

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ ОТКЛИК НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ДВОЯКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ n -ТИПА В ПОСТОЯННОМ ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А. А. Перов**, *А. С. Рувльков*, *Е. А. Морозова*, *Е. С. Золина*

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

Поступила в редакцию 17 октября 2016 г.

Исследован электромагнитный отклик двумерного электронного газа поверхностной сверхрешетки, помещенной в перпендикулярное постоянное однородное магнитное поле. Рассчитаны магнитооптические эффекты Керра и Фарадея. Найдены условия прозрачности изучаемых модельных полупроводниковых структур в терагерцевой области частот, рассчитана индуцированная полем волны спиновая плотность электронных состояний. Особенности частотных зависимостей комплексных углов Керра и Фарадея увязаны с симметрией спинорных состояний носителей заряда в сверхрешетке.

DOI: 10.7868/S0044451017050170

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования квантовомеханического движения носителей заряда в полупроводниковых структурах, помещенных во внешнее магнитное поле, имеют более чем полувекую историю [1–7]. Фундаментальный научный интерес к данной проблеме возникает уже на этапе понимания того, что периодическое электростатическое поле кристалла и магнитное поле воздействуют на электрон или дырку в полупроводнике существенно различным образом. Так, поле кристаллической решетки приводит к образованию энергетических зон [1], а магнитное поле квантует поперечное движение заряженной частицы. В результате в зоне проводимости и в валентной зоне полупроводника в магнитном поле формируются не «лестницы» уровней Ландау, а минизоны экспоненциально малой ширины. Причиной является снятие вырождения состояний в магнитном поле по центру орбиты вследствие взаимодействия заряженной частицы с электростатическим периодическим полем кристалла. Суть эффекта снятия вырождения состояний носителей в магнитном поле по центру орбиты может быть выражена следующим образом (даже в рамках модели одномерного периодического потенциала). При изменении положения точки под-

веса осциллятора в пределах периода электростатического потенциала каждый из уровней Ландау в параболе смещается по энергии и, тем самым, формируются минизоны, энергия заряда в которых становится зависящей от его квазиимпульса.

Экспериментальное наблюдение расщепленной магнитным полем зонной структуры реальных кристаллов затруднено тем, что для этого необходимо генерировать мегагауссные импульсные магнитные поля. В то же время, искусственные низкоразмерные полупроводниковые кристаллы — сверхрешетки — являются перспективными объектами для теоретического и экспериментального исследований магнитных блоховских состояний носителей [6–8]. Современные двоюкопериодические полупроводниковые сверхрешетки создаются как методами электронной литографии высокого разрешения [7], так и в процессе эпитаксиального роста [8]. В таких структурах длина свободного пробега носителей заряда значительно превышает их период в несколько десятков нанометров. Во внешнем магнитном поле электронные блоховские состояния (состояния Блоха–Пайерлса) имеют богатую топологию [9]. Как следствие, возникают новые транспортные эффекты в газе носителей [10], обусловленные наличием электронного спина. В сверхрешетках без центра инверсии, помещенных в перпендикулярное магнитное поле, может

* E-mail: 19perov73@gmail.com

возникать управляемый эффект спиновой намагниченности электронного газа [11]. В слабом постоянном электрическом поле в таких структурах возможны состояния носителей в магнитных мини-зонах Ландау с отрицательной дифференциальной проводимостью [12].

Данная статья посвящена изучению электродинамического отклика электронной подсистемы двоякопериодических полупроводниковых сверхрешеток, помещенных в перпендикулярное постоянное однородное магнитное поле. В первой части статьи изложена теория и проведены модельные расчеты квантовых состояний носителей заряда в изучаемых структурах в рамках приближений сильной и слабой связей. Далее рассчитываются магнитооптические эффекты Керра (в полярной геометрии) и Фарадея в электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием по типам Рашба и Дрессельхауза. Обсуждаются течение данных эффектов, индуцированное полем электромагнитной волны нетривиальное распределение спиновой плотности квантовых состояний при эффективных переходах в спектре, а также ключевая роль в этом спин-орбитального взаимодействия, определяющего вклад носителей заряда в круговой дихроизм и аномальную скорость. Все расчеты являются модельными, проведены в отсутствие вихревых токов в двумерном газе электронов [13] и в той области значений экспериментально реализуемых параметров системы [7, 8], когда характерная энергия Ландау значительно превышает величины сопоставимых (что важно) спинового и спин-орбитального расщеплений в спектре, а также расщепления, обусловленного действием на электрон периодического электростатического поля сверхрешетки. Создаваемый внешним магнитным полем магнитный поток через элементарную ячейку сверхрешетки, измеренный в квантах магнитного потока, полагается рациональным числом $\Phi/\Phi_0 = |e|Ha^2/2\pi\hbar c = p/q$, где p и q — взаимно простые числа, e — заряд электрона, H — модуль вектора напряженности магнитного поля, a — период сверхрешетки, $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/|e|$ — квант магнитного потока, c — скорость света. В Заключение кратко обсуждаются полученные результаты.

2. ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХРЕШЕТКЕ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Предметом нашего исследования является двумерный электронный газ в области полупроводникового гетероперехода с поверхностной двоякопериодической сверхрешеткой, помещенный в постоянное однородное перпендикулярное магнитное поле. На рис. 1 представлена типичная схема такой структуры. Спин-орбитальное взаимодействие в газе носителей здесь предполагается существующим по типу Дрессельхауза благодаря наличию объемной инверсионной асимметрии в области квантовой ямы GaAs. В гетеропереходах без искусственно созданной прямоугольной квантовой ямы (например, при контакте GaAs-(In,Ga)As) вследствие искривления энергетических зон полупроводников для электронов формируется треугольная квантовая яма. Такая структурная инверсионная асимметрия поля гетероперехода приводит к возникновению спин-орбитального взаимодействия в газе носителей по типу Рашба. Концентрация носителей в области гетероперехода отвечает положению уровня Ферми E_F , когда в ямах заполнен лишь основной уровень размерного квантования E_1 .

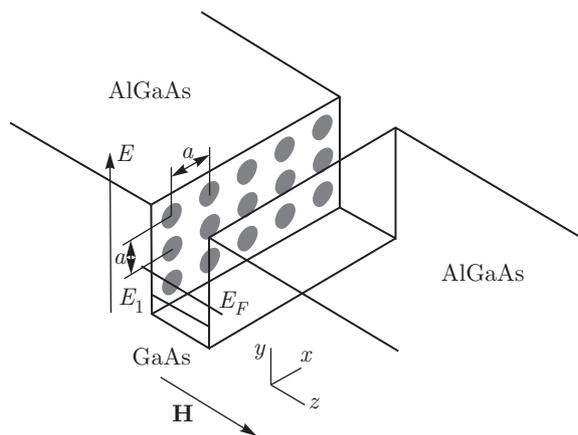


Рис. 1. Схема полупроводникового гетероперехода с поверхностной сверхрешеткой, помещенного в перпендикулярное магнитное поле \mathbf{H}

риодической сверхрешеткой, помещенный в постоянное однородное перпендикулярное магнитное поле. На рис. 1 представлена типичная схема такой структуры. Спин-орбитальное взаимодействие в газе носителей здесь предполагается существующим по типу Дрессельхауза благодаря наличию объемной инверсионной асимметрии в области квантовой ямы GaAs. В гетеропереходах без искусственно созданной прямоугольной квантовой ямы (например, при контакте GaAs-(In,Ga)As) вследствие искривления энергетических зон полупроводников для электронов формируется треугольная квантовая яма. Такая структурная инверсионная асимметрия поля гетероперехода приводит к возникновению спин-орбитального взаимодействия в газе носителей по типу Рашба. Концентрация носителей в области гетероперехода отвечает положению уровня Ферми E_F , когда в ямах заполнен лишь основной уровень размерного квантования E_1 .

Модельный гамильтониан электрона имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} = (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c)^2 \hat{E}/2m^* + \hat{H}_{SOI} - g\mu_B H \hat{\sigma}_z + V(x, y) \hat{E}, \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса, m^* — эффективная масса, $\hat{\sigma}_i$ ($i = x, y, z$) — матрицы Паули, \hat{H}_{SOI} — гамильтониан спин-орбитального взаимодействия (СОВ), μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ландэ,

$$V(x, y) = V_0(\cos 2\pi x/a + \cos 2\pi y/a)$$

— потенциальная энергия электрона в электростатическом поле сверхрешетки, \hat{E} — единичная матрица размерности 2×2 . Векторный потенциал постоянного магнитного поля $\mathbf{H} \uparrow z$ выбран в калибровке Ландау $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$. Поскольку характерный пе-

риод сверхрешеток в несколько десятков нанометров на два порядка превышает масштаб естественной периодичности кристалла, использование приближения изотропной эффективной массы в Г-точке является оправданным.

В зависимости от типа спин-орбитального взаимодействия в электронном газе оператор \hat{H}_{SOI} в магнитном поле представляется выражениями:

$$\hat{H}_R = \frac{\alpha}{\hbar} [\mathbf{e}_z \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}] \cdot \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \quad (2)$$

— СОВ Рашба или

$$\hat{H}_D = \frac{\beta}{\hbar} \left[\hat{\sigma}_x \hat{p}_x - \hat{\sigma}_y \left(\hat{p}_y - \frac{eA_y}{c} \right) \right] \quad (3)$$

— СОВ Дрессельхауза, где α и β — константы спин-орбитального взаимодействия, \mathbf{e}_z — базисный вектор z -направления декартовой системы координат.

Собственная функция гамильтониана (1), удовлетворяющая граничным условиям Блоха–Пайерлса, представляет собой двухкомпонентный спинор, построенный из симметризованных линейных комбинаций электронных волновых функций в магнитном поле, и подробно обсуждается в наших предыдущих работах [10, 14].

