

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ АСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВО-РАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ: НЕ ЗАВИСЯЩАЯ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ТОКА АСИММЕТРИЯ ПО ПОЛЮ

А. А. Горбачевич

*Московский институт электронной техники
103498, Москва, Россия*

В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, И. В. Кучеренко,

О. Е. Омеляновский^а, В. И. Цebro^{а}*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

*^а Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур
53421, Вроцлав, Польша*

Поступила в редакцию 27 апреля 2001 г.

Экспериментально и теоретически исследовано новое обнаруженное явление — асимметричное по полю поперечное магнитосопротивление легированной асимметричной квантово-размерной структуры в магнитном поле, параллельном плоскостям гетерограниц. Не зависящая от направления транспортного тока асимметрия магнитосопротивления по полю наблюдается в том случае, когда в структуру при помощи вплавленных металлических контактов встроено латеральное электрическое поле. В теоретической части работы показано, что асимметричный по магнитному полю вклад в ток может быть последовательно описан в русле теорий спонтанных токовых состояний и фотогальванического эффекта в системах без центра инверсии, и причина его возникновения связана с асимметрией энергетического спектра носителей тока по квазиимпульсу. Показано, что изменение размера и формы контуров Ферми под влиянием магнитного поля определяет саму величину сильного отрицательного магнитосопротивления, связанного с обсуждаемым межподзонным рассеянием, и оказывается ответственным за возникновение качественно нового эффекта, вынесенного в название работы.

PACS: 73.20.Dx, 73.50.Jt

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронные свойства систем с низкой размерностью представляют значительный интерес как для фундаментальной науки, так и для практических приложений. Особое место при этом занимают исследования двумерного электронного газа в магнитном поле, приведшие в свое время к открытию таких явлений, как целочисленный [1] и дробный [2] квантовые эффекты Холла. На практике двумерный газ

реализуется либо на гетерогранице двух полупроводников, либо в квантовой яме. И в том, и в другом случае волновая функция носителей заряда имеет некоторую протяженность в направлении, перпендикулярном плоскости гетерограниц, и может изменяться в данном направлении под влиянием внешних воздействий (приложенное магнитное или электрическое поле). Данное изменение наиболее ярко проявляется при переходе к асимметричным вдоль нормали к плоскости гетерограниц многослойным туннельно-связанным двумерным системам, и если в качестве внешнего воздействия выступает, например,

*E-mail: tsebro@sci.lebedev.ru

магнитное поле, то упомянутое изменение волновой функции может заметно сказываться на поведении магнитосопротивления, что и было экспериментально показано в работах [3–5], где изучалось магнитосопротивление двух туннельно-связанных квантовых ям в перпендикулярном (относительно плоскости гетероструктуры) магнитном поле.

Более значительное изменение конфигурации волновых функций электронов в направлении перпендикулярном гетерограницам происходит, когда магнитное поле прикладывается вдоль плоскости гетероструктуры. В этом случае к ограничивающему потенциалу квантовой ямы добавляется магнитный потенциал осцилляторного типа, зависящий от места расположения центра орбиты электрона в магнитном поле [6]. В такой геометрии магнитосопротивление наноструктур, состоящих из туннельно-связанных квантовых ям, исследовалось в работах [7–12]. В частности, было установлено, что величина магнитосопротивления в существенной степени определяется изменением характера межподзонного рассеяния носителей тока. Межподзонное рассеяние, в свою очередь, определяется величиной передаваемого импульса Q , которая в первом приближении есть просто разность фермиевских импульсов в подзонах. Вероятность межподзонного рассеяния пропорциональна $1/Q$. При изменении магнитного поля фермиевские импульсы в различных подзонах изменяются существенно различным образом, что и приводит к сильно выраженному магнитосопротивлению. Из-за того что относительное изменение фермиевских импульсов в подзонах может быть как одного, так и другого знака (в зависимости от геометрии системы и концентрации носителей в подзонах), магнитосопротивление может быть как положительным, так и отрицательным и даже знакопеременным, что и наблюдается экспериментально [8, 10, 12, 13].

В работе [7] было обнаружено, что величина магнитосопротивления в параллельном магнитном поле зависит от направления магнитного поля и тока, т. е. магнитосопротивление содержит член линейный как по магнитному полю параллельному гетерограницам (и перпендикулярному току), так и по электрическому полю параллельному току. Наблюдаемый эффект можно интерпретировать как следствие перераспределения электронной плотности под действием силы Лоренца. В случае, если рассеяние носителей заряда в различных областях структуры различно, что в гетероструктурах практически всегда имеет место, то при изменении направления тока или магнитного поля подвижность

носителей заряда будет изменяться, что и приводит к наблюдаемому изменению сопротивления. Соответствующий вклад в ток можно представить в виде

$$\delta j = \alpha([\mathbf{P} \times \mathbf{H}] \cdot \mathbf{E})\mathbf{E}, \quad (1)$$

где \mathbf{H} — магнитное поле, параллельное слоям, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, \mathbf{P} — некоторый полярный вектор, перпендикулярный плоскости структуры, существование которого обусловлено физической неэквивалентностью противоположных областей гетероструктуры, т. е. ее асимметрией вдоль оси роста. Отметим, что как эксперимент [7], так и соответствующая теория [11] показывают, что эффект, обусловленный данным механизмом, очень мал.

В настоящей работе описывается принципиально новое явление [14] — асимметричное по полю поперечное магнитосопротивление в магнитном поле, параллельном слоям структуры, которое не зависит от направления тока. Из полученных нами экспериментальных данных следует, что в образцах наноструктуры с вплавленными металлическими контактами, вблизи которых имеется обедненная область со встроенным латеральным электрическим полем, наблюдается существенная асимметрия магнитосопротивления по отношению к изменению направления магнитного поля (см. разд. 3.3.1 и 3.3.2). Величина магнитосопротивления при этом не зависит от направления электрического тока через образец, и, следовательно, наблюдаемому эффекту должен отвечать вклад в ток вида

$$\delta j = \beta([\mathbf{P} \times \mathbf{H}] \cdot \mathbf{E}_0)\mathbf{E}, \quad (2)$$

где \mathbf{E}_0 — некоторый полярный вектор параллельный току, определяемый встроенным электрическим полем в приконтактной области. В теоретической части работы (разд. 4) будет показано, что вклад в ток вида (2) может быть последовательно описан в русле теорий спонтанных токовых состояний [15] и фотогальванического эффекта [16] в системах без центра инверсии. Физическая причина возникновения аномального вклада в ток связана с асимметрией энергетического спектра исследованной наноструктуры по квазиимпульсу. Таким образом, если изменение размера контуров Ферми определяет саму величину магнитосопротивления, связанного с обсуждаемым в настоящей работе межподзонным рассеянием (разд. 3.33), то изменение их формы оказывается ответственным за возникновение качественно нового эффекта, определяемого выражением (2).

2. ИССЛЕДОВАННАЯ НАНОСТРУКТУРА И ЕЕ РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Исследованная нами наноструктура представляет собой одиночную нелегированную квантовую яму GaAs шириной 300 Å, ограниченную с обеих сторон барьерными слоями Al_{0.34}Ga_{0.66}As (270 Å), равномерно легированными кремнием до концентрации примерно $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Барьерные слои отделены от квантовой ямы нелегированными спейсерами Al_{0.34}Ga_{0.66}As шириной 100 Å. Вся структура отделена от подложки толстым (примерно 0.5 мкм) буферным слоем GaAs, а сверху закрыта защитным слоем GaAs толщиной 100 Å. Для определения профиля дна зоны проводимости, электронного спектра и распределения волновых функций выполнялся самосогласованный расчет системы уравнений Пуассона и Шредингера, который показал, что под уровнем Ферми находятся три подзоны (E_1 , E_2 и E_3) с энергиями Ферми $E_{F_1} \approx 32 \text{ мэВ}$, $E_{F_2} \approx 26 \text{ мэВ}$ и $E_{F_3} = 1\text{--}2 \text{ мэВ}$. В области квантовой ямы распределение концентрации носителей заряда вычислялось на основе решения квантовой задачи (с использованием волновых функций), вне этой области — по классическим формулам. На рисунке 1 представлены полученные таким образом профиль края зоны проводимости в области квантовой ямы, положение уровней размерного квантования (относительно уровня Ферми) и распределения волновых функций для первых двух подзон. Распределение легирующей примеси в системе таково, что асимметрия потенциала квантовой ямы достаточно мала: разность потенциалов ΔU на правой и левой границах ямы составляет всего 12 мэВ. Тем не менее, как видно на рис. 1, распределение волновых функций для первых подзон имеет ярко выраженную асимметрию.

3. МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ)

Магнитотранспортные свойства описанной выше наноструктуры исследовались стандартным методом при постоянном токе в интервале температур 2–300 К и различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости гетероструктуры и направления транспортного тока. Большая часть измерений проводилась в области магнитных полей до 75 кЭ на установке со сверхпроводящим соленоидом из ниобий-титанового кабеля, допускающим смену направления магнитного поля в одном проходе измерений полевых зависимостей магнитосопротивле-

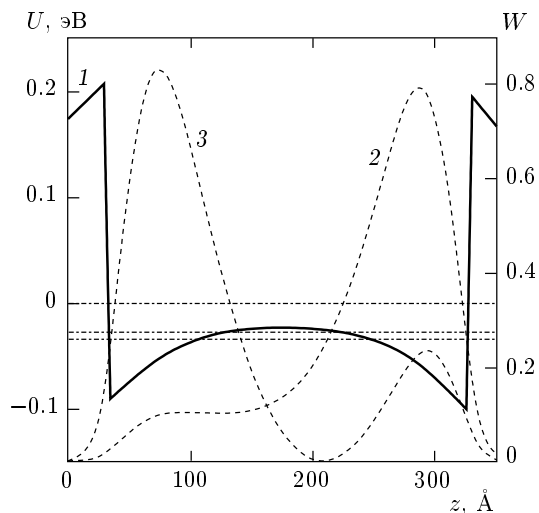


Рис. 1. Профиль потенциала (кривая 1), положение уровней размерного квантования (штрихпунктир) и распределение вероятностей для первых двух уровней (кривые 2, 3) исследованной наноструктуры в нулевом магнитном поле

ния. Отдельные измерения выполнялись в сильных магнитных полях до 140 кЭ, создаваемых сверхпроводящим соленоидом из ниобий-оловянной ленты. Поскольку коммутация поля в таком соленоиде возможна только до очень небольшой величины поля в обратном направлении, измерения в этом случае проводились для заданной ориентации образца при одном выбранном направлении магнитного поля.

3.1. Форма образцов и потенциальных контактов

Исследованные образцы имели разную геометрию и форму потенциальных контактов (рис. 2) в зависимости от типа предполагаемого эксперимента. Использовались три варианта:

- 1) приготовленные литографией симметричные потенциальные контакты холловской геометрии (рис. 2а);
- 2) разнесенные вплавленные металлические (индиевые) контакты (рис. 2б);
- 3) комбинированные (с одним вплавленным и несколькими литографическими) контакты (рис. 2в).

Геометрия первого варианта использовалась для характеристических измерений эффекта Шубникова — де Гааза (ШдГ) и квантового эффекта Холла (КЭХ). Во втором и третьем вариантах при наличии вплавленных потенциальных контактов вклад в

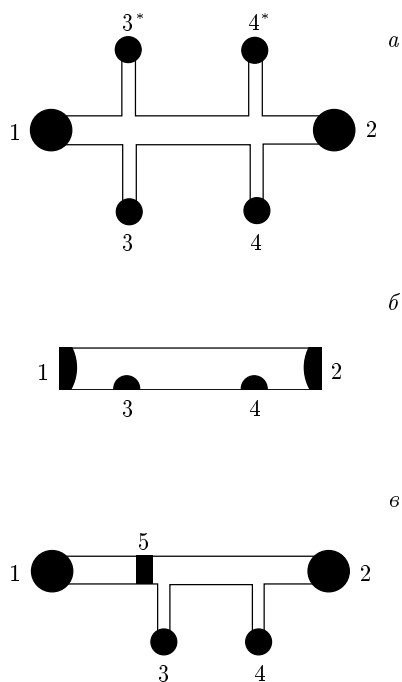


Рис. 2. Геометрия образцов и форма потенциальных контактов: *a* — литографические потенциальные контакты холловской геометрии, *б* — вплавленные потенциальные контакты, *в* — комбинированные контакты (1, 2 — токовые контакты, 3–5 — потенциальные контакты)

измеряемую разность потенциалов вносят участки приконтактных областей наноструктуры со встроенными латеральными электрическими полями, и именно в такой геометрии наблюдается асимметричное по полю магнитосопротивление. При этом в случае разнесенных потенциальных контактов (рис. 2*б*) эффект асимметрии является эффектом разностным, обнаруживаемым в меру неравенства направленных навстречу друг другу встроенных электрических полей в приконтактных областях первого и второго потенциальных контактов (см. разд. 3.3.1). В третьем варианте (рис. 2*в*) приготавливался только один вплавленный металлический потенциальный контакт. Второй потенциальный контакт являлся простым литографическим и располагался на достаточно близком от вплавленного контакта расстоянии, с тем чтобы, с одной стороны, обеспечить достаточную величину измеряемой разности потенциалов и, с другой стороны, существенно увеличить вклад в нее от приконтактной области со встроенным электрическим полем. В этом случае эффект асимметрии магнитосопротивления заметно усиливался (см. разд. 3.3.2).

3.2. Эффект Шубникова — де Гааза и квантовый эффект Холла

Измерения эффектов ШдГ и КЭХ в стандартной конфигурации (магнитное поле направлено по нормали к плоскости наноструктуры, образцы имеют холловскую геометрию, приведенную на рис. 2*а*) проводились прежде всего с целью характеристики наноструктуры, т. е. экспериментального определения параметров ее электронного спектра и их сравнения с расчетными. На рисунке 3*а* представлены результаты измерений полевых зависимостей магнитосопротивления $R_{xx}(H)$ и холловского сопротивления $R_{xy}(H)$ при $T = 4.2$ К. Фурье-анализ осциллирующей части магнитосопротивления дает два четких пика, соответствующих значениям $18.3 \cdot 10^4$ и $1.25 \cdot 10^4$. Отвечающие им значения концентрации носителей тока и энергии Ферми, рассчитанные по формулам

$$n = \frac{e}{\pi c} \frac{1}{\Delta(1/H)}$$

и

$$E_F = \frac{e}{m^* c} \frac{1}{\Delta(1/H)},$$

где $\Delta(1/H)$ — период осцилляций по обратному магнитному полю, составляют $n = 8.8 \cdot 10^{11}$ и $0.6 \cdot 10^{11}$ см⁻², а $E_F = 32$ и 2 мэВ (при $m^* = 0.067m_0$). Эти значения очень хорошо совпадают с расчетными для подзон E_1 и E_3 , и, таким образом, в эксперименте не проявляется вклад от подзоны E_2 в осцилляции ШдГ, во-первых, возможно, из-за того, что значения фермиевских энергий и концентраций носителей в первых двух подзонах близки по величине, и при не очень высокой подвижности носителей (см. ниже) и достаточно высокой температуре просто не хватает разрешения, а, во-вторых, возможно, еще и из-за того, что подвижность носителей в подзоне E_2 меньше, чем в подзоне E_1 ¹⁾.

Величина полной концентрации носителей n_H , полученная по измерениям эффекта Холла в слабых ($H < 10$ кЭ) магнитных полях, равна $1.8 \cdot 10^{12}$ см⁻², а измеренная величина подвижности электронов при $T = 4.2$ К равна 26000 см²/В·с. Из сопоставления холловской концентрации n_H с концентрациями n_1 и n_3 , полученными по измерениям эффекта ШдГ, следует, что концентрации в подзонах E_1 и

¹⁾ Как видно на рис. 1, волновая функция электронов подзоны E_1 имеет ярко выраженный максимум у одной из гетерограниц, а волновая функция зоны E_2 имеет два максимума вблизи каждой из гетерограниц. Поэтому вероятность рассеяния электронов на заряженных примесях, расположенных в барьерах, в подзоне E_2 должна быть больше, чем в подзоне E_1 .

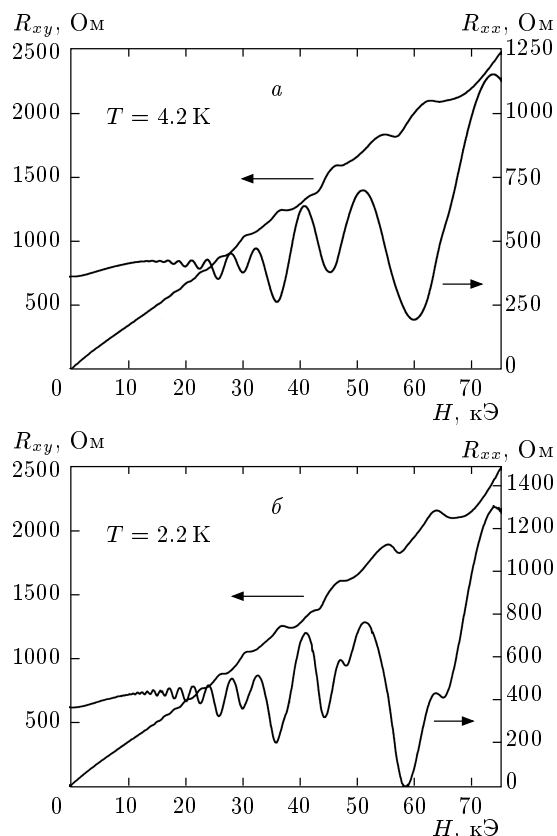


Рис. 3. Осцилляции Шубникова–де Гааза (кривые $R_{xx}(H)$) и полевые зависимости холловского сопротивления (кривые $R_{xy}(H)$) при двух температурах: 4.2 К (а) и 2.2 К (б)

E_2 действительно близки по величине, однако точно обозначить величину концентрации в подзоне E_2 не представляется возможным, так как ЭДС Холла определяется носителями всех трех подзон, подвижности которых могут существенно различаться. Отметим, что модуляция амплитуды осцилляций магнитосопротивления в сильных магнитных полях (рис. 3) вызвана, вероятно, межподзонным рассеянием, амплитуда которого, как обсуждается в следующем разделе, достаточно велика (около половины от общей амплитуды рассеяния носителей).

