

03

Эффекты пространственной дисперсии при внутризонных переходах в структурах с квантовыми ямами

© Л.Е. Голуб, Ф.В. Порубаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: golub@coherent.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 25 апреля 2013 г.)

Исследованы эффекты пространственной дисперсии в отражении света от структур с квантовыми ямами различной симметрии. Показано, что при наклонном падении линейно-поляризованного света на систему симметрии $C_{\infty v}$ у отраженной волны появляется циркулярная поляризация. При падении на структуру D_{2d} симметрии $s(p)$ -поляризованного света у отраженной волны появляется $p(s)$ -компонента, а в случае точечной симметрии C_{2v} это явление имеет место и при нормальном падении. В магнитном поле, лежащем в плоскости структуры, магнито-пространственная дисперсия приводит к такой же конверсии поляризации. Построены зависимости поляризационно-чувствительных коэффициентов отражения от угла падения. Микроскопически гиротропные вклады в диэлектрическую проницаемость структур с квантовыми ямами рассчитаны для внутризонного диапазона частот. Оценки показывают, что эффекты пространственной дисперсии в таких системах могут наблюдаться экспериментально.

Работа поддержана РФФИ, фондом „Династия“ — МЦФФМ, программой „Ведущие научные школы“ (проект 5442.2012.2) и европейскими проектами SPANGL4Q и POLAPHEN.

1. Введение

В твердых телах имеет место пространственная дисперсия: электрическая поляризация в точке \mathbf{r} определяется значением вектора напряженности электрического поля не только в той же точке, но и в ее окрестности. Другими словами, поляризация определяется как напряженностью поля, так и ее пространственными производными. В результате диэлектрическая проницаемость зависит от волнового вектора света \mathbf{q} . Пространственная дисперсия первого порядка, описываемая линейными по \mathbf{q} вкладами в диэлектрическую проницаемость, называется гиротропией, а соответствующие среды — гиротропными [1–5]. Одно из проявлений гиротропии — естественная оптическая активность, то есть вращение плоскости линейной поляризации света, пропускаемого через среду. Однако этим явлением гиротропные эффекты не исчерпываются. Например, есть так называемые „слабогиротропные“ среды, не обладающие естественной оптической активностью, несмотря на то, что их диэлектрическая проницаемость содержит линейные по \mathbf{q} слагаемые. В таких средах гиротропия проявляется в отражении света. А именно, линейно поляризованный свет при отражении от гиротропной среды становится эллиптически поляризованным, так что можно измерять степень его круговой поляризации и степень линейной поляризации вдоль оси, ортогональной исходной. При падении на такую среду света круговой поляризации отраженный свет также эллиптически поляризован, что регистрируется по степени его линейной поляризации. Подобные оптические эффекты возможны в средах такой симметрии, при которой какие-либо компоненты вектора преобразуются по тем же неприводимым пред-

ставлениям, что и компоненты псевдовектора. С точки зрения их симметрии учет волнового вектора света \mathbf{q} эквивалентен появлению в среде псевдовектора, который можно интерпретировать как эффективное магнитное поле, приводящее к поляризационно-зависимым эффектам.

Периодические структуры с квантовыми ямами с периодом, много меньшим длины волны света, могут быть описаны в формализме диэлектрической проницаемости [6]. Группа точечной симметрии практически любой такой системы является гиротропной. Действительно, структурно-асимметричные квантовые ямы могут быть описаны точечной группой $C_{\infty v}$. Если система структурно-симметрична, но выращена из материалов с решеткой цинковой обманки вдоль кубической оси, то ее точечная симметрия D_{2d} . При наличии обоих факторов симметрия понижается до C_{2v} . Во всех трех случаях имеются линейные по \mathbf{q} вклады в диэлектрическую проницаемость системы, причем в первом имеет место слабая гиротропия, а в двух оставшихся есть естественная оптическая активность.

Еще один класс эффектов, обусловленных пространственной дисперсией — это необычные поляризационно-зависимые явления, проявляющиеся во внешнем магнитном поле \mathbf{B} . Такая магнито-пространственная дисперсия, описываемая билинейными по компонентам \mathbf{B} и \mathbf{q} слагаемыми в диэлектрической проницаемости, также проявляется в виде изменения поляризации отраженного света. Для магнито-пространственной дисперсии необходимо отсутствие центра инверсии в системе, что имеет место почти во всех структурах с квантовыми ямами.