Модельные расчеты квантовых состояний проводятся нами в области магнитных полей, когда энергии зеемановского расщепления в спектре, спин-орбитального взаимодействия E_{SOI} и расщепления в спектре, обусловленного действием электростатического поля сверхрешетки на электрон, сопоставимы между собой. При этом выполняются следующие условия: $\hbar\omega_c \gg V_0 \sim E_{SOI}$, и ширина расщепленной зонной структуры оказывается много меньше характерной энергии Ландау $\hbar\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота.

Фрагмент энергетического спектра, состоящего из систем магнитных подзон, группирующихся вблизи положений расщепленных по спину уровней Ландау, показан на рис. 2. Спин-орбитальное взаимодействие здесь учитывается по типу Рашба в гетероструктуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As с параметрами: $V_0 = 1$ мэВ, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-2}$ эВ·нм, $a = 80$ нм. Можно видеть, что при фиксированном числе квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки p/q спектр представляет собой набор узких $2p$ -минизон вблизи каждого из расщепленных по спину уровней Ландау. Стрелкой на рис. 2 показаны восемь магнитных подзон, относящихся к основному уровню энергии в магнитном поле при $p/q = 4/1$ ($H \approx 2.6 \cdot 10^4$ Э). При этом энергия спин-орбитального

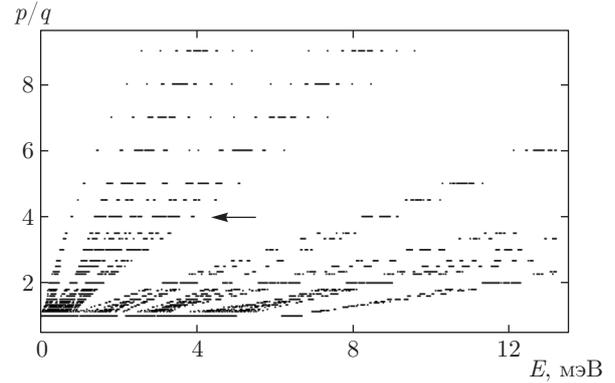


Рис. 2. Зависимость положения магнитных блоховских подзон, относящихся к расщепленному по спину основному уровню Ландау, от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки в модельной структуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As при параметрах: $V_0 = 1$ мэВ, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-2}$ эВ·нм, $a = 80$ нм

расщепления нулевого уровня Ландау ΔE_{SOI} и характерная циклотронная энергия $\hbar\omega_c$ имеют величины соответственно порядка 1.4 мэВ и 6 мэВ. Функции $E(\mathbf{k})$, определяющие законы дисперсии электрона в магнитных подзонах, являются четными функциями квазиимпульса в магнитной зоне Бриллюэна $-\pi/qa \leq k_x \leq \pi/qa$, $-\pi/a \leq k_y \leq \pi/a$, поскольку модельный периодический потенциал поля сверхрешетки выбран нами центросимметричным. Учет в теории спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза приводит к качественно схожим зависимостям положения магнитных подзон от величины магнитного поля.

3. КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ ХАРПЕРА – ХОФШТАДТЕРА

Для исследования электронных состояний в двокопериодических полупроводниковых сверхрешетках, создаваемых в процессе эпитаксиального роста, в достаточно слабых магнитных полях может быть использована модель Харпера–Хофштадтера [4]. Так, для типичных параметров структур на базе (In,Ga)As/GaAs [8] амплитуда периодического потенциала поля сверхрешетки достигает значений порядка нескольких десятых долей электронвольта. Поэтому состояния носителей в нижней энергетической подзоне сверхрешетки могут быть рассчитаны в рамках модели сильной связи. В перпендикулярном к плоскости электронного газа магнитном поле, когда характерная энергия Ландау много мень-

ше ширины зоны равной 80–100 мэВ, происходит расщепление энергетической зоны сверхрешетки на магнитные подзоны. Если число квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки является рациональным числом p/q , то при учете в модели электронного спина число таких магнитных подзон равно $2q$. Действительно, в каждой такой магнитной подзоне волновая функция электрона, одновременно являясь собственной функцией гамильтониана

$$\hat{H} = E_0 \left(e^{i\hat{k}_x a} + e^{-i\hat{k}_x a} + 2 \cos \left(\hat{k}_y a - 2\pi n \frac{p}{q} \right) \right) \hat{I} + \frac{\alpha}{2a} \left(-ie^{i\hat{k}_x a} + ie^{-i\hat{k}_x a} \right) \hat{\sigma}_y - 2 \sin \left(\hat{k}_y a - 2\pi n \frac{p}{q} \right) \hat{\sigma}_x + g\mu_B H \hat{\sigma}_z \quad (4)$$

(E_0 — энергия основного состояния в изолированной потенциальной яме сверхрешетки) и оператора магнитной трансляции [15], может быть представлена в виде ряда