На полевых зависимостях холловского сопротивления $R_{xy}(H)$ (рис. 3а) при $H > 12$ кЭ отчетливо видны ступеньки, соответствующие положению минимумов сопротивления R_{xx} . Значения R_{xy} на соответствующих ступеньках с точностью (3–4)% совпадают с теоретическими значениями $\rho_{xy} = h/2eim$, где i — число заполненных уровней Ландау с учетом спина, а m — число идентичных электронных слоев, соединенных параллельно (в нашем случае $m = 2$).

Как видно из данных, представленных на рис. 3б, при понижении температуры до 2.2 К два последних минимума осцилляций ШдГ смещаются в сторону меньших значений магнитного поля и расщепляются. По-видимому, это связано со спиновым расщеплением уровней Ландау. В работах [17, 18] показано, что в двумерном газе на гетерогранице AlGaAs/GaAs g -фактор может достигать больших значений ($g \sim 10$) при нечетных числах заполнения в результате обменного взаимодействия электронов на спиновых подуровнях с квантовыми числами i и $i - 1$.

Отметим, что поперечное магнитосопротивление в данной конфигурации в области малых магнитных полей (1.5–12 кЭ) положительно. В очень малых полях, $H < 1.5$ кЭ, при $T = 4.2$ и 2.2 К наблюдается очень слабое отрицательное магнитосопротивление (около 0.5%), обусловленное, вероятно, разрушением интерференционной добавки к металлической проводимости [19].

3.3. Продольное и поперечное магнитосопротивление в параллельном магнитном поле

Зависимости сопротивления образцов наноструктуры от напряженности магнитного поля, параллельного плоскости двумерного газа, исследовались при двух взаимных ориентациях вектора тока \mathbf{J} и вектора магнитного поля \mathbf{H} : $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$ (поперечное магнитосопротивление) и $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H}$ (продольное магнитосопротивление), в интервале температур 4.2–300 К. Измерения проводились на образцах всех трех описанных выше форм потенциальных контактов (см. рис. 2).

3.3.1. Магнитосопротивление в случае вплавленных потенциальных контактов со встроенным электрическим полем

Измеренные в широкой области температур (от 4.2 до 300 К) кривые магнитосопротивления

$$\frac{\Delta R(H)}{R(0)} \equiv \frac{R(H) - R(0)}{R(0)}$$

в случае разнесенных вплавленных потенциальных контактов (рис. 2б) для случая $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$ представлены на рис. 4. Видно, что

- а) во всей области температур магнитосопротивление отрицательно;
- б) магнитосопротивление сильно зависит от температуры, увеличиваясь по мере ее понижения и

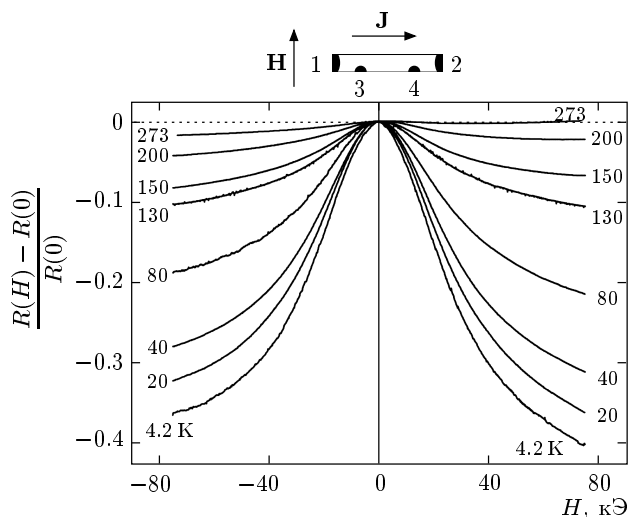


Рис. 4. Полевые зависимости магнитосопротивления при различных температурах в случае $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$. Вектор магнитного поля параллелен плоскости двумерного газа. Форма образца и потенциальных контактов показана в верхней части рисунка

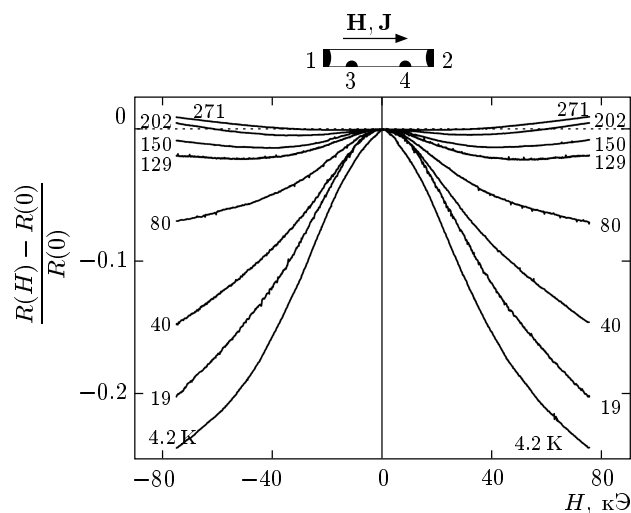


Рис. 5. Полевые зависимости магнитосопротивления при различных температурах в случае $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H}$. Вектор магнитного поля параллелен плоскости двумерного газа. Форма образца и потенциальных контактов показана в верхней части рисунка

достигая величины порядка -0.4 при $T = 4.2$ К и $H = 75$ кЭ;

в) во всей области температур магнитосопротивление асимметрично по магнитному полю, причем асимметрия меняет знак при изменении температуры, проходя через нуль при температуре порядка 130 К.

Следует специально подчеркнуть, что величина и форма нормированных кривых $\Delta R(H)/R(0)$ не зависят от направления тока через образец и от его величины (по крайней мере, в исследованном интервале значений от 1 до 50 мкА). Это свидетельствует о том, что холловское напряжение, возникающее вдоль оси наноструктуры при $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$, не оказывает влияния на величину магнитосопротивления и его асимметрию.

В случае продольного магнитосопротивления ($\mathbf{J} \parallel \mathbf{H}$) меняется величина и форма кривых $\Delta R(H)/R(0)$, но, главное, кривые $\Delta R(H)/R(0)$ становятся полностью симметричными, как видно из данных, представленных на рис. 5. Продольное отрицательное магнитосопротивление при $T = 4.2$ К и $H = 75$ кЭ достигает величины около -0.25 , что существенно меньше поперечного магнитосопротивления в данном поле и при данной температуре (см. рис. 4).

Асимметрия поперечного магнитосопротивления в параллельном магнитном поле.