Гиротропные эффекты исследовались в теллуре [7,8], в объемных полупроводниках со структурой вюрцита в

области экситонных резонансов [9,10] и в деформированном GaAs для межзонных переходов [11] или на поверхности полупроводника [12]. Магнитопространственная дисперсия изучена как в A_2B_6 , так и в A_3B_5 объемных полупроводниках [13,14]. Недавно теория гиротропии была построена для нецентросимметричных металлов [15] в связи с экспериментальными исследованиями в купратных высокотемпературных сверхпроводниках [16], которые могут переходить в гиротропную фазу [17], а также для межподзонных переходов в структурах с квантовыми ямами [18]. Микроскопические модели в этих работах связывали линейные по \mathbf{q} вклады в диэлектрическую проницаемость с линейными по волновому вектору спин-орбитальными расщеплениями энергетического спектра носителей или экситонов. Однако в области внутризонных переходов спин-орбитальный механизм неэффективен. Исследования фотогальванических эффектов в квантовых ямах, также обусловленных их гиротропией, показывают, что при внутризонном поглощении типа Друдэ ее основная микроскопическая причина — линейные по импульсу электрона слагаемые в вероятности упругого рассеяния [19].

В данной работе мы изучим эффекты пространственной дисперсии в отражении света от структур с квантовыми ямами. Мы также микроскопически рассчитаем гиротропные и магнито-пространственные вклады в диэлектрическую проницаемость таких систем, которые обусловлены их структурной асимметрией. Будет рассмотрен диапазон излучения, соответствующий внутри подзонному поглощению света.

2. Отражение света от структуры с квантовыми ямами

Гиротропия описывается линейными по \mathbf{q} слагаемыми в тензоре диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta}^{(0)} + i\gamma_{\alpha\beta\nu}q_\nu, \quad (1)$$

где тензор третьего ранга $\gamma_{\alpha\beta\nu} = -\gamma_{\beta\alpha\nu}$ антисимметричен по первым двум индексам согласно принципу Онзагера [20]. Отличные от нуля компоненты этого тензора определяют пространственную симметрию системы, поэтому далее будут последовательно исследованы различные типы симметрии структур с квантовыми ямами.

А. $C_{\infty v}$ -симметрия. Рассмотрим отражение от одноосной структуры с асимметричными квантовыми ямами. Точечная симметрия такой системы $C_{\infty v}$, и тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & i\gamma q_x \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & i\gamma q_y \\ -i\gamma q_x & -i\gamma q_y & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь ось z направлена по нормали к структуре, оси x и y лежат в плоскости квантовых ям, а γ — единственная линейно-независимая гиротропная постоянная.

Рассмотрим падение света под углом θ к нормали на такую среду. Обозначим плоскость падения за (xz) ось, z направим в глубину образца. Вектор напряженности падающей волны имеет вид

$$\mathbf{E}_i = (E_p \cos \theta, E_s - E_p \sin \theta),$$

где E_s и E_p — амплитуды s - и p -поляризованных компонент падающего света. Без учета гиротропии собственными волнами в одноосной среде с диэлектрической проницаемостью (2) являются линейно-поляризованные обыкновенный и необыкновенный лучи. При $\gamma \neq 0$ у собственных волн появляется эллиптичность [21]. Поскольку тензор (2) содержит только компоненты волнового вектора фотона в плоскости структуры, которые непрерывны, поправки к граничным условиям Максвелла, связанные с гиротропией, не возникают [10]. Находя электрическое поле с помощью обычных граничных условий, получим, что отраженная волна имеет вид

$$\mathbf{E}^R = (r_{pp}E_p \cos \theta, r_{ss}^{(0)}E_s, r_{pp}E_p \sin \theta),$$

где $r_{ss}^{(0)}$ — френелевский коэффициент отражения s -поляризованной волны, а к соответствующему коэффициенту для p -поляризации $r_{pp}^{(0)}$ появляется комплексная поправка. В первом порядке по малому параметру $\gamma k_0 \ll 1$, $|\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}|$ имеем

$$r_{pp} = r_{pp}^{(0)} + \frac{2i\gamma k_0 \varepsilon_{\perp} \cos \theta \sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel} (\varepsilon_{\perp} \cos \theta + \tilde{n}_z)}, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$, $\tilde{n}_z = \sqrt{\varepsilon_{\perp} - (\varepsilon_{\perp}/\varepsilon_{\parallel}) \sin^2 \theta}$. Эта поправка к r_{pp} приводит к появлению эллиптичности отраженного света. Вычисляя степень круговой поляризации отраженной волны

$$P_c^R = i \frac{\mathbf{E}^R \times \mathbf{E}^{R*}}{|\mathbf{E}^R|^2} \cdot \frac{\mathbf{q}^R}{q^R},$$

где волновой вектор $\mathbf{q}^R = k_0(\sin \theta, 0, -\cos \theta)$, получаем

$$P_c^R = 2r_{ss} \frac{P_l \text{Im}(r_{pp}) - P_c \text{Re}(r_{pp})}{r_{ss}^2 (1 - P_l') + |r_{pp}|^2 (1 + P_l')}. \quad (4)$$

