

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(24 ноября 1999 г.)

24 ноября 1999 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Магарилл Л.И., Романов Д.А., Чаплик А.В.** (Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск). *Низкоразмерные электроны в криволинейных наноструктурах.*

2. **Девятов Э.В., Шашкин А.А., Долгополов В.Т., Ханзен В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка), **Холланд М.** (Факультет электроники и электротехники университета Глазго, Великобритания). *Туннельные измерения кулоновской псевдощели в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле.*

3. **Гусев С.А., Ноздрин Ю.Н., Сапожников М.В., Фраерман А.А.** (Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород). *Коллективные эффекты в искусственных двумерных решетках ферромагнитных наночастиц.*

4. **Елесин В.Ф., Катеев И.Ю., Крашенинников А.В., Подливаев А.И.** (Московский инженерно-физический институт, Москва). *Теория когерентной генерации резонансно-туннельного диода.*

5. **Кочерешко В.П., Сурис Р.А., Яковлев Д.Р.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург). *Эффекты экситон-электронного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами, содержащими двумерный электронный газ.*

6. **Красильник З.Ф., Новиков А.В.** (Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород). *Оптические свойства напряженных гетероструктур на основе  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  и  $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ .*

Краткое изложение представленных докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 73.20.-r, 73.25.+i, 73.50.-h, 73.61.-r

### Низкоразмерные электроны в криволинейных наноструктурах

Л.И. Магарилл, Д.А. Романов, А.В. Чаплик

Известно, что в классической механике переход к искривленному пространству меньшего числа измерений сводится просто к введению связей, уменьшающих эффективное число степеней свободы частицы. Поэтому с "самого начала" можно пользоваться криволинейными координатами. В квантовой постановке речь должна идти о волноводах, один или два характерных размера которых становятся много меньше всех остальных длин задачи, и волновое уравнение должно быть преобразовано в духе адиабатического приближения (степени свободы разделяются на быстрые и медленные). При этом возникает адиабатический потенциал чисто геометрической природы.

На примере эллиптического кольца в настоящей работе показано, что результат зависит от способа "одномеризации". Иными словами, в системе сохраняется память о том ограничивающем движение частицы потенциале  $n$ -мерной задачи, из которой в пределе возникает  $(n-1)$ -мерное волновое уравнение. Ситуация значительно упрощается для поверхностей постоянной кривизны (сфера, круглый цилиндр), так как в этих случаях адиабатический потенциал сводится к постоянной. Ниже рассмотрены конкретные примеры криволинейных низкоразмерных систем.

#### 1. Спирально свернутая квантовая яма (рулон)

Для цилиндрических поверхностей задача очевидным образом приводится к одномерной: электрон в искривленной квантовой проволоке. Вводя координаты  $s$  (длина дуги кривой) и  $h$  (расстояние до кривой вдоль ее радиуса кривизны в точке  $s$ ) и проводя усреднение по основному состоянию быстрого движения вдоль координаты  $h$ , приходим к одномерному уравнению Шрёдингера с адиабатическим потенциалом:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} - \frac{\hbar^2}{8mR^2(s)} \psi = E_{\parallel} \psi. \quad (1)$$

Здесь  $R(s)$  — радиус кривизны как функция положения точки на кривой;  $E_{\parallel}$  — энергия движения вдоль кривой. Таким образом, частица притягивается к областям максимальной кривизны.

Численные расчеты для спирали Архимеда (в полярных координатах уравнение  $\rho = L\varphi$ ) показывают, что число связанных состояний (т.е. уровней с энергией  $E_{\parallel} < 0$ ) растет с числом оборотов спирали. Для 1, 2 и 3 оборотов число отрицательных уровней равно 1, 2 и 3 соответственно (для бесконечной спирали число отрицательных уровней бесконечно, так как асимптотический потенциал в (1) ведет себя как кулоновский: пропорционален  $-\hbar^2/16mLs$ ). Также численно было рассчитано поглощение электромагнитных волн, вызванное переходами между связанными состояниями. Вследствие анизотропии спирали в своей плоскости интенсивности всех линий поглощения сильно зависят от направления линейной поляризации волны.