На рисунке 6 представлены данные по асимметрии

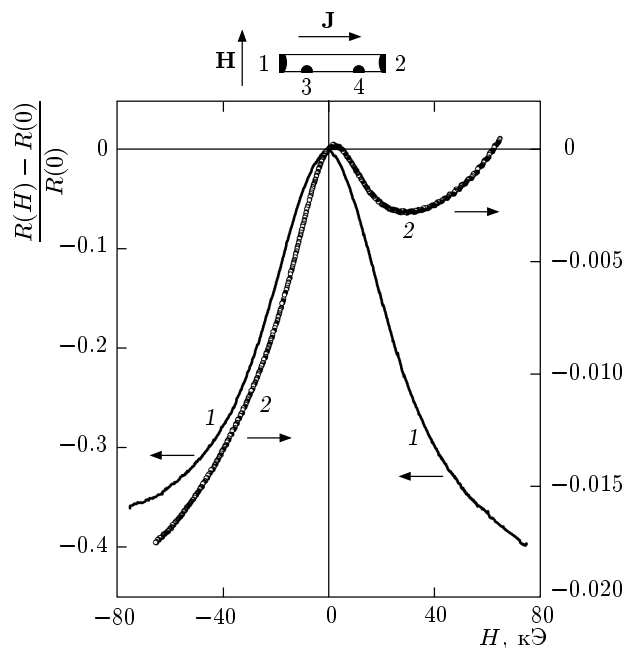


Рис. 6. Асимметрия полевых зависимостей поперечного магнитосопротивления при температурах 4.2 К (кривые 1) и 273 К (кривые 2)

при поперечного магнитосопротивления для двух крайних температур, 4.2 и 273 К. Эти данные получены на прямоугольных образцах наноструктуры размером 2×8 мм², в которые при температуре 350°С были вплавлены два индиевых потенциаль-

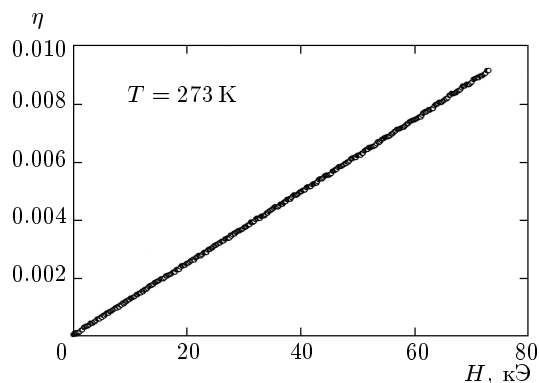


Рис. 7. Полевая зависимость величины асимметрии η поперечного магнитосопротивления при температуре 273 К

ных контакта на расстоянии порядка 6 мм. Хорошо видно, что поперечное магнитосопротивление имеет различные значения для противоположных направлений магнитного поля. Так, при $T = 4.2$ К асимметрия магнитосопротивления относительно направления магнитного поля составляет около 7 % в поле 75 кЭ (см. кривые 1). При $T = 273$ К сама величина магнитосопротивления очень мала (примерно 1%), но асимметрия его выражена намного ярче. На рисунке 6 (кривые 2) видно, что одна ветвь полевой зависимости магнитосопротивления, в отличие от другой, становится при высоких температурах немонотонной и магнитосопротивление даже меняет знак в районе 30 кЭ.

Как уже отмечалось, величина и знак асимметрии поперечного магнитосопротивления не зависят от направления тока при заданном значении магнитного поля. Если определить величину асимметрии $\eta(H)$ как разность полевых зависимостей $\Delta R(H)/R(0)$ для противоположных направлений магнитного поля, то существенным обстоятельством является то, что во всех исследованных нами случаях и при всех температурах зависимость $\eta(H)$ является линейной функцией H . Этот факт иллюстрируется данными, приведенными на рис. 7, где намеренно выбран случай (магнитосопротивление при $T = 273$ К, см. кривые 2 на рис. 6), когда полевая зависимость $\Delta R(H)/R(0)$ имеет ярко выраженный немонотонный характер. Из всего этого следует, что асимметричная добавка к проводимости (или току) является линейной по магнитному полю.

При повороте образца таким образом, чтобы вектор магнитного поля был строго параллелен вектору протекающего тока (случай продольного магнито-

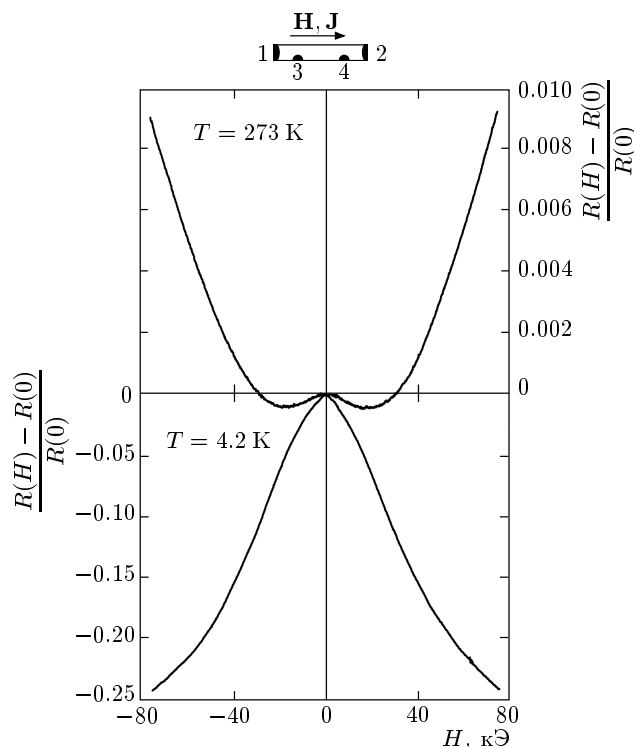


Рис. 8. Симметричные кривые полевых зависимостей продольного магнитосопротивления при различных температурах

сопротивления), меняется величина, а при высоких температурах даже и знак магнитосопротивления в полях свыше 30 кЭ, но существенно то, что асимметрия кривых $\Delta R(H)/R(0)$ исчезает (см. рис. 8).

3.3.2. Магнитосопротивление в случае комбинированных потенциальных контактов

Поскольку в случае разнесенных вплавленных потенциальных контактов эффект асимметрии поперечного магнитосопротивления является эффектом разностным, наблюдаемым в меру неравенства направленных навстречу друг другу встроенных электрических полей E_0 (см. выражение (2)) в приконтактных областях первого и второго контактов, представляло интерес провести измерения асимметрии магнитосопротивления на образцах только с одним вплавленным потенциальным контактом (рис. 2е). Другой же потенциальный (литографический) контакт имело смысл расположить в достаточной, но не предельной, близости от вплавленного контакта, с тем чтобы, с одной стороны, обеспечить достаточный уровень измеряемой разности потенциалов, а с другой — существенно увеличить вклад

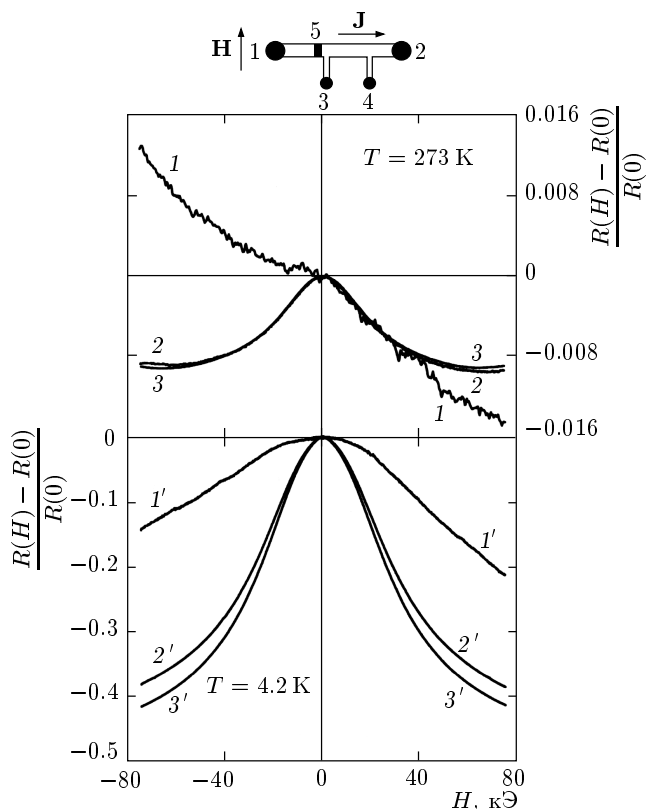


Рис. 9. Кривые поперечного магнитосопротивления при температурах 4.2 и 273 К в случае комбинарованных потенциальных контактов. Кривые 1 и 1' получены при измерении разности потенциалов между контактами 3 и 5, кривые 2 и 2' — между контактами 4 и 5 и кривые 3 и 3' — между контактами 3 и 4. Форма образца и номера потенциальных контактов показаны в верхней части рисунка

в суммарное магнитосопротивление от обедненной приконтактной области вплавленного потенциально-го контакта с встроенным электрическим полем²⁾.

Результаты такого эксперимента показаны на рис. 9. В эксперименте использовались три потенциальных контакта (показаны в верхней части рис. 9): вплавленный индиевый 5 и два боковых литографи-

²⁾ Вплавление металлического (в нашем случае индиевого) контакта на некоторую глубину сопровождается приближением к квантовой яме потенциального барьера, в результате чего под контактом и в непосредственной близости от него возникает обедненная носителями область. Эта обедненная приконтактная область обладает очень большим сопротивлением, поэтому, несмотря на ее небольшие размеры (около 1–10 мкм), именно асимметричный по полю вклад от нее в магнитосопротивление оказывается весьма существенным и определяет асимметрию поперечного магнитосопротивления всего образца в целом.