Здесь введены параметры Стокса падающего света

$$P_c = i \frac{E_p E_s^* - E_p^* E_s}{|E_p|^2 + |E_s|^2}, \quad P_l = \frac{E_p E_s^* + E_p^* E_s}{|E_p|^2 + |E_s|^2},$$

$$P_l' = \frac{|E_p|^2 - |E_s|^2}{|E_p|^2 + |E_s|^2}.$$

Применим формулу (4) к случаю падения излучения, линейно поляризованного под углом $\pm 45^\circ$ к плоскости падения, когда $E_s = \pm E_p$ вещественно. Тогда получим

$$P_c^R = \pm \frac{2r_{ss}}{r_{ss}^2 + |r_{pp}|^2} \text{Im}(r_{pp}), \quad (5)$$

то есть степень круговой поляризации отраженного света меняется при модуляции линейной поляризации

падающей волны. Из (3) и (5) следует, что эффект будет определяться вещественной частью γ .

Зависимость $|P_c^R|$ от угла падения приведена на рис. 1 для $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\perp} = 10$. Видно, что максимального эффекта следует ожидать при углах, близких к углу Брюстера.

В. D_{2d} -симметрия. Рассмотрим теперь отражение света от системы одинаковых структурно-симметричных квантовых ям, выращенных из соединений A_3B_5 вдоль оси $z \parallel [001]$. Группа точечной симметрии такой системы — D_{2d} с плоскостями отражения (110) и $(\bar{1}\bar{1}0)$. Тензор диэлектрической проницаемости, записанный в осях $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & i\gamma'q_y \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & i\gamma'q_x \\ -i\gamma'q_y & -i\gamma'q_x & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Как и в случае симметрии $C_{\infty v}$, коэффициент отражения s -поляризованного света r_{ss} не изменяется по сравнению с формулой Френеля, но возникает комплексная поправка к $r_{pp}^{(0)}$

$$r_{pp} = r_{pp}^{(0)} + \frac{2i\gamma'k_0\varepsilon_{\perp} \cos \theta \sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}(\varepsilon_{\perp} \cos \theta + \tilde{n}_z)} \sin 2\varphi. \quad (7)$$

Здесь φ — угол между плоскостью падения и осью x . Видно, что зависимость от угла падения — та же, что и в случае $C_{\infty v}$ -симметрии, см. (3), однако появляется зависимость от ориентации плоскости падения. Эффект максимален, когда плоскость падения составляет угол 45° с кубическими осями x и y . Это изменение r_{pp} также может быть измерено с помощью модуляции круговой поляризации отраженного света, см. (5).

Помимо изменения r_{pp} появляются перекрестные коэффициенты отражения $r_{sp} = r_{ps}$, описывающие преобразование при отражении s -поляризованного света в

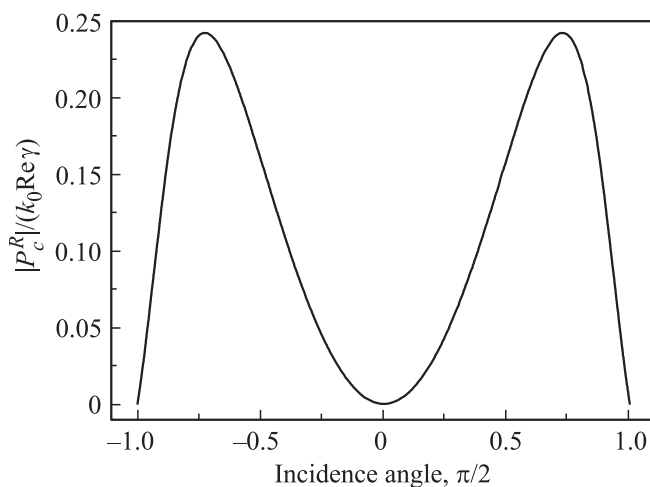


Рис. 1. Степень круговой поляризации отраженной волны при падении линейно-поляризованного света на структуру симметрии $C_{\infty v}$, см. (5).

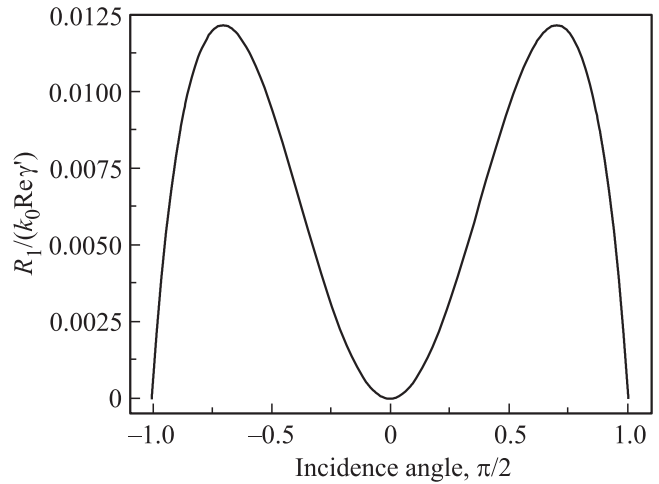


Рис. 2. Часть коэффициента отражения s -поляризованного света от структуры D_{2d} симметрии, зависящая от круговой поляризации падающего, см. (9).

p -поляризованный и наоборот. Выражение для них имеет вид

$$r_{sp} = \frac{2i\gamma'k_0 \sin^2 \theta \cos \theta \cos 2\varphi}{(\cos \theta + n_z)(\varepsilon_{\perp} \cos \theta + \tilde{n}_z)(n_z + \tilde{n}_z)} \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}, \quad (8)$$

где $n_z = \sqrt{\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \theta}$. Наличие такого перекрестного коэффициента можно регистрировать по интенсивности s -компоненты отраженного света, модулируя степень круговой поляризации падающего. Часть коэффициента отражения, зависящая от циркулярной поляризации падающей волны, дается выражением

$$R_1 = \frac{|E_{s \leftarrow \sigma_+}|^2 - |E_{s \leftarrow \sigma_-}|^2}{|E_{s \leftarrow \sigma_+}|^2 + |E_{s \leftarrow \sigma_-}|^2} = \frac{2\text{Im}(r_{sp})}{r_{ss}}. \quad (9)$$

Здесь $E_{s \leftarrow \sigma_{\pm}}$ — s -компоненты отраженных волн в результате падения σ_{\pm} света. Такой коэффициент отражения определяется вещественной частью γ' . Этот эффект максимален, когда плоскость падения содержит кубическую ось. Зависимость величины R_1 от угла падения приведена на рис. 2 для $\varphi = 0$ и $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\perp} = 10$.

С. C_{2v} -симметрия. В случае симметрии C_{2v} отличны от нуля обе гиротропные постоянные γ и γ' . Кроме соответствующих линейных по \mathbf{q} слагаемых в (2) и (6) имеется вклад в тензор диэлектрической проницаемости, не связанный с волновым вектором

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} + \delta & & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} - \delta & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь выбраны оси $x' \parallel [110]$, $y' \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$, а δ — малая постоянная, которую будем считать вещественной. Слабая неэквивалентность осей x' и y' приводит к возникновению поправок к показателям преломления

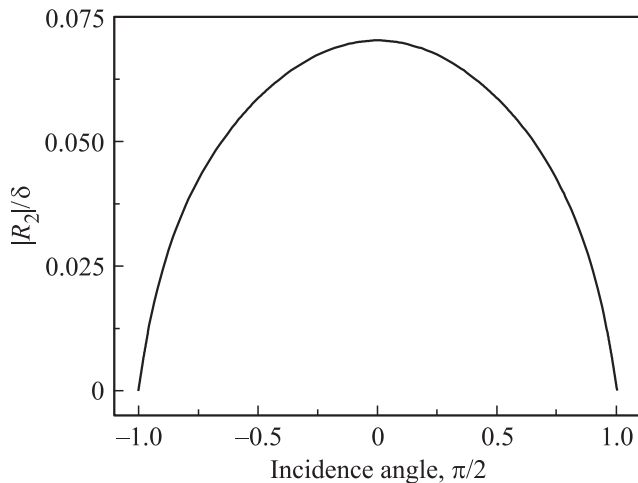


Рис. 3. Часть коэффициента отражения s -поляризованного света от структуры C_{2v} симметрии, зависящая от линейной поляризации падающего излучения, см. (14).

обыкновенного и необыкновенного лучей

$$\delta n_0 = -\frac{\delta \cos 2\varphi'}{2\sqrt{\varepsilon_{\perp}}}, \quad \delta n_e = \frac{n_e^3 \cos^2 \theta_e}{2\varepsilon_{\perp}^2} \delta \cos 2\varphi'. \quad (11)$$

Здесь n_e и θ_e — соответственно показатель преломления и угол распространения в среде необыкновенного луча при $\delta = 0$, а φ' — угол между плоскостью падения и осью x' . Разность этих поправок $\delta n_0 - \delta n_e$ может наблюдаться в экспериментах по пропусканию света.

Возникают также вещественные поправки к френелевским коэффициентам отражения. Например, r_{ss} имеет вид

$$r_{ss} = r_{ss}^{(0)} + \frac{\cos \theta \cos 2\varphi'}{n_z (\cos \theta + n_z)} \delta. \quad (12)$$

Эта поправка может быть зарегистрирована по зависимости коэффициента отражения s -поляризованного света от ориентации плоскости падения.

Кроме того, становятся отличными от нуля перекрестные коэффициенты $r_{sp} = r_{ps}$:

$$r_{sp} = \frac{2 \cos \theta \tilde{n}_z \sin 2\varphi'}{(\cos \theta + n_z)(\varepsilon_{\perp} \cos \theta + \tilde{n}_z)(n_z + \tilde{n}_z)} \delta. \quad (13)$$

В случае нормального падения (13) переходит в

$$r_{sp}(\theta = 0) = \frac{\sin 2\varphi'}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}(1 + \sqrt{\varepsilon_{\perp}})^2} \delta.$$

При падении света, линейно-поляризованного под углом $\pm 45^\circ$ к плоскости падения ($P_l = \pm 1$), часть коэффициента отражения, зависящая от линейной поляризации падающей волны, дается выражением

$$R_2 = \frac{|E_s(P_l = +1)|^2 - |E_s(P_l = -1)|^2}{|E_s(P_l = +1)|^2 + |E_s(P_l = -1)|^2} = \frac{2r_{sp}}{r_{ss}}. \quad (14)$$

Здесь $E_s(P_l = \pm 1)$ — s -компоненты отраженных волн в результате падения света с $P_l = \pm 1$.

На рис. 3 построена зависимость $|R_2|$ от угла падения при $\varphi' = 45^\circ$ (плоскость падения содержит кубическую ось) и $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\perp} = 10$. Сравнение с рис. 2 показывает, что эксперимент при нормальном падении света на образец позволит определить симметричную причину возникновения перекрестного коэффициента отражения.

D. Магнито-пространственная дисперсия. Симметричный анализ показывает, что в структуре с асимметричными квантовыми ямами группы $C_{\infty v}$ поправка к тензору диэлектрической проницаемости, билинейная по \mathbf{q} и \mathbf{V} , имеет следующий вид

$$\delta \tilde{\varepsilon} = \begin{bmatrix} A_1 q_x B_y + A_2 q_y B_x & \frac{1}{2}(A_1 + A_2)(q_y B_y - q_x B_x) & C B_z q_x + D B_y q_z \\ \frac{1}{2}(A_1 + A_2)(q_y B_y - q_x B_x) & -A_2 q_x B_y - A_1 q_y B_x & C B_z q_x - D B_x q_z \\ C B_z q_x + D B_y q_z & C B_z q_x - D B_x q_z & A'(B_x q_y - B_y q_x) \end{bmatrix}. \quad (15)$$

В квантовых ямах постоянная D очень мала, так как z -компонента фотонного волнового вектора слабо взаимодействует с двумерными электронами, а слагаемое, описываемое постоянной A' , является лишь малой поправкой к разности $\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$. Поэтому в магнитном поле, лежащем в плоскости структуры, главным является вклад, описываемый постоянными A_1 и A_2 . Он приводит к линейному двулучепреломлению и к конверсии при отражении $s(p)$ -поляризованного света в $p(s)$ -поляризованный. Перекрестный коэффициент отражения имеет вид

$$r_{sp} = \frac{(A_1 + A_2) B k_0 \cos \phi \cos \theta \sin \theta \tilde{n}_z}{(n_z + \tilde{n}_z)(\cos \theta + n_z)(\varepsilon_{\perp} \cos \theta + \tilde{n}_z)}, \quad (16)$$

где ϕ — угол между направлением магнитного поля и плоскостью падения.

Зависимость магнитоиндуцированного вклада в величину $R_2 = 2\text{Re}(r_{sp})/r_{ss}$, введенную в (14), от угла падения при $\phi = 0$ и $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\perp} = 10$ представлена на рис. 4.

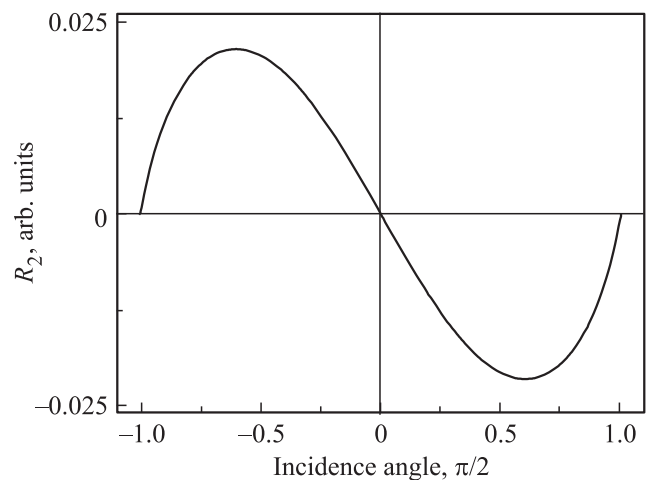


Рис. 4. Магнитоиндуцированный вклад в величину R_2 , см. (14), для магнитного поля лежащего в плоскости падения. R_2 приведена в единицах $Bk_0 \text{Re}(A_1 + A_2)$.

3. Расчет гиротропной постоянной при внутризонных переходах

Общее выражение для гиротропных постоянных при внутризонных переходах в структуре с квантовыми ямами имеет вид [7,18]

$$\gamma_{\alpha\beta\nu} = \frac{4\pi i e^2}{\omega^2 d} \times \lim_{\mathbf{q} \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial q_\nu} \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \frac{v_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^\alpha(-\mathbf{q}) v_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^\beta(\mathbf{q}) [f(E_k) - f(E_{k'})]}{E_{k'} - E_k - \hbar\omega - i0}. \quad (17)$$

Здесь d — период структуры, площадь структуры принята за единицу, $E_k = \hbar^2 k^2 / (2m)$, $f(E_k)$ — функция распределения Ферми–Дирака, а матричные элементы оператора скорости $\mathbf{v}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}(\mathbf{q})$ связаны с матричным элементом непрямого оптического поглощения $M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}(\mathbf{q})$ соотношением

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}(\mathbf{q}) \equiv -\frac{eA_0}{c} \mathbf{e} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}(\mathbf{q}),$$

где A_0 и \mathbf{e} — амплитуда векторного потенциала и вектор поляризации световой волны.

Матричный элемент оптического перехода состоит из двух слагаемых

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}(\mathbf{q}) = M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\parallel}(\mathbf{q}) + M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^z(\mathbf{q}). \quad (18)$$

Первое обусловлено взаимодействием со светом, поляризованным параллельно плоскости квантовой ямы

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\parallel}(\mathbf{q}) = \frac{U_{\mathbf{k}',\mathbf{k}+\mathbf{q}} V_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{k}}}{E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - E_k - \hbar\omega} + \frac{V_{\mathbf{k}',\mathbf{k}'-\mathbf{q}} U_{\mathbf{k}'-\mathbf{q},\mathbf{k}}}{E_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}} - E_k}. \quad (19)$$

Здесь $V_{\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}$ — внутризонный оптический матричный элемент, учитывающий конечность волнового вектора фотона \mathbf{q}

$$V_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{k}} = -\frac{e\hbar A_0}{mc} \mathbf{e}_{\parallel} \cdot \left(\mathbf{k} + \frac{\mathbf{q}}{2} \right), \quad (20)$$

а $U_{\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}$ — матричный элемент внутризонного упругого рассеяния, который далее будем считать не зависящим от волновых векторов и обозначать U_{11} . Тогда получим следующее выражение для $\mathbf{v}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\parallel}(\mathbf{q})$

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\parallel}(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^3}{m^2} U_{11} \left[\frac{m}{\hbar^2} \left(\frac{\mathbf{k}'}{E_{k'} - E_k} - \frac{\mathbf{k}}{\hbar\omega} \right) + \frac{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{k}')\mathbf{k}'}{(E_{k'} - E_k)^2} - \frac{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{k})\mathbf{k}}{(\hbar\omega)^2} - \frac{\mathbf{q}m}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{E_{k'} - E_k} + \frac{1}{\hbar\omega} \right) \right]. \quad (21)$$

Второй вклад в матричный элемент (18) описывает взаимодействие со светом, поляризованным вдоль оси роста z . Такое взаимодействие идет через виртуальное состояние, лежащее в возбужденной подзоне с четным

номером $2n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). С учетом конечности волнового вектора света имеем

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^z = \frac{U_{1\mathbf{k}',2n\mathbf{k}} V_{2n,1}^z}{E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{(2n)} - \hbar\omega - E_k} + \frac{V_{1,2n}^z U_{2n\mathbf{k}',1\mathbf{k}}}{E_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{(2n)} - E_k}. \quad (22)$$

Здесь $E_k^{(2n)} = E_k + \Delta_{2n,1}$ — энергия в подзоне с номером $2n$, $\Delta_{2n,1}$ — энергетический зазор между основной и $2n$ -й подзонами, а $V_{2n,1}^z$ — межподзонные матричные элементы взаимодействия со светом z -поляризации

$$V_{2n,1}^z = -V_{1,2n}^z = -ie_z \frac{eA_0}{c\hbar} \Delta_{2n,1} z_{2n,1}, \quad (23)$$

где $z_{2n,1}$ — матричный элемент оператора координаты z . Тогда при $E_{k'} - E_k, \hbar\omega \ll \Delta_{2n,1}$ имеем

$$v_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^z = i \frac{z_{2n,1} U_{2n,1}}{\hbar \Delta_{2n,1}} \left[\hbar\omega + E_{k'} - E_k - \frac{\hbar^2}{m} \mathbf{q} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \right]. \quad (24)$$

В рассматриваемой системе с асимметричными квантовыми ямами (точечная группа $C_{\infty v}$) отлична от нуля компонента $\gamma = \gamma_{xz,x}$, см. (2). Выражение для мнимой части γ после суммирования по \mathbf{k} и \mathbf{k}' приобретает вид

$$\text{Im } \gamma = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar N_{2D}}{m\omega^2 \tau d} \kappa \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z_{2n,1} \xi_{2n}}{\Delta_{2n,1}}. \quad (25)$$

Здесь N_{2D} — двумерная концентрация электронов,

$$\kappa = \frac{\sum_{\mathbf{k}} [f(E_k) - f(E_k + \hbar\omega)]}{\sum_{\mathbf{k}} f(E_k)},$$

τ — время упругой релаксации

$$\frac{1}{\tau} = \frac{m}{\hbar^3} \mathcal{N} \langle U_{11}^2 \rangle, \quad (26)$$

где \mathcal{N} — концентрация рассеивателей, а угловые скобки обозначают усреднение по их расположениям. Параметры ξ_{2n} , отражающие гиротропию системы, вводятся согласно [19]

$$\xi_{2n} = \frac{\langle U_{11} U_{2n,1} \rangle}{\langle U_{11}^2 \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dz u(z) \varphi_1^3(z) \varphi_{2n}(z)}{\int_{-\infty}^{\infty} dz u(z) \varphi_1^4(z)} \quad (27)$$

где $u(z)$ — плотность распределения рассеивателей вдоль оси роста, а φ_m — функции размерного квантования электрона в яме. Здесь потенциал рассеивателей предполагается короткодействующим.

В приближении бесконечно глубокой квантовой ямы ширины a имеем

$$\Delta_{2n,1} = (4n^2 - 1) \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2}, \quad (28)$$

$$z_{2n,1} = a \frac{16n}{\pi^2 (1 - 4n^2)^2} (-1)^{n+1}.$$

Если короткодействующие рассеиватели занимают только одну половину ямы, то мы получаем

$$\xi_{2n} = \frac{32n(4n^2 - 7)}{3\pi(16n^4 - 40n^2 + 9)}. \quad (29)$$

Вычисляя сумму

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{z_{2n,1} \xi_{2n}}{4n^2 - 1} = \frac{a}{\pi^2} \xi, \quad \xi \approx 0.397, \quad (30)$$

получаем выражение

$$\text{Im } \gamma = \frac{4\xi e^2 \kappa N_{2D} a^3}{\pi^3 d \hbar \omega^2 \tau}. \quad (31)$$

4. Микроскопика магнито-пространственной дисперсии

Для исследования магнито-пространственной дисперсии учтем смешивание продольным магнитным полем состояний в различных подзонах размерного квантования. Тогда матричный элемент упругого рассеяния примет вид [22]

$$U_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = U_{11} + w_n [B_x(k_y + k'_y) - B_y(k_x + k'_x)], \quad (32)$$

где $2n$ — номер подзоны, с которой учтено смешивание, и

$$w_n = U_{2n,1} \frac{e\hbar}{mc} \frac{z_{2n,1}}{\Delta_{2n,1}}.$$

Отсюда, вычисляя матричный элемент взаимодействия со светом по формуле (19), получаем для $\mathbf{V} \parallel x$

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\parallel}(\mathbf{q}, \mathbf{B}) = \left[1 + \frac{w_n B_x (k_y + k'_y)}{U_{11}} \right] \mathbf{v}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\parallel}(\mathbf{q}) + \frac{\hbar}{m} w_n B_x q_y \left(\frac{\mathbf{k}}{\hbar\omega} + \frac{\mathbf{k}'}{E_{k'} - E_k} \right), \quad (33)$$

где $\mathbf{v}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\parallel}(\mathbf{q})$ определено в (21). С помощью формулы (17) получаем

$$\begin{aligned} \text{Re } A_1 &= \frac{8\xi e^3 a^3}{\pi^3 \omega^2 \tau m c d} \\ &\times \sum_k \frac{[f(E_k) - f(E_k + \hbar\omega)] (E_k^2 - 2E_k \hbar\omega)}{(\hbar\omega)^3}, \\ \text{Re } A_2 &= -\frac{8\xi e^3 a^3}{\pi^3 \omega^2 \tau m c d} \\ &\times \sum_k \frac{[f(E_k) - f(E_k + \hbar\omega)] [E_k^2 - 2E_k \hbar\omega + (\hbar\omega)^2]}{(\hbar\omega)^3}. \end{aligned} \quad (34)$$