## 2. Экситоны и трионы в квантовых кольцах

Двухчастичное уравнение Шрёдингера для электрона и дырки, движущихся в квантовом кольце, легко разделяется на уравнение относительного движения (переменная  $\vartheta = \varphi_e - \varphi_h$ ) и на уравнение для центра масс  $\varphi_c = (m_e\varphi_e + m_h\varphi_h)/M$ , где  $M = m_e + m_h$ ,  $\varphi_e$  и  $\varphi_h$  — азимутальные координаты электрона и дырки на кольце. Полная волновая функция должна быть *независимо* периодична по  $\varphi_e$  и  $\varphi_h$  с периодом  $2\pi$ . Вместе с тем волновая функция относительного движения  $\psi(\vartheta)$  должна удовлетворять теореме Блоха, так как потенциал взаимодействия электрона и дырки пропорционален  $|\sin(\vartheta/2)|^{-1}$ .

Комбинация этих двух требований приводит к выражению для энергии связанных состояний экситона:

$$W_n = E_n - \Delta_n \cos\left(\Phi + \frac{Jm_e}{M}\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

Здесь  $E_n$  — уровни энергии одномерной кулоновской системы;  $\Delta_n$  — амплитуды, соответствующие туннелированию электрона к дырке вдоль кольца;  $J$  — полный азимутальный момент экситона как целого;  $\Phi$  — магнитный поток сквозь кольцо, измеренный в квантах потока  $hc/e$ . Таким образом, *внутренняя* энергия экситона оказывается периодической функцией магнитного поля.

Из уравнения (2) следует также, что в отсутствие магнитного потока ( $\Phi = 0$ ) энергия связи системы зависит от ее полного механического момента  $J$ . В соответствующей одномерной прямолинейной задаче внутренняя энергия, разумеется, не зависит от импульса центра масс (принцип относительности). Однако равномерное движение по окружности принципиально обнаружимо "внутренним наблюдателем", причем, как это очевидно, не из-за центробежных эффектов. Причина имеет чисто квантовую природу и связана с возможностью туннелирования сквозь кулоновский барьер вокруг области, охватываемой кольцом.

Аналогичное рассмотрение, проведенное для триона (заряженного комплекса  $h-e-e$ ), показывает, что энергия связи также осциллирует с магнитным потоком, однако теперь период осцилляций зависит от отношения эффективных масс

$$\Delta\Phi = \frac{m_h + 2m_e}{2M}. \quad (3)$$

## 3. Баллистический магнито-кондактанс цилиндрического сектора

Рассмотрим сектор  $-\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_0$  кругового цилиндра радиусом  $R$  в однородном магнитном поле  $\mathbf{B}$ , перпендикулярном оси цилиндра (оси  $z$ ). Угол  $\varphi$  отсчитывается от направления  $\mathbf{B}$ . Двумерные электроны сектора "видят" только нормальную компоненту магнитного поля, которое, таким образом, становится эффективно неоднородным. Вырождение уровней Ландау снимается, и энергия электрона зависит от положения точки подвеса магнитного осциллятора.

Для внутренних состояний в достаточно сильном магнитном поле (магнитная длина  $l_B$  много меньше  $R$ ) легко получаем

$$E_n(p) = \frac{\hbar e B}{mc} \sqrt{1 - \frac{p^2 l_B^4}{\hbar^2 R^2}} \left(n + \frac{1}{2}\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Здесь  $p$  — импульс вдоль оси  $z$ ; область импульсов  $p > \hbar R/l_B^2$  соответствует краевым состояниям; спектр находится численными расчетами; энергия растет асимптотически, как  $p^2$ .

Холловский кондактанс  $G_H$  вычисляется аналитически в предельном случае  $l_B \ll R$  (т.е. когда вклад краевых состояний не существен), если уровень Ферми лежит в группе неперекрывающихся зон  $E_n(p)$ . Так, в ультраквантовом пределе, когда заселена лишь зона  $n = 0$ , холловский кондактанс

$$G_H = \frac{2e^2}{h} \left[ 1 - \frac{1}{\varphi_0} \arcsin\left(\sin \varphi_0 - \varphi_0 \frac{\nu}{2}\right) \right], \quad (5)$$

где  $\nu = 2\pi N_s l_B^2$  — фактор заполнения,  $N_s$  — поверхностная плотность носителей.

В общем случае численный расчет показывает, что при нулевой температуре магнитополевая зависимость холловского кондактанса  $G_H(B)$  имеет изломы в точках, соответствующих совпадению уровня Ферми с вершинами последовательных зон Ландау (рис. 1). Продоль-

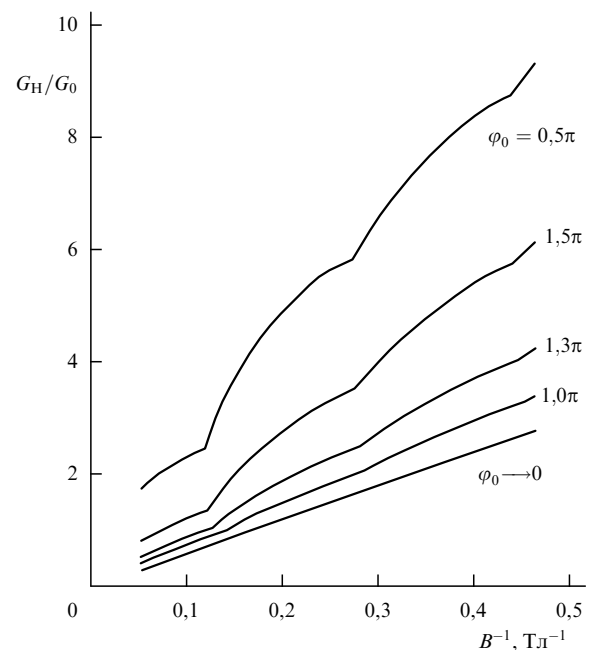


Рис. 1. Магнитополевая зависимость холловского кондактанса для цилиндрического сектора при различных значениях  $\varphi_0$ . Прямая линия соответствует плоской полосе.

ный баллистический кондактанс цилиндрического сектора (в отличие от плоской полосы) немонотонно зависит от энергии Ферми: существуют участки падающей характеристики  $J(V_g)$ , где  $J$  — ток вдоль оси цилиндра,  $V_g$  — напряжение на затворе, меняющее энергию Ферми системы.

#### 4. Спин-орбитальное взаимодействие на цилиндрической поверхности

Спин-орбитальное взаимодействие двумерных электронов описывается двумя вкладками в гамильтониан. Один из них, известный как модель Рашбы, записывается в инвариантной форме:

$$\widehat{V}_1 = \gamma_1 [\hat{\sigma} \times \hat{p}] \mathbf{n}. \quad (6)$$

Здесь  $\hat{\sigma}_i$  и  $\mathbf{p}$  — матрицы Паули и оператор двумерного импульса соответственно;  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности;  $\gamma_1$  — константа спин-орбитального взаимодействия, отличная от нуля только для структур, асимметричных в направлении нормали (типичный пример — гетеропереход GaAs/GaAlAs).

Второй вклад возникает от кубических по импульсу членов в объемном гамильтониане. Его явная запись возможна лишь при определенном выборе координатных осей. Если нормаль к поверхности направлена вдоль оси  $z$ , то

$$\widehat{V}_2 = \gamma_2 (\hat{\sigma}_x \hat{p}_x - \hat{\sigma}_y \hat{p}_y), \quad (7)$$

причем  $\gamma_2 \neq 0$  также и для симметричной квантовой ямы. Для плоских двумерных систем гамильтонианы  $V_1$  и  $V_2$  унитарно эквивалентны, их спектры тождественны и зависят только от модулей  $|\gamma_1|$  и  $|\gamma_2|$ . В случае искривленной поверхности эти утверждения теряют силу.

Уравнение Шрёдингера с учетом спин-орбитального взаимодействия допускает точное аналитическое решение для случая полого кругового цилиндра (нанотрубки). Собственные значения энергии оказываются инвариантными относительно изменения знака константы спин-орбитального взаимодействия: они содержат произведения  $\gamma_1 R$  и  $\gamma_2 R$ . Это означает различие энергетических спектров выпуклой и вогнутой системы (напомним, что в этой модели мы имеем дело с ориентированной поверхностью, т.е. направления  $\mathbf{n}$  и  $-\mathbf{n}$  физически не эквивалентны).

Экспериментальным проявлением знака  $\gamma_1$  может служить поглощение электронами нанотрубки электромагнитной волны, линейно поляризованной вдоль оси цилиндра. В зависимости от относительного знака  $\gamma_1$  и кривизны пик поглощения на спин-флип переходе сдвигается влево или вправо от положения, соответствующего плоской структуре того же материала. Вклад  $V_2$  в термодинамические и оптические характеристики системы после суммирования по состояниям не зависит от знака  $\gamma_2$ .

Таким образом, существует принципиальная возможность разделить вклады  $V_1$  и  $V_2$  при измерении одного и того же отклика систем, отличающихся только знаком кривизны (например, гетеропереход GaAs/GaAlAs), изогнутый так, что электроны оказываются либо на внутренней, либо на внешней поверхности цилиндра.

#### 5. Влияние спин-орбитального взаимодействия на намагниченность нанотрубок

Уравнение Шрёдингера с учетом спин-орбитального взаимодействия может быть решено и в случае, когда на систему наложено однородное магнитное поле, параллельное оси нанотрубки. При нулевом продольном импульсе и магнитном потоке сквозь нанотрубку, равном полцелому числу квантов потока, имеет место пересечение термов, относящихся к разным спиновым проекциям. Эта особенность энергетического спектра приводит к аномалиям в поведении намагниченности системы.

В отсутствие спин-орбитального взаимодействия линейная восприимчивость соответствует диамагнетизму. При включении спин-орбитального взаимодействия для определенной области параметров задачи возможна смена знака восприимчивости (диапарапереход). По той же причине (пересечение термов) магнитная восприимчивость нанотрубки характеризуется сильной дисперсией в области малых частот (на несколько порядков меньших вращательного кванта электрона  $\hbar^2/2mR^2$ ).

Мы показали также, что при падении на нанотрубку электромагнитной волны, линейно поляризованной вдоль ее оси (так же направлено и внешнее магнитное поле), возникает наведенный постоянный магнитный момент, пропорциональный интенсивности волны. Эта фотоиндуцированная намагниченность пропорциональна  $\gamma_1^2$  (в модели Рашбы) и резонансно зависит от частоты волны, достигая максимума на частоте спин-флип перехода.

Обсуждаемый эффект сродни фотогальваническому: выделенное направление для кругового тока, порождающего магнитный момент, задается векторным произведением  $[\mathbf{V} \times \mathbf{n}]$ , где нормаль к системе  $\mathbf{n}$  направлена по радиусу цилиндра. Отклик второго порядка на электрическое поле волны содержит вторую и нулевую гармоники; последняя и приводит к постоянной намагниченности.

#### Список литературы

1. Магарилл Л И, Романов Д А, Чаплик А В *Письма в ЖЭТФ* **64** 421 (1996); *ЖЭТФ* **110** 669 (1996); **113** 1411 (1998); *S & M* **23** 1227 (1998); *Physica B* **249–251** 377 (1998)
2. Магарилл Л И, Чаплик А В *ЖЭТФ* **115** 1478 (1999); *Письма в ЖЭТФ* **68** 136 (1998); **70** 607 (1999)
3. Ведерников А И, Чаплик А В *ЖЭТФ* **117** (1) (2000)
4. Чаплик А В *Письма в ЖЭТФ* **62** 885 (1995); *Phys. Low-Dim. Struct.* (9/10) (1999)

PACS numbers: 72.20 My, 73.40 Kp

#### Туннельные измерения кулоновской псевдощели в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле

Э.В. Девятов, А.А. Шашкин, В.Т. Долгополов, В. Ханзен, М. Холланд

Хорошо известно, что инжекция заряда при туннелировании в двумерную электронную систему в квантующем магнитном поле чрезвычайно чувствительна к многочас-