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{n,m=1}^q \begin{pmatrix} f_n \\ g_n \end{pmatrix} \varphi_0(x - na, y - ma) \times \exp(ia(k_x n + k_y m)) \exp\left(\frac{i2\pi p(y - ma)n}{qa}\right), \quad (5)$$

где учтено, что векторный потенциал постоянного магнитного поля выбран по-прежнему в калибровке Ландау $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$. В выражении (5) функции $\varphi_0(x - na, y - ma)$ отвечают основному состоянию в каждой отдельной яме периодического потенциала сверхрешетки. Спин-орбитальное взаимодействие в модели (4) учитывается нами по типу Рашба с константой α . Подстановка волновой функции (5) в уравнение Шредингера с гамильтонианом (4) приводит к необходимости решения системы алгебраических уравнений для компонент спинора f_n и g_n :

$$\begin{cases} E_0 e^{ik_x a} g_{n+1} + g_n \left(2E_0 \cos \left(k_y a - 2\pi n \frac{p}{q} \right) + g\mu_B H \right) + E_0 e^{-ik_x a} g_{n-1} + \frac{\alpha}{2a} e^{ik_x a} f_{n+1} - \frac{\alpha}{2a} e^{-ik_x a} f_{n-1} + \frac{\alpha}{a} f_n \sin \left(k_y a - 2\pi n \frac{p}{q} \right) = E g_n, \\ -\frac{\alpha}{2a} e^{ik_x a} g_{n+1} + \frac{\alpha}{a} g_n \sin \left(k_y a - 2\pi n \frac{p}{q} \right) + \frac{\alpha}{2a} e^{-ik_x a} g_{n-1} + E_0 e^{ik_x a} f_{n+1} + f_n \left(2E_0 \cos \left(k_y a - 2\pi n \frac{p}{q} \right) - g\mu_B H \right) + E_0 e^{-ik_x a} f_{n-1} = E f_n. \end{cases} \quad (6)$$

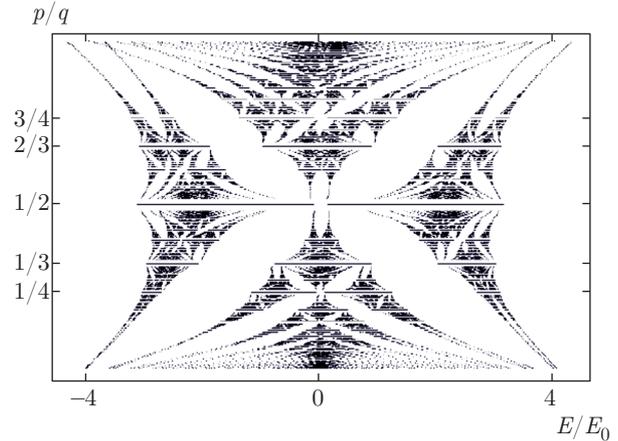


Рис. 3. Зависимость положения магнитных блоховских подзон от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки в обобщенной модели Харпера – Хофштадтера

На рис. 3 приведен расчет положения магнитных подзон Ландау от числа p/q квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки. В рамках обобщенной модели Харпера – Хофштадтера при учете электронного спина энергетическая зона сверхрешетки разбивается на минизоны, число которых равно $2q$. Спиновое расщепление в магнитном поле, линейное по p/q , приводит к смещению спектров типа «бабочки Хофштадтера» друг относительно друга. При $p/q \ll 1$, когда зеемановское расщепление в спектре пренебрежимо мало по сравнению с характерной шириной зоны, можно говорить о конечной эффективной циклотронной массе электрона, определяющей эквидистантные «уровни» (минизоны Ландау экспоненциально малой ширины) вблизи дна и потолка энергетической зоны сверхрешетки.

4. ТЕНЗОР ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ КЕРРА И ФАРАДЕЯ

Довольно часто для экспериментального определения параметров полупроводниковых гетероструктур используются данные измерений углов Керра и Фарадея, связанных с тензором высокочастотной проводимости. При этом в немагнитных материалах (см., например, [16, 17]) существенна роль спин-орбитального взаимодействия в газе носителей в протекании магнитооптических эффектов. В ставшей ныне классической работе [18] дана оцен-

ка интервала возможных значений углов Керра для немагнитных полупроводниковых структур со спин-орбитальным взаимодействием: на три порядка меньше соответствующих значений в ферромагнитных материалах, т.е. в пределах нескольких микроградусов.

Расчет компонент тензора высокочастотной проводимости, определяющего магнитооптические эффекты в газе носителей, проводился нами в рамках формализма Кубо:

$$\sigma_{ij} = \frac{e^2}{2\pi\hbar\omega} \sum_{\mathbf{k}, \mu, \nu} v_{\mathbf{k}, \mu, \nu}^i v_{\mathbf{k}, \mu, \nu}^j f_{\mathbf{k}, \mu} (1 - f_{\mathbf{k}, \nu}) \times \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}, \nu} - \varepsilon_{\mathbf{k}, \mu} - \hbar\omega), \quad (7)$$

где $\varepsilon_{\mathbf{k}, \nu}$ — закон дисперсии электрона в магнитной подзоне с номером ν , f — функция распределения Ферми–Дирака, $v_{\mathbf{k}, \mu, \nu}^i$ — матричный элемент i -й проекции оператора скорости частицы, взятый по состояниям с квазиимпульсом \mathbf{k} в подзонах с номерами μ и ν , ω — частота падающей электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси z и линейно поляризованной по оси x . Суммирование в выражении (7) ведется при нулевой температуре по всем состояниям магнитных блоховских подзон, лежащим выше и ниже уровня Ферми.