Отсюда следует, что сумма вещественных частей A_1 и A_2 , определяющая магнитоиндуцированный вклад в r_{sp} (16), имеет вид

$$\text{Re}(A_1 + A_2) = -\frac{8\xi N_{2D} \kappa e^3 a^3}{\pi^3 \hbar \omega^3 \tau m c d}. \quad (35)$$

5. Обсуждение результатов

Полученные выражения для γ и $A_{1,2}$ применимы при $\omega\tau \gg 1$ и при произвольном соотношении между $\hbar\omega$ и средней электронной энергией \bar{E} , которая определяется следующим образом:

$$\bar{E} = \frac{\sum_k E_k (\partial f / \partial E_k)}{\sum_k (\partial f / \partial E_k)}.$$

Параметр κ равен единице при $\hbar\omega \gg \bar{E}$, а при $\hbar\omega \ll \bar{E}$ $\kappa = \hbar\omega / \bar{E}$. При концентрации $N_{2D} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, эффективной массе $m = 0.067m_0$ и при $\omega / (2\pi) \sim 1 \text{ THz}$ получаем оценку $\kappa \approx 0.1$. В то же время произведение $\omega\tau > 1$, если взять характерное значение $\tau = 1 \text{ ps}$. Формула (31) при $a \sim d \sim 100 \text{ \AA}$ дает для величины $k_0 \text{Im } \gamma \sim 10^{-5}$. Поскольку $\omega\tau$ не слишком превосходит единицу, величина $k_0 \text{Re } \gamma$, определяющая, согласно (3) и (5), круговую поляризацию отраженного света при падении s -поляризованной волны, имеет тот же порядок величины. При этих же условиях и при напряженности магнитного поля $B = 1 \text{ T}$ величина $B k_0 \text{Re}(A_1 + A_2)$, определяющая магнитоиндуцированный вклад в R_2 , также имеет порядок 10^{-5} . Данные оценки показывают, что исследованные эффекты могут быть зарегистрированы экспериментально.

В заключение отметим, что феноменологические выражения для коэффициентов отражения света, полученные в разд. 2, и зависимости, представленные на рис. 1–4, верны для любого частотного диапазона. В частности, они могут быть измерены при межзонном возбуждении, в том числе в области экситонного поглощения, где гиротропные эффекты могут заметно усиливаться.

Авторы благодарны Е.Л. Ивченко за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Ф.И. Федоров. *Теория гиротропии*. Наука и техника, (1976). Минск.
- [2] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* М., Наука (1979).
- [3] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. *Основы кристаллофизики*. М., Наука (1979).
- [4] В.А. Кизель, В.И. Бурков. *Гиротропия кристаллов*. М., Наука (1980).
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. М., Наука (1982).
- [6] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Alpha Sci. Int., Harrow, UK, 2005).
- [7] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. ФТТ **16**, 1261 (1974).
- [8] Л.С. Дубинская, И.И. Фарбштейн. ФТТ **20**, 437 (1978).
- [9] Е.Л. Ивченко, А.В. Селькин. ЖЭТФ **49**, 933 (1979).
- [10] Е.Л. Ивченко, А.В. Селькин. Опт. и спектр. **53**, 100 (1982).

- [11] P. Etchegoin, M. Cardona. *Solid State Commun.* **82**, 655 (1992).
- [12] В.Л. Альперович, А.О. Минаев, С.П. Мощенко, А.С. Терехов. *ФТТ* **32**, 950 (1990).
- [13] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, G.V. Mikhailov, I.N. Uraltsev. *Phys. Status. Solidi B* **121**, 221 (1984).
- [14] О.В. Гоголин, В.А. Цветков, Е.Г. Цицишвили. *ЖЭТФ* **87**, 1038 (1984).
- [15] V.P. Mineev, Yu. Yoshioka. *Phys. Rev. B* **81**, 094 525 (2010).
- [16] J. Xia, Y. Maeno, P.T. Beyersdorf, M.M. Fejer, A. Kapitulnik. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 167 002 (2006).
- [17] P. Hosur, A. Kapitulnik, S.A. Kivelson, J. Orenstein, S. Raghu. *Phys. Rev. B* **87**, 115 116 (2013).
- [18] L.E. Golub. *EPL* **98**, 54005 (2012).
- [19] S.A. Tarasenko. *Phys. Rev. B* **83**, 035 313 (2011).
- [20] Е.Л. Ивченко. *ФТТ* **38**, 2066 (1996).
- [21] Е.Л. Ивченко, С.А. Пермогоров, А.В. Селькин. *Письма в ЖЭТФ* **27**, 27 (1978).
- [22] S.A. Tarasenko. *Phys. Rev. B* **77**, 085 328 (2008).