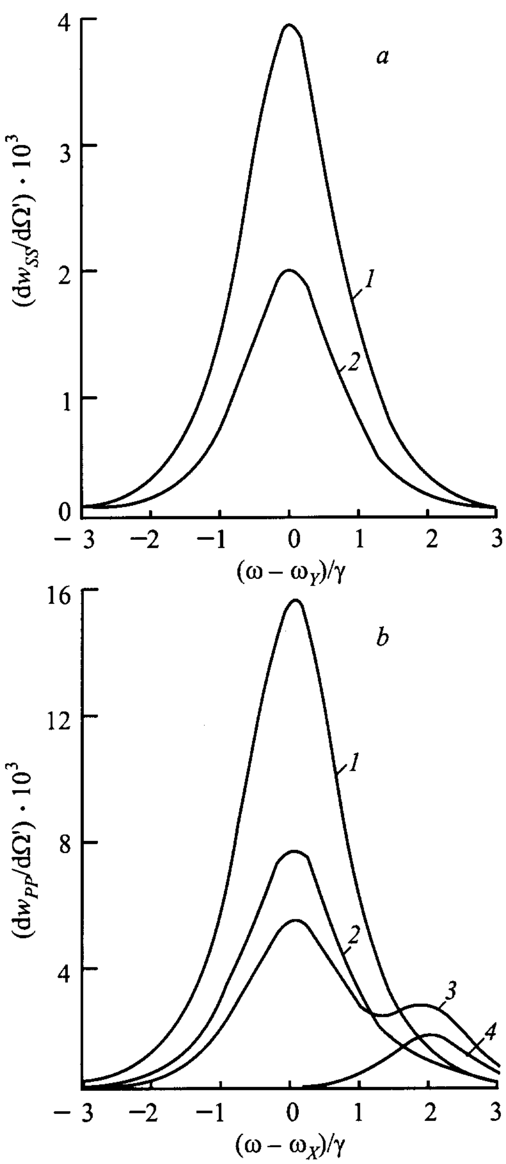

Рис. 2. Безразмерные сечения упругого рассеяния $dw/d\Omega'$ (a) типа $s\to s$ в зависимости от $(\omega-\omega_Y)/\gamma$ при $\Lambda = 500$ Å и (b) типа $p\to p$ в зависимости от $(\omega-\omega_X)/\gamma$ при $\Lambda = 1000$ Å. Рассчитано с $\hbar\Omega = 50$ meV и $h = 2$ Å, $\bar{L} = 140$ Å, $U = 0$ в формуле (30). Кривые соответствуют следующим наборам углов $(\theta,\theta',\varphi')$ в градусах: (a) *1* — (0, 5, 0), *2* — (0, 5, 45) и (b) *1* — (5, 10, 0), *2* — (10, 10, 45), *3* — (10, 30, 45), *4* — (10, 30, 90). Использованы следующие параметры экситона легкой дырки $1e{-}1lh$ в квантовой яме GaAs/AlGaAs: $\hbar\gamma = 1$ meV, $\hbar(\omega_Z-\omega_X) = 2$ meV, $\hbar\Gamma_X^0 = \hbar\Gamma_Y^0 = \hbar\Gamma_Z^0/4 = 0.25$ meV (при $\theta=\theta'=0$) и $\varepsilon_b = 12.5$.

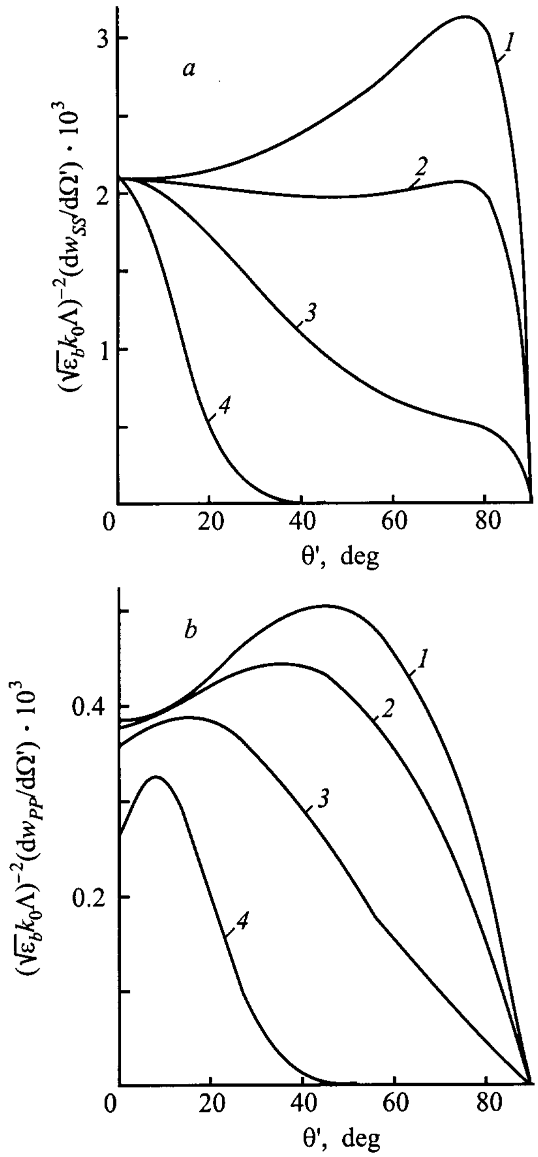

Рис. 3. Зависимости от угла θ' нормированных безразмерных сечений рассеяния $(\sqrt{\varepsilon_b}k_0\Lambda)^{-2}dw/d\Omega'$ (a) типа $s \to s$ при $\omega = \omega_Y$, $\theta = 0$, $\varphi' = 0$ и (b) типа $p \to p$ при $\omega = (\omega_X + \omega_Z)/2$, $\theta = 10^0$, $\varphi' = 45°$. Кривые соответствуют следующим значениям параметра $\sqrt{\varepsilon_b}k_0\Lambda$: *1* — 0.42 ($\Lambda = 150$ Å), *2* — 1.4 ($\Lambda = 500$ Å), *3* — 2.8 ($\Lambda = 1000$ Å), *4* — 7 ($\Lambda = 2500$ Å). Остальные параметры те же, что на рис. 2.

аналогичных экситонных спектров для статистически шероховатых поверхностей полупроводников [9]. Сравнение приводит к выводу, что рассмотренные выше эффекты должны быть наблюдаемы по интенсивности для квантовых ям, имеющих неровности со среднеквадратичной высотой больше, чем 1 Å. Теоретические оценки вероятности рассеяния можно существенно повысить, увеличивая множитель $(h\Lambda/\overline{L})^2$ в (30), однако при этом следует иметь в виду принципиальное условие $\Omega h/\overline{L} \ll \gamma$ применимости построенной выше теории возмущений. Нарушение этого условия означало бы необходимость перехода к модели нерезонансных (локализованных в плоскости квантовой ямы) состояний экситонных поляритонов.

Итак, мы выразили нелокальную экситонную восприимчивость и интенсивность резонансного упругого рассеяния света непосредственно в статистических терминах, характеризующих неровные границы квантовой ямы. В представленной теории эффекты случайных неровностей, ответственные за появление упругого рассеяния света, отделены от эффектов "средней" квантовой ямы, проявляющихся в отражении и пропускании света [3]. Показано, что из двух рассмотренных выше механизмом рассеяния, которые связаны соответственно с вариацией ширины квантовой ямы и с ее изгибом, в общем случае существенным оказывается только первый. Из численных оценок следует, что дифференциальное сечение (вероятность) резонансного упругого рассеяния света в квантовой яме может значительно превышать существующий уровень экспериментальной наблюдаемости [9], если неровности имеют среднеквадратичную высоту атомного масштаба. Поскольку вклады отдельных неровностей гетерограниц в рассеяние света суммируются (с учетом фазовых множителей), то в структурах со многими квантовыми ямами можно ожидать значительного усиления описанных выше эффектов.

Работа была поддержана РФФИ (грант № 96-02-17929).

Список литературы

[1] S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla, D.A.B. Miller. Adv. Phys. **38**, *2*, 89 (1989).
[2] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and other Heterostructures. Symmetry and optical phenomena. Springer Series in Solid State Sciences. Springer–Verlag, Berlin (1995) V. 110.
[3] В.А. Кособукин. ФТТ **34**, *10*, 3107 (1992); Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. ФТТ **36**, *8*, 2118 (1994).
[4] Ф. Бехштедт, Р.Эндерлайн. Поверхности и границы раздела полупроводников. Мир, М. (1990). 484 с.; J. Singh, K.K. Bajaj, S. Chaudhuri. Appl. Phys. Lett. **44**, *8*, 804 (1984).
[5] J. Humlicek, E. Schmidt, L. Bocanek, R. Svehla, K. Ploog. Phys. Rev. **B48**, *8*, 5241 (1993); S. Glutsch, F. Bechstedt. Phys. Rev. **B50**, *11*, 7733 (1994).
[6] T. Stroucken, A. Knorr, C. Anthony, A. Schulze, P. Thomas, S.W. Koch, M. Koch, S.T. Cundiff, J. Feldmann, E.O. Gobel. Phys. Rev. Lett. **74**, *12*, 2391 (1995).
[7] R. Zimmermann. Nuovo Cimento **17D**, *11–12*, 1801 (1995); D.S. Citrin. Phys. Rev. **B54**, *20*, 14572 (1996); R. Zimmermann, E. Runge, F. Grosse. Proc. 23-rd Int. Conf. Phys. Semicond. / Ed. M. Scheffler and R. Zimmermann. World Scientific (1996) P. 1935.
[8] V.A. Kosobukin. Sol. Stat. Com. **108**, *2*, 83 (1998).

[9] В.А. Кособукин, А.В. Селькин. Письма в ЖЭТФ **44**, *8*, 377 (1986); Sol. Stat. Com. **66**, *3*, 313 (1988); В.А. Кособукин, М.И. Сажин, А.В. Селькин. ФТТ **32**, *4*, 1023 (1990); Sol. Stat. Com. **94**, *11*, 947 (1995).

[10] L.C. Andreani, F. Bassani. Phys. Rev. **B41**, *11*, 7536 (1991).

[11] Е.Л.Ивченко. ФТТ **33**, *8*, 2388 (1991).

[12] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, P.S. Kop'ev, V.A. Kosobukin, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev. Sol. Stat. Com. **70**, *5*, 529 (1989).

[13] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. Phys. Rev. **B26**, *2*, 1974 (1982); R.L. Greene, K.K. Bajaj, D.E. Phelps. Phys. Rev. **B29**, *4*, 1807 (1984); M. Matsuura, Y. Shinozuka. J. Phys. Soc. Jpn. **53**, *9*, 3138 (1984).

[14] V.A. Kosobukin. Phys. Stat. Sol. (b) **208**, *1*, 271 (1998).

[15] A.A. Maradudin, D.L. Mills. Phys. Rev. **B11**, *4*, 1392 (1975); D.L. Mills, A.A. Maradudin. Phys. Rev. **B12**, *8*, 2943 (1975).