Следует заметить, что выражение (7) получено без учета рассеяния, т.е. для бесконечного времени жизни делокализованных блоховских состояний [19]. В условиях конечного времени жизни данное приближение качественно остается справедливым до тех пор, пока ширина магнитных подзон спектра не превышает расстояния между ними. В свою очередь, данное требование выполняется в чистых гетероструктурах при низких температурах, где различима тонкая структура магнитных подзон [10].

Отметим, что оператор скорости электрона \hat{v} содержит так называемые аномальные вклады, определяемые спин-орбитальным взаимодействием в газе носителей для СОВ типа Рашба:

$$\begin{cases} \hat{v}_x = \begin{pmatrix} -i\hbar\nabla_x/m^* & i\alpha/\hbar \\ -i\alpha/\hbar & -i\hbar\nabla_x/m^* \end{pmatrix}, \\ \hat{v}_y = \begin{pmatrix} -i\hbar\nabla_y/m^* - \omega_c x & \alpha/\hbar \\ \alpha/\hbar & -i\hbar\nabla_y/m^* - \omega_c x \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (8a)$$

для СОВ типа Дрессельхауза:

$$\begin{cases} \hat{v}_x = \begin{pmatrix} -i\hbar\nabla_x/m^* & \beta/\hbar \\ \beta/\hbar & -i\hbar\nabla_x/m^* \end{pmatrix}, \\ \hat{v}_y = \begin{pmatrix} -i\hbar\nabla_y/m^* - \omega_c x & i\beta/\hbar \\ -i\beta/\hbar & -i\hbar\nabla_y/m^* - \omega_c x \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (8b)$$

Поэтому можно ожидать, что учет спин-орбитального взаимодействия в электронном газе приведет к неким новым особенностям частотных зависимостей компонент тензора проводимости и, как следствие, нетривиальному течению магнитооптических эффектов Керра и Фарадея в изучаемых структурах.

В гетероструктуре $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$ с модельными параметрами гамильтониана (1): $V_0 = 1$ мэВ, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-2}$ эВ·нм, $a = 80$ нм, при числе квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки $p/q = 4/1$ нами проведены расчеты магнитооптических эффектов Керра и Фарадея при прямых переходах между основной полностью заполненной и следующими за ней магнитными подзонами, относящимися к основному расщепленному по спину уровню Ландау. Спин-орбитальное взаимодействие в электронном газе учитывалось по типу Рашба. Комплексные углы Фарадея и Керра рассчитывались по формулам, полученным для тонкой пленки толщиной $d \ll \ll \lambda$ (λ — длина волны падающего излучения), нанесенной на подложку GaAs со статическим показателем преломления $n_s = 3.6$ [20]:

$$\theta_F = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \left[1 + \frac{1}{z + \sigma_{xx}} \right]^{-1}, \quad (9a)$$

$$\theta_K = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2} \left(-\frac{2c}{d} \right) \left[\left(1 + \frac{1}{z + \sigma_{xx}} \right) \times \left(1 + \frac{1}{z - \sigma_{xx}} \right) \right]^{-1}, \quad (9b)$$

где $Z_{\pm} = d/[c(n_s \pm 1)]$. Величина $d = 10^{-5}$ см соответствовала характерной толщине слоя двумерного электронного газа.

На рис. 4 представлена частотная зависимость угла поворота плоскости поляризации прошедшей волны в эффекте Фарадея при переходах из основной магнитной подзоны в следующую за ней по энергии. Величина угла θ_F , обусловленная поглощением поля электромагнитной волны одним слоем двумерного электронного газа, не превышает микроградуса. Следует обратить внимание на ряд особенностей, которые имеют место на зависимости $\theta_F(\nu)$. Мы установили, что пик 1 на рис. 4 определяется особенностью ван Хофа комбинированной плотности состояний в магнитных подзонах. Пик 2 вблизи края поглощения возникает исключительно вследствие спин-орбитального взаимодействия в электронном газе. Частота данного пика соответствует таким значениям квазиимпульса \mathbf{k} электрона

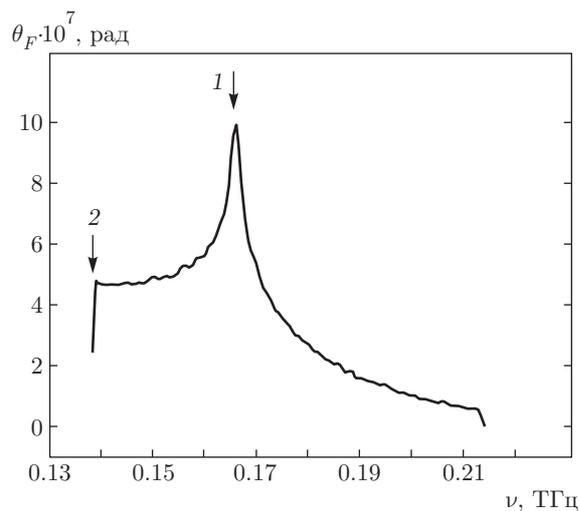


Рис. 4. Частотная зависимость угла Фарадея при переходах между основной и следующей за ней по энергии магнитными подзонами в спектре электрона в структуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As с модельными параметрами: $V_0 = 1$ мэВ, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-2}$ эВ·нм, $a = 80$ нм, $p/q = 4/1$

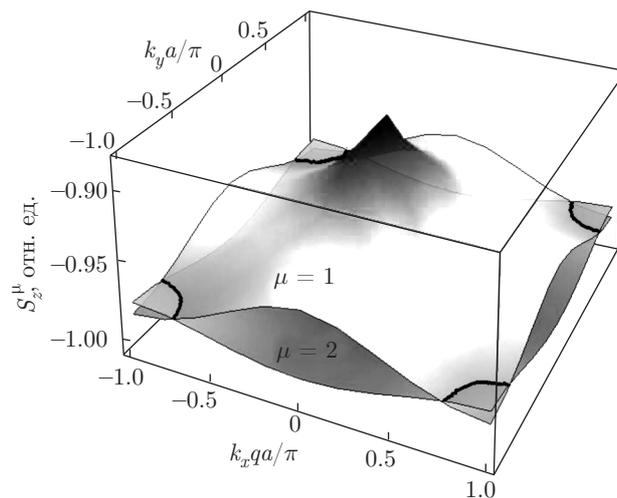


Рис. 5. Спиновая поляризация стационарных квантовых состояний электрона в магнитной зоне Бриллюэна в основной ($\mu = 1$) и следующей за ней ($\mu = 2$) магнитных подзонах спектра. Расчетные параметры те же, что и на рис. 4. Указаны линии пересечения поверхностей в k -пространстве, состояния носителей на которых отвечают пику 2 на рис. 4

в магнитной зоне Бриллюэна, для которых z -проекции спиновой поляризации стационарных состояний

$$S_z^\mu(k_x, k_y) = \int \langle \psi_{\mathbf{k}}^\mu(x, y) | \hat{\sigma}_z | \psi_{\mathbf{k}}^\mu(x, y) \rangle dx dy \quad (10)$$

в рассматриваемых магнитных подзонах равны друг другу (см. рис. 5). На частоте данного пика эллиптичность фарадеевского излучения меняет знак. В выражении (10) индекс μ задает номер магнитной подзоны, а угловые скобки означают матричное скалярное произведение в пространстве спиноров электронных волновых функций $\psi_{\mathbf{k}}^\mu(x, y)$. Интегрирование в (10) ведется по магнитной элементарной ячейке сверхрешетки площадью qa^2 [15]. Проведенные нами расчеты показали, что максимумы углов вращения Керра и Фарадея соответствуют в основном интервалам частот, при которых продольная компонента тензора проводимости σ_{xx} мала, а недиагональная σ_{xy} имеет конечное значение, т. е. для образцов в режиме изолятора, когда внешним излучением индуцируется только поперечный ток.

Учет в модели только лишь спинового расщепления в магнитном поле не мог бы объяснить подобных особенностей частотных зависимостей углов Фарадея и Керра при анализе результатов возможных экспериментов с электронным газом. Поэтому наряду с магнитным полем спин-орбитальное взаимодействие также ключевым образом определяет величину эффекта кругового дихроизма в изуча-

емых решеточных структурах. Отметим, что проведенные нами модельные расчеты магнитооптических эффектов в электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза обнаруживают качественно те же особенности частотных зависимостей углов Керра и Фарадея.

В рамках обобщенной модели Харпера–Хофштадтера в работе был рассчитан магнитооптический эффект Керра в полярной геометрии. Было обнаружено, что на определенных частотах переходов между шестью магнитными подзонами «бабочек» Хофштадтера при $p/q = 1/3$ наблюдались нули мнимой части недиагональной компоненты тензора проводимости σ_{xy} , ответственной за поглощение в среде. Кроме того, на таких частотах диагональная компонента тензора проводимости σ_{xx} оказывалась близкой к нулю, а электронные состояния в магнитных подзонах, между которыми изучались переходы, имели равные по модулю и противоположные по знаку z -проекции спиновой поляризации (10). Как результат, керровское вращение отсутствовало и вследствие исчезающе малого поглощения среда становилась практически прозрачной для излучения. Магнитооптические измерения здесь выступают как эффективный инструмент исследования магнитных блоховских состояний носителей в сверхрешетках.

5. ИНДУЦИРОВАННАЯ СПИНОВАЯ ПЛОТНОСТЬ

Спин-орбитальное взаимодействие связывает спиновые и координатные степени свободы носителей заряда. Поэтому можно ожидать, что при поглощении внешнего электромагнитного излучения электронным газом конечные состояния носителей должны характеризоваться наведенной (индуцированной полем волны) спиновой плотностью, определенной на магнитной элементарной ячейке сверхрешетки. Оставаясь в рамках теории линейного отклика при необратимых процессах, можно рассчитать величину индуцированной полем электромагнитной волны спиновой плотности:

$$\Sigma_i^j(x, y) = \frac{eA_0}{8\pi\hbar\omega} \sum_{\mathbf{k}, \mu, \nu} S_{\mathbf{k}, \mu, \nu}^i(x, y) \times v_{\mathbf{k}, \mu, \nu}^j f_{\mathbf{k}, \mu} (1 - f_{\mathbf{k}, \nu}) \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}, \nu} - \varepsilon_{\mathbf{k}, \mu} - \hbar\omega), \quad (11)$$

где A_0 — амплитуда напряженности электрического поля волны, $S_{\mathbf{k}, \mu, \nu}^i(x, y)$ — функция межподзональной спиновой плотности стационарных состояний:

$$S_{\mathbf{k}, \mu, \nu}^i(x, y) = \langle \psi_{\mathbf{k}}^\mu(x, y) | \hat{\sigma}_i | \psi_{\mathbf{k}}^\nu(x, y) \rangle. \quad (12)$$

Величина Σ_i^j есть i -я проекция ($i = x, y, z$) вектора локальной спиновой плотности в магнитной ячейке сверхрешетки. Индекс j задает направление поляризации внешнего электромагнитного излучения. Как и ранее, полагается, что электромагнитная волна поляризована вдоль направления оси x , так что $j = x$. В данной работе расчет проекций спиновой плотности (11) был проведен нами на частоте внешнего электромагнитного излучения, которая соответствует максимальному значению величины угла Фарадея в модели (1) со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза (3) при прямых переходах между состояниями полностью заполненной основной магнитной подзоны и следующей за ней. Параметры модельной структуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs были таковы: $V_0 = 1$ мэВ, $m_{\text{GaAs}}^* = 0.067m_0$, $g = -0.44$, $\beta = 2.5 \cdot 10^{-3}$ эВ·нм, $a = 80$ нм, $p/q = 4/1$. Максимум фарадеевского вращения соответствовал переходам между состояниями подзон, для которых плотность квантовых состояний имеет особенность ван Хова. Расчеты показали (см. рис. 6), что величины проекций индуцированной спиновой плотности имеют порядок одной тысячной доли магнетона Бора на один электрон. Поэтому можно ожидать, что при типичной концентрации носителей $n \approx 10^{11}$ см⁻², периоде сверхрешетки $a = 80$ нм и величине магнитного поля, соответствующей четырем квантам магнитного потока

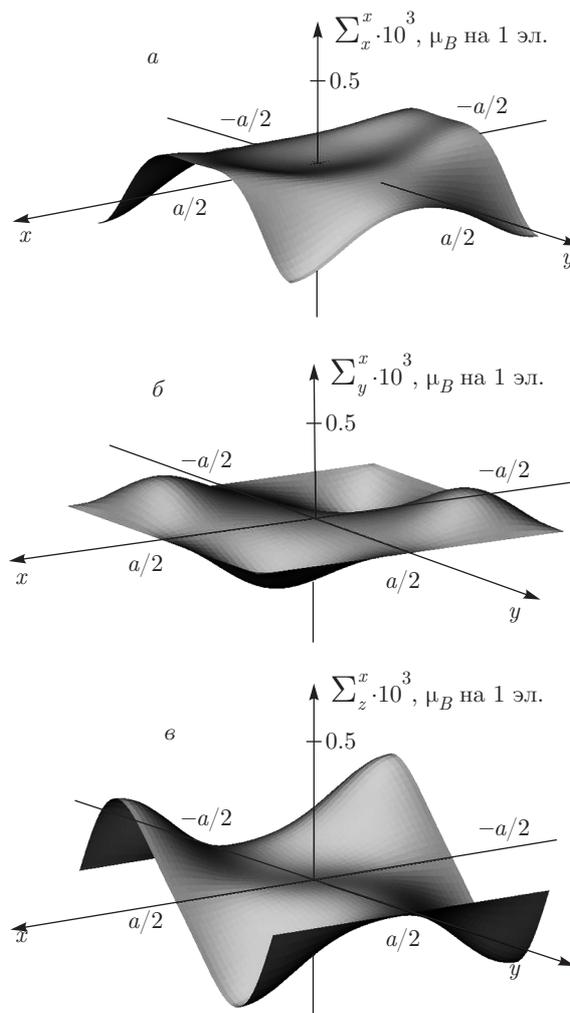


Рис. 6. Проекции индуцированной спиновой плотности в магнитной элементарной ячейке сверхрешетки на максимуме фарадеевского вращения

через элементарную ячейку сверхрешетки, средняя индуцированная намагненность электронного газа на площади qa^2 будет составлять величину порядка 4–5 магнетонов Бора. Таким образом, в рамках рассмотренных в работе моделей показано, что воздействие электромагнитного излучения терагерцевого диапазона на электронную систему сверхрешетки в магнитном поле способно индуцировать не только поперечный ток, но и конечное неоднородное локальное распределение намагненности в газе носителей заряда. При этом роль спин-орбитального взаимодействия в данных эффектах является ключевой.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектр материалов, где теоретически и экспериментально изучаются магнитооптические эффекты

в газе носителей заряда, необычайно широк. Двоякопериодические полупроводниковые сверхрешетки составляют класс таких материалов, где исследование магнитооптики носителей представляет интерес не только с точки зрения фундаментальной науки, но и с позиций прикладного характера. Следует подчеркнуть высокую информативность метода фарадеевской спектроскопии при экспериментальном исследовании полупроводниковых структур. Главная ценность метода в том, что он оказывается более чувствительным по сравнению с непосредственной регистрацией расщеплений в спектре носителей, обусловленных наличием спина. Рассчитанные нами частотные зависимости углов Керра и Фарадея могут служить хорошим инструментом для возможного экспериментального исследования сложной фрактальной структуры спектров полупроводниковых сверхрешеток со спин-орбитальным взаимодействием в магнитном поле. В настоящей работе указаны области магнитных полей и параметров решеточных структур, которые на определенных частотах терагерцевого диапазона могут быть прозрачными для электромагнитного излучения, а сам электронный газ может быть неоднородно намагничен вследствие его взаимодействия с высокочастотным полем электромагнитной волны. Отметим также, что полученные в данной работе величины магнитооптических углов гораздо меньше, чем для межзонных переходов в ферромагнетиках или легированных металлами полупроводниках [19–21], но сравнимы с величиной угла Фарадея для напряженных немагнитных полупроводниковых структур на основе арсенида галлия [22], а также величиной угла Керра в некоторых слоистых металлических структурах [23] или органических молекулярных полупроводниках [24].

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ и при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 15-02-04028, 14-02-00174).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. Harper, Proc. Phys. Soc. **68**, 874 (1955).
2. Г. Е. Зильберман, ЖЭТФ **23**, 49 (1964).
3. F. A. Butler and E. Brown, Phys. Rev. B **166**, 630 (1968).
4. D. Hofstadter, Phys. Rev. B **14**, 2239 (1976).
5. Y. Hasegawa, Y. Hatsugai, and M. Kohmoto, Phys. Rev. B **41**, 9174 (1990).
6. T. Schlösser, K. Ensslin, and J. P. Kotthaus, Semicond. Sci. Technol. **11**, 1582 (1996).
7. M. C. Geisel, J. H. Smet, V. Umansky et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 256801 (2004); C. Albrecht, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 147 (2001).
8. M. Grundmann, N. N. Ledentsov, R. Heitz et al., Phys. Stat. Sol. (b) **188**, 249 (1995).
9. Н. А. Усов, ЖЭТФ **94**, 305 (1988).
10. V. Ya. Demikhovskii and A. A. Perov, Phys. Rev. B **75**, 205307 (2007).
11. А. А. Перов, И. В. Пенягин, ЖЭТФ **145**, 535 (2014).
12. А. А. Перов, И. В. Пенягин, ЖЭТФ **148**, 127 (2015).
13. S. V. Iordanski, Письма в ЖЭТФ **89**, 423 (2009).
14. А. А. Перов, Л. В. Солнышкова, ЖЭТФ **88**, 717 (2008).
15. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Теоретическая физика. Том 9*, Наука, Москва (1978), § 60, с. 292.
16. P. M. Oppeneer, T. Maurer, J. Sticht, and J. Kübler, Phys. Rev. B **45**, 10924 (1992).
17. K. W. Wierman, J. N. Hilfiker, R. F. Sabiryanov et al., Phys. Rev. B **55**, 3093 (1997).
18. H. Bennett, Phys. Rev. **137**, A448 (1965).
19. A. Stroppa, S. Picozzi, A. Continenza et al., Phys. Rev. B **77**, 035208 (2008).
20. M.-H. Kim, G. Acbas, M.-H. Yang et al., Phys. Rev. B **75**, 214416 (2007).
21. A. Winter, H. Pascher, M. Hofmayer et al., Rev. Adv. Mater. Sci. **20**, 92 (2009).
22. Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **93**, 176601 (2004).
23. C. Etz, A. Vernes, L. Szunyogh, and P. Weinberger, Phys. Rev. B **77**, 064420 (2008).
24. M. Fronk, B. Bräuer, J. Kortus et al., Phys. Rev. B **79**, 235305 (2009).