ческих, 3 и 4, на существенно разных расстояниях от контакта 5. Видно, что в том случае, когда второй потенциальный литографический контакт находится на достаточно близком расстоянии от вплавленного контакта (в нашем случае $d_{3-5} \approx 0.3$ мм), асимметрия кривых магнитосопротивления становится существенно более выраженной — при $T = 4.2$ К она достигает величины порядка 50%, а при $T = 273$ К магнитосопротивление становится даже противоположным по знаку: положительным при одном направлении магнитного поля и отрицательным при другом. Как и следовало ожидать, если второй литографический потенциальный контакт находится достаточно далеко от вплавленного контакта, кривые магнитосопротивления слабо асимметричны: в нашем случае при использовании потенциальных контактов 4 и 5 ($d_{4-5} = 6$ мм) асимметрия кривых магнитосопротивления не превышает величины примерно 2% в меру отношений расстояний d_{3-5} и d_{4-5} . И наконец, в случае литографических потенциальных контактов 3 и 4 кривые магнитосопротивления полностью симметричны (см. кривые 3, 3' на рис. 9).

Таким образом, эксперименты на образцах с одним вплавленным потенциальным контактом показывают, что эффект асимметрии поперечного магнитосопротивления может быть заметно усилен в меру вклада в измеряемое электросопротивление от обедненной носителями области наноструктуры со встроенным латеральным электрическим полем.

3.3.3. Магнитосопротивление и межподзонное рассеяние

В данном разделе рассматриваются и обсуждаются вопросы, а также приводятся расчетные и экспериментальные данные, связанные с самим отрицательным магнитосопротивлением в магнитном поле, параллельном плоскости наноструктуры, и возможным его качественным объяснением в рамках механизма межподзонного рассеяния носителей тока. Этот механизм, как было отмечено во Введении, связан с изменением размера и формы контуров Ферми при приложении внешнего магнитного поля.

Значительная величина отрицательного магнитосопротивления при низких температурах (в нашем случае $\Delta R(H)/R(0) \approx -0.4$ при $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$ и $\Delta R(H)/R(0) \approx -0.25$ при $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H}$ в поле 75 кЭ), по-видимому, является следствием уменьшения в магнитном поле межподзонного рассеяния, которое наряду с внутризонным рассеянием на ионизированной примеси определяет подвижность электронов при низких температурах. Ранее данный механизм

магнитосопротивления при $T = 4.2$ К и $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$ рассматривался в работах [9, 10, 12, 20, 21] в применении к гетеропереходам GaAs/AlGaAs и двухъямным структурам.

Известно (см., например, [6]), что в параллельном магнитном поле происходит значительная модификация электронных состояний, которая приводит к сдвигу минимумов подзон в k -пространстве, при этом смещение минимумов соответствующих подзон увеличивается с номером подзоны и может достигать нескольких мэВ. Таким образом, можно изменить заселенность определенной подзоны в магнитном поле вплоть до полного ее опустошения. На рисунке 10 представлены дисперсионные кривые $E_n(k_x)$ и соответствующие контуры Ферми в магнитных полях 0, 40 и 80 кЭ (оси x, y лежат в плоскости наноструктуры, магнитное поле приложено вдоль оси y), полученные для нашей наноструктуры в результате самосогласованного решения системы уравнений Шредингера и Пуассона в магнитном поле. Ясно, что в нашем случае межподзонное рассеяние определяется главным образом подзонами E_1 и E_2 с наименьшей разностью волновых векторов на уровне Ферми Δk_F . Заселенность третьей подзоны крайне невелика — уровень Ферми проходит вблизи ее дна, и в больших магнитных полях она полностью опустошается.

На рисунке 10 видно, что с увеличением магнитного поля происходит существенная деформация закона дисперсии $E_n(k_x)$ даже в такой слабо асимметричной системе, какой является исследованная нами наноструктура: эффективная масса m становится заметно анизотропной (эффективная масса m_x в направлении x возрастает с полем, в то время как эффективная масса m_y в направлении y меняется очень слабо); отчетливо проявляется асимметрия дисперсионных кривых, $E_n(k_x) \neq E_n(-k_x)$.

Полное описание полевой зависимости тензора проводимости $\sigma_{ij}(H)$ должно включать решение соответствующего кинетического уравнения (см., например, [11]) и является достаточно сложной задачей, качественно же понять особенности магнитосопротивления можно, проанализировав зависимость деформации ферми-контуров от магнитного поля. Наличие двух подзон E_1 и E_2 с близкими энергиями приводит к тому, что вклад механизма межподзонного рассеяния электронов в магнитосопротивление должен быть существенным. Появляющаяся с увеличением магнитного поля анизотропия ферми-контуров ведет к анизотропии характерного времени межподзонной релаксации и, следовательно, к зависимости магнитосопротивления от взаимной

ориентации тока и магнитного поля. При анизотропных контурах Ферми проводимость σ_{xx} в направлении x определяется, в основном, состояниями на контурах Ферми с малыми k_y , а проводимость σ_{yy} в направлении y — состояниями с малыми k_x . Вероятность межподзонного рассеяния при этом зависит от расстояния между контурами Ферми Δk_F первых двух подзон в этих направлениях. На рисунке 10b видно, что величины Δk_F увеличиваются с ростом поля в обоих направлениях. Поскольку вероятность рассеяния обратно пропорциональна величине передаваемого импульса, увеличение Δk_F с магнитным полем приведет к отрицательному магнитосопротивлению в соответствии с экспериментальными результатами. Из расчетов следует, что при изменении магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel y$) от нуля до 100 кЭ разность Δk_F в направлении y изменяется примерно вдвое, тогда как в перпендикулярном направлении — почти в 10 раз. Это объясняет экспериментальный факт большего изменения сопротивления с увеличением поля для ориентации $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$. (Отметим, что увеличение эффективной массы m_x сравнительно невелико и не компенсирует уменьшения вероятности рассеяния.)

Дополнительным фактором анизотропии магнитосопротивления является то, что при малых k_x перекрытие волновых функций первой и второй подзон слабо изменяется с магнитным полем по сравнению со случаем малых k_y . Как показывают расчеты, с увеличением H перекрытие при малых k_y вначале убывает, достигает минимума и затем возрастает, увеличивая интенсивность рассеяния.

Подвижность носителей при низких температурах определяется внутризонным рассеянием на заряженной примеси и межподзонным рассеянием. Вероятности этих процессов одного порядка, о чем свидетельствуют результаты работ [20, 22]. Поэтому подавление межподзонного рассеяния в магнитном поле может приводить к достаточно сильному уменьшению сопротивления, что в нашем случае и наблюдается в эксперименте. При высоких температурах рассеяние на фонах становится основным механизмом внутризонного рассеяния. В этом случае уменьшение вероятности межподзонного рассеяния в магнитном поле приводит к существенно меньшему вкладу в магнитосопротивление.

3.3.4. Поперечное магнитосопротивление в сильных магнитных полях

Измерения поперечного магнитосопротивления, выполненные в магнитных полях до 140 кЭ, пока-

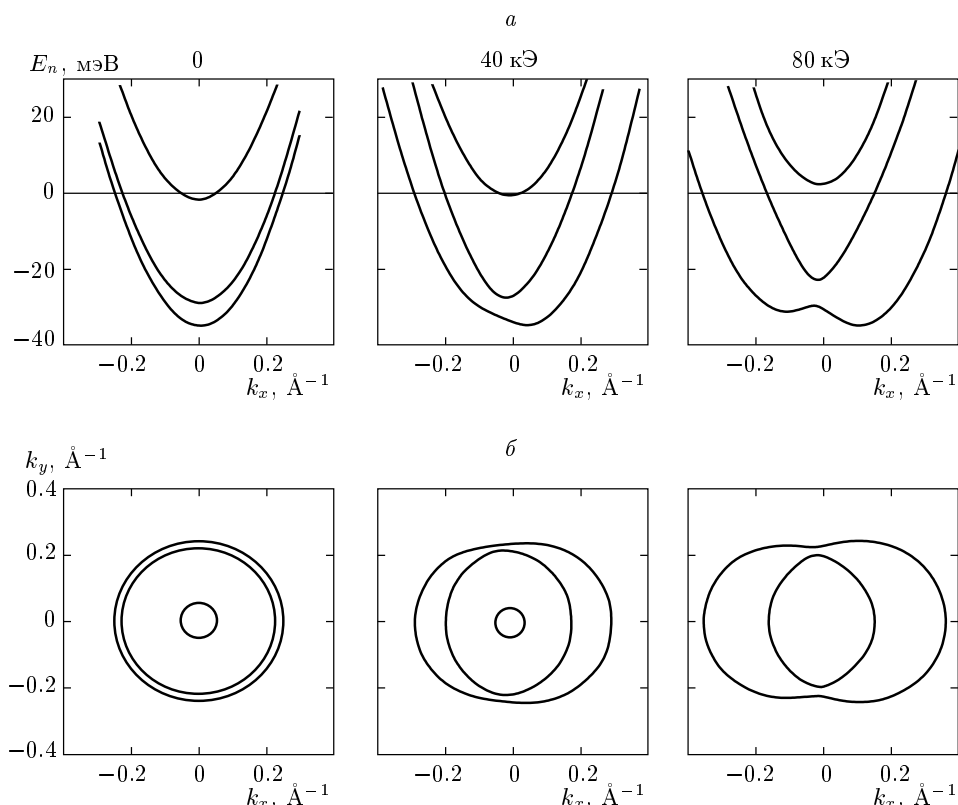


Рис. 10. Рассчитанные дисперсионные кривые (а) и контуры Ферми (б) для различных значений параллельного плоскости наноструктуры магнитного поля при концентрации электронов $n = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

зали, что при $H \approx 110 \text{ кЭ}$ происходит изменение знака производной магнитосопротивления и сопротивление наноструктуры начинает увеличиваться с увеличением магнитного поля. В качестве примера на рис. 11 показана одна из ветвей поперечного магнитосопротивления (а) и ее производная по полю (б) при $T = 4.2 \text{ К}$. Изменение знака производной магнитосопротивления — переход к положительному магнитосопротивлению — свидетельствует, как и следовало ожидать, о прекращении в больших магнитных полях действия механизма межподзонного рассеяния из-за выхода второй подзоны E_2 за уровень Ферми, в результате чего ниже уровня Ферми остается единственная подзона E_1 .

Интересно отметить, что на кривой производной магнитосопротивления отчетливо проявляются особенности, связанные с квантованием орбитального движения электронов в магнитном поле, параллельном плоскости наноструктуры. Так, на рис. 11 видно, что кривая производной магнитосопротивления испытывает характерные изломы при тех значениях магнитных полей, когда поперечный размер кванто-

вой ямы таков, что в нее укладываются одна ($n = 1$), полторы ($n = 3/2$) и две ($n = 2$) электронных орбиты³⁾. Таким образом, проводя прецизионные измерения поперечного магнитосопротивления в магнитном поле, параллельном слоям наноструктуры, оказывается возможным с достаточной точностью экспериментально определять поперечный размер квантовой ямы и сравнивать его с исходным, заложенным на стадии роста наноструктуры.

³⁾ В представленных на рис. 11 данных особенность производной магнитосопротивления при $n = 1/2$ выражена крайне слабо, однако прецизионные эксперименты в слабых магнитных полях показывают, что и в этой точке наблюдается отчетливо выраженный скачок второй производной магнитосопротивления.

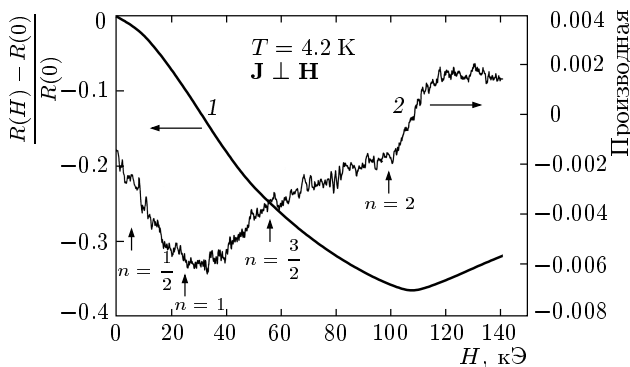


Рис. 11. Одна из ветвей поперечного магнитосопротивления при температуре 4.2 К (1) и ее производная (2) в магнитных полях до 140 кЭ. Смена знака производной магнитосопротивления происходит в поле 108 кЭ. Стрелки, отмечающие особенности (изломы) на кривой производной магнитосопротивления, проставлены при тех значениях магнитных полей, когда при орбитальном движении электронов в параллельном плоскости наноструктуры квантуемом магнитном поле поперечный размер квантовой ямы соответствует половине ($n = 1/2$), одной ($n = 1$), полуторам ($n = 3/2$) и двум ($n = 2$) электронным орбитам

4. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ И МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ АСИММЕТРИЧНОГО ПО ПОЛЮ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Квантоворазмерная структура в параллельном магнитном поле представляет собой систему с нарушенной фундаментальной симметрией относительно инверсии координат и времени [6]. Потеря центра пространственной инверсии связана с практически неизбежной асимметрией квантовой ямы, возникающей из-за неэквивалентности условий роста верхних и нижних гетерограниц ямы. Эта асимметрия может быть усилена путем формирования многоямных структур, содержащих неэквивалентные ямы. Следует отметить, что центр инверсии формально отсутствует в любой приповерхностной области из-за наличия нормали к поверхности. Рассматриваемая система может быть охарактеризована нечетным по времени полярным вектором \mathbf{T} :

$$\mathbf{T} \propto \mathbf{H} \times \mathbf{P}. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, \mathbf{P} — некоторый полярный вектор, направленный перпендикулярно к плоскости ямы. По своим трансформационным свойствам вектор \mathbf{T} аналогичен вектору квазиимпульса \mathbf{k} . Поэтому произведение $\mathbf{T} \cdot \mathbf{k}$ инвари-

антно, и энергетический спектр, который может содержать все возможные инварианты, является асимметричным по волновому вектору:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) \neq \varepsilon(-\mathbf{k}). \quad (4)$$

Следствием этой асимметрии могут быть необычные макроскопические свойства наноструктур. В частности, согласно теоретическим работам [6, 23], в такой системе в неравновесных условиях возникают аномальные фотогальванический и магнитоэлектрический эффекты. Для качественной интерпретации этих и других эффектов полезно использовать представление о векторе \mathbf{T} как о векторе плотности тороидного момента системы (тороидные мультиполи — третье независимое, наряду с электрическими и магнитными моментами, семейство мультиполей [24]). Поскольку и тороидный момент, и импульс, и электрический ток имеют одну и ту же симметрию, требованиям симметрии не противоречит существование в системе макроскопического спонтанного тока, пропорционального вектору плотности тороидного момента:

$$\mathbf{j} = \beta \mathbf{T}. \quad (5)$$

Однако такое выражение для вектора плотности тока в равновесных условиях запрещено требованием калибровочной инвариантности [25]. В неравновесных же условиях существование тока вида (5) возможно [6]. При этом параметр β в выражении (5) является диссипативной константой. Так как оба вектора \mathbf{j} и \mathbf{T} изменяют знак при инверсии времени, константа β должна быть пропорциональна четной степени времени релаксации. Источником неравновесности может быть фотовозбуждение [16]. В этом случае уравнение (3) описывает аномальный фотогальванический эффект (аномальный потому, что он существует в отсутствие градиента электрохимического потенциала). Этот эффект может существовать не только в системах с асимметричным спектром, но и просто в системах без центра инверсии [26]. Механизмы его возникновения в этих системах существенно различны. В немагнитных нецентросимметричных средах он обусловлен возникновением асимметричной компоненты функции распределения при изотропном возмущении системы. Для описания эффекта в этом случае необходимо выйти за рамки борновского приближения в рассеянии [26]. Аномальный фотогальванический эффект в системах с нарушенной магнитной симметрией и асимметричным спектром, напротив, может быть описан уже в приближении времени релаксации и связан

с самим фактом неравновесности системы [16]. Однако для возникновения такого эффекта неравновесная функция распределения должна быть существенно неравновесна и не должна сводиться к функции, зависящей только от энергии частиц [16]. Функции такого вида в теории возникают, если одновременно «работают» несколько каналов релаксации. Как и в обычных немагнитных средах [26], неравновесные токи вида (5) могут возникать и при других, отличных от фотовозбуждения, источниках неравновесности, например неравновесном нагреве [27] (в условиях отсутствия равновесия между электронной и фононной подсистемами).

Рассмотрим ситуацию, когда неравновесность системы связана с протеканием в ней постоянного электрического тока. Общее выражение для плотности тока имеет обычный вид:

$$\mathbf{j} = \hbar^{-1} \int \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} f(\mathbf{k}) \frac{d^D k}{(2\pi)^D}, \quad (6)$$

где $\varepsilon(\mathbf{k})$ — энергетический спектр, $f(\mathbf{k})$ — функция распределения носителей заряда, D — размерность \mathbf{k} -пространства. Функция распределения $f(\mathbf{k})$ находится из решения кинетического уравнения

$$\left(\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{\hbar} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right) \times f(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = I_{sct}[f], \quad (7)$$

где \mathbf{E} — полное электрическое поле, действующее на носители, включающее как внешнее электрическое поле, связанное с приложенным к структуре потенциалом, так и внутреннее встроенное поле контактного потенциала и/или объемного заряда, $\mathbf{v} = (1/\hbar) \partial \varepsilon(\mathbf{k}) / \partial \mathbf{k}$ — скорость носителей заряда, $I_{sct}[f]$ — интеграл столкновений.

Энергетический спектр носителей заряда $\varepsilon(\mathbf{k})$, фигурирующий в (6) и (7), должен определяться из решения уравнения Шредингера для квантовой структуры в магнитном поле. Выберем нормаль к плоскости квантовой ямы (ось размерного квантования) лежащей вдоль оси z . Пусть магнитное поле будет направлено вдоль оси y , а электрический ток — вдоль оси x . Предположим также, что в направлении распространения тока имеется встроенное электрическое поле, связанное с неоднородностью структуры материала (поле контактного потенциала или же поле пространственного заряда). Суммарный электростатический потенциал встроенного и внешнего полей обозначим через $\varphi(x)$. Считаем, что потенциал $\varphi(x)$ плавный и для него справедливо полуклассическое приближение. Потенциал же

квантовой структуры $U(z)$ будем описывать в рамках метода огибающей (эффе́ктивной массы). Волновую функцию носителей заряда при этом ищем в виде

$$\psi_{n,k_x,k_y}(\mathbf{r}) = \exp \{i(k_x x + k_y y)\} \phi_{n,k_x}(z).$$

Выражение для энергии носителей заряда имеет вид

$$\varepsilon(k_x, k_y, x) = \varepsilon_n(k_x, k_y) - e\varphi(x) = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \varepsilon_n(k_x) - e\varphi(x), \quad (8)$$

где $\varepsilon_n(k_x)$ — квантованный энергетический спектр, который находится из уравнения Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_z^2 + \frac{\hbar}{2} \omega_0 \lambda^{-2} (z - z_0)^2 + U(z) \right] \phi_{n,k_x}(z) = \varepsilon_n(k_x) \phi_{n,k_x}(z) \quad (9)$$

(здесь $\omega_0 = eH/mc$ — циклотронная частота, $\lambda = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $z_0 = k_x \lambda^2$ — центр орбиты волновой функции электрона в магнитном поле). В отсутствие потенциала квантовой структуры $U(z)$ (в однородной среде) энергия частицы в магнитном поле не зависит от положения центра орбиты и уровни энергии ε_n вырождены по k_x . В присутствии потенциала $U(z)$ уровни энергии приобретают дисперсию $\varepsilon_n = \varepsilon_n(k_x)$, которая обусловлена зависимостью энергии частицы в магнитном поле от положения центра орбиты z_0 . Если при этом потенциал $U(z)$ пространственно несимметричен, $U(z) \neq U(-z)$, то и энергия $\varepsilon(k_x)$ автоматически становится асимметричной функцией квазимпульса, см. (4), поскольку координаты центра орбиты $z_0 = k_x$ и $-z_0 = -k_x$ неэквивалентны.

Наличие квантующего потенциала гетероструктуры существенно осложняет решение кинетического уравнения. Уже в симметричной квантовой яме в магнитном поле параллельном плоскости ямы нелокальность интеграла столкновений для движения носителей заряда в направлении перпендикулярном магнитному полю аналитически не разрешается и следует учитывать нелокальную перенормировку скорости носителей [28]. Решение кинетического уравнения при этом даже для простейшего модельного потенциала квантовой ямы находится численно [29]. Асимметрия квантующего потенциала еще больше усложняет задачу. Для того чтобы прояснить качественную сторону рассматриваемого явления, мы воспользуемся искусственным прибли-

жением времени релаксации для записи интеграла столкновений в кинетическом уравнении (7)

$$I_{sct}[f^{(i)}] = -\frac{f^{(i)}(\mathbf{k}, \mathbf{r})}{\tau_i}, \quad (10)$$

где $i = 1, 2 \dots$ — порядок разложения функции распределения по малому параметру задачи, τ_i — соответствующее время релаксации. В пространственно-симметричной системе $i = 1$ соответствует асимметричной по \mathbf{k} части функции распределения, а $i = 2$ — неравновесной поправке к симметричной части функции распределения. В несимметричной системе с асимметричным по квазиимпульсу спектром выделение симметричной и асимметричной частей функции распределения нецелесообразно.

В общем случае даже при слабой неравновесности (слабом токе) в системе со встроенным потенциалом диффузионный и полевой члены в левой части (7) по отдельности не малы. Но они в точности компенсируют друг друга в равновесном состоянии. Если степень неравновесности мала, то в качестве малого параметра может быть выбрана плотность электрического тока j , протекающего через систему. Функция распределения при этом может быть представлена в виде ряда

$$f = f^{(0)}(1 + a_1(E_0)j + a_2(E_0)j^2 + \dots),$$

где $f^{(0)}$ — равновесная функция распределения, $a_i(E_0)$ — коэффициенты разложения, зависящие от величины встроенного поля E_0 , которые, в свою очередь, можно вычислить по теории возмущений, если считать встроенное поле E_0 малым. В результате в разложении для функции распределения имеем

$$\begin{aligned} f &= f^{(0)} + f^{(1)} + f^{(2)} + \dots = \\ &= f^{(0)} + f^{(1)} + f^{(21)} + f^{(22)} + \dots = \\ &= f^{(0)}(1 + a_1^0 j + a_1^1 E_0 j + a_2^0 j^2 + \dots), \end{aligned}$$

где второй член ($f^{(1)}$) описывает обычный омический ток в линейном приближении, четвертый член ($f^{(22)}$) — нелинейную добавку к току, а третий член ($f^{(21)}$) — поправку к омическому току и линейной проводимости, связанную с существованием макроскопической неоднородности в системе. Как будет показано ниже, эта поправка может нетривиальным образом зависеть от магнитного поля.

Из кинетического уравнения (7) для вклада первого порядка по току в функцию распределения получаем

$$f^{(1)} = \frac{\tau_1}{\tilde{T}} \mathbf{v} \nabla F f^{(0)}, \quad (11)$$

где \tilde{T} — температура, F — квазиуровень Ферми (электрохимический потенциал): $\nabla F = -e\nabla(\varphi - \varphi_0)$, здесь φ и φ_0 — потенциалы соответственно полного и встроенного электрических полей: $\nabla\varphi = E$, $\nabla\varphi_0 = E_0$. В равновесном состоянии уровень Ферми $F_0 = \text{const}$.

Подстановка (11) в формулу для тока (6) дает обычное выражение для омического тока:

$$j_0 = \frac{ne\tau_1}{m} \nabla F = n\mu \nabla F, \quad (12)$$

где μ — подвижность, n — концентрация носителей заряда.

Итерируя уравнение (7) дважды, получаем для вклада второго порядка $f^{(2)}$:

$$\begin{aligned} f^{(2)} &= -\frac{e^2 \tau_1 \tau_2}{\hbar \tilde{T}} \left(\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right) \times \\ &\times \left(\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\varphi(x) - \varphi_0(x)) \right) f^{(0)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из выражения (13) немедленно следует, что в случае асимметричного по квазиимпульсу спектра носителей заряда ($\mathbf{v}(\mathbf{k}) \neq -\mathbf{v}(-\mathbf{k})$) при подстановке выражения (13) в соотношение для тока (6) в токе возникает билинейный по магнитному полю и градиенту электрохимического потенциала член, симметрия которого отлична от симметрии связанного с эффектом Холла вклада в ток.

Аналитически структуру выражения для тока можно исследовать, рассмотрев модельный асимметричный закон дисперсии вида

$$\varepsilon(\mathbf{v}) = \frac{mv^2}{2} (1 + \Upsilon \mathbf{v}), \quad (14)$$

где скорость $\mathbf{v} = \hbar \mathbf{k} / m$, а Υ — параметр асимметрии спектра носителей заряда (4), пропорциональный величине тороидного момента (3). Левая часть уравнения (9) и, следовательно, энергетический спектр инвариантны относительно одновременного обращения знаков магнитного поля \mathbf{H} и квазиимпульса k_x . Таким образом, спектр асимметричен также по магнитному полю, и параметр асимметрии спектра Υ пропорционален нечетным степеням магнитного поля:

$$\Upsilon(\mathbf{H}) = -\Upsilon(-\mathbf{H}) \quad (15)$$

в соответствии с общими симметричными соображениями (3).

Из выражений (14), (13) и формулы для тока (6) получим для вклада в ток во втором порядке теории возмущений

$$\mathbf{j}_2 = \mu[(\mathbf{E}_0 \cdot \Upsilon) \mathbf{j}_0 + (\mathbf{j}_0 \cdot \Upsilon) \mathbf{E}_0], \quad (16)$$

где \mathbf{j}_0 — омический ток согласно (12).

Для тензора электропроводности σ_{ik} ,

$$j_i = \sigma_{ik} (\nabla F)_k,$$

из соотношений (12) и (16) получаем во втором порядке теории возмущений выражение

$$\sigma_{ik} = n\mu^2 (\mathbf{E}_0 \cdot \boldsymbol{\Upsilon} \delta_{ik} + E_{0i} \Upsilon_k). \quad (17)$$

При параллельных \mathbf{E}_0 и \mathbf{j}_0 в силу (15) первый член в правой части (17) дает нечетный по магнитному полю вклад в диагональную компоненту проводимости. Как следует из формулы (16), подобный вклад в проводимость (сопротивление) существует, только если ток протекает в области, где отлично от нуля встроено поле E_0 . Чем больше величина встроеного поля, тем сильнее при прочих равных условиях должна быть выражена асимметрия магнитосопротивления по магнитному полю, что качественно согласуется с основными особенностями асимметричного по магнитному полю сопротивления, впервые наблюдавшегося нами в работе [14] и подробно описанного в настоящей работе в разд. 3.3.1 и 3.3.2. Заметим, что рассмотренный выше асимметричный по магнитному полю вклад в магнитосопротивление, связанный с появлением дополнительного вклада в ток (16), представляет собой эффект первого порядка по внешнему полю (градиенту электрохимического потенциала). Поэтому соответствующие линейные отклики — электропроводность и магнитосопротивление — не меняются при обращении направления протекания тока. Напротив, асимметрия магнитосопротивления по отношению к изменению как магнитного поля, так и тока, связанная с перераспределением заряда и плотности тока под действием силы Лоренца [7], — эффект второго порядка по внешнему полю, что и определяет его малость.

Из выражения для тока (16) следует возможность существования и ряда новых эффектов. Если направление тока и встроеного поля не совпадают, например, магнитное поле и ток параллельны, а встроено электрическое поле им перпендикулярно, то описываемый первым членом в правой части (16) вклад в сопротивление системы все равно будет асимметричной функцией направления магнитного поля и не будет зависеть от направления электрического тока. Второй член в (16) при параллельных \mathbf{E}_0 и \mathbf{j}_0 полностью аналогичен первому слагаемому. Если же встроено поле и ток не параллельны, то этот член в холловской геометрии описывает возникновение ЭДС в направлении параллельном магнитному полю при условии, что в

направлении магнитного поля имеется встроено электрическое поле. Заметим, что отсутствие в выражении для тока (16) члена непосредственно пропорционального $\boldsymbol{\Upsilon}$ (или вектору тороидного момента \mathbf{T} , поскольку $\boldsymbol{\Upsilon} \propto \mathbf{T}$) есть следствие упрощений (10), использованных при решении кинетического уравнения. При учете нелокальной перенормировки скорости [29] такой член в токе будет присутствовать.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы исследовали аномальную, в смысле ее асимметричности, зависимость от магнитного поля сопротивления неоднородной квантово-размерной гетероструктуры. Фактически нами показано, что макроскопически неоднородные гетероструктуры представляют собой нетривиальный физический объект, демонстрирующий новые физические свойства, интерпретация которых возможна с позиций макроскопической симметрии. В теоретической части работы (разд. 4) описан целый ряд новых гальваномагнитных явлений, существование которых возможно в подобных системах. Новые эффекты возникают при одновременном действии на носители заряда внешних электрического и магнитного полей, а также внутреннего (встроеного) поля объемного заряда или контактного потенциала. В наших экспериментах, как и в большинстве других электрофизических и гальваномагнитных, измерялись не локальные, а глобальные характеристики системы — суммарное сопротивление или контактанс. При этом, в принципе, возможна ситуация, когда при строго параллельной ориентации внешнего магнитного поля и токовых контактов из-за неоднородного характера растекания тока в системе имеются области, в которых направления тока и магнитного поля неколлинеарны. Измеряемое макроскопическое сопротивление в таком случае будет определяться как продольным, так и поперечным (нечетным по магнитному полю) сопротивлениями.

Отметим, что асимметрия магнитосопротивления по магнитному полю наблюдалась ранее в мезоскопических проводниках [30] и в фасетированных гетероструктурах в неоднородном перпендикулярном магнитном поле [31]. В мезоскопических проводниках эффект был интерпретирован именно как следствие вклада в измеряемый контактанс системы недиагональной (холловской) компоненты [32, 33]. В фасетированных гетероструктурах симметрия системы во многом аналогична симметрии эксперимента, представленного в настоящей работе.

Роль вектора \mathbf{T} при этом играет ротор нормальной компоненты магнитного поля, который также приводит к асимметрии спектра по квазиимпульсу [34]. Заметим, что согласно представлениям, развитым в настоящей работе, а также в работах [6, 23], в фасетированных гетероструктурах в наклонном магнитном поле в силу асимметрии энергетического спектра по квазиимпульсу должны наблюдаться как описанные ранее [6, 23] магнитоэлектрический и фотогальванический эффекты, так и рассмотренная в настоящей работе асимметрия продольной (не холловской) компоненты магнитосопротивления. Сами же авторы работы [31] при интерпретации экспериментальных данных фактически следуют подходу, развитому для мезоскопических проводников, и в качестве механизма эффекта указывают на возможную криволинейную геометрию растекания линий тока, приводящую к перепутыванию в наблюдаемом отклике продольной и поперечной (холловской) компонент магнитосопротивления. Однако существенно, что в этом случае (в отличие от случая, описанного в настоящей работе) эффект будет зависеть от направления транспортного тока. Для определения действительного механизма асимметрии магнитосопротивления в фасетированных гетероструктурах в наклонном магнитном поле было бы целесообразно провести более детальные эксперименты на образцах с различной топологией контактов, обеспечивающей сравнение различных геометрий растекания токов.

Работа выполнена при поддержке Межотраслевой научно-технической программы России «Физика твердотельных наноструктур», Федеральной научно-технической программы «Актуальные направления в физике конденсированных сред» (направление «Поверхностные атомные структуры»), а также Федеральной целевой программы «Интеграция».

ЛИТЕРАТУРА

1. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
2. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
3. G. S. Boebinger, H. W. Jang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1990).
4. A. G. Davies, C. H. W. Barnes, K. R. Zolles, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **54**, R17331 (1996).
5. I. S. Millard, N. K. Patel, M. Y. Simmons, A. R. Hamilton, D. A. Ritchie, and M. Pepper, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, L311 (1996).
6. А. А. Горбачевич, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).
7. H. Sakaki, H. Ohno, S. Nishi, and J. Yoshino, *Physica B* **117–118**, 703 (19831).
8. D. R. Ledley, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 1081 (1990).
9. J. M. Heisz and E. Zaremba, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 575 (1993).
10. Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevsky, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **51**, 2604 (1995).
11. J. M. Heisz and E. Zaremba, *Phys. Rev. B* **53**, 13594 (1996).
12. T. Jungwirth, T. S. Lay, L. Smrcka, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **56**, 1029 (1997).
13. D. R. Ledley, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *20th Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, ed. by Anastassakis and J. D. Joannopoulos, World Scientific, Singapore (1990), p. 1609.
14. А. А. Горбачевич, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, И. В. Кучеренко, О. Е. Омельяновский, В. И. Цebro, Письма в ЖЭТФ **68**, 380 (1998).
15. А. А. Gorbachevich and Yu. V. Kopaev, *Ferroelectrics* **161**, 321 (1994).
16. Ю. А. Артамонов, А. А. Горбачевич, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **101**, 557 (1992).
17. A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. J. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 1129 (1990).
18. И. В. Кукушкин, *Магнитооптика двумерных электронов в условиях целочисленного и дробного квантового эффекта Холла*, Дисс. ... докт. физ.-матем. наук, Черногловка (1990), с. 142.
19. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, *Electron-electron interactions in disordered systems*, ed. by A. L. Efros and M. Pollak, North-Holland, Amsterdam (1985).
20. S. Mori and T. Ando, *J. Phys. Soc. Jap.* **48**, 865 (1980).
21. P. Streda, P. Vasek, and M. Curk, *Phys. Rev. B* **51**, 11144 (1995).
22. J. J. Harris, D. E. Lacklison, C. T. Foxon, F. M. Seltin, A. M. Suckling, R. J. Nicholas, and K. W. J. Barnham, *Semicond. Sci. Technol.* **2**, 783 (1987).

- 23.** A. A. Gorbatsevich, V. V. Караев, and Yu. V. Кораев, *Ferroelectrics* **161**, 303 (1994).
- 24.** В. М. Дубовик, Л. А. Тосунян, *ЭЧАЯ* **14**, 1193 (1983).
- 25.** А. А. Горбачевич, *ЖЭТФ* **95**, 1467 (1989).
- 26.** В. И. Белиничер, Б. И. Стурман, *УФН* **130**, 415 (1980).
- 27.** О. В. Кибис, *ЖЭТФ* **115**, 959 (1998).
- 28.** H. Tang and P. N. Butcher, *J. Phys. C* **21**, 3313 (1988).
- 29.** H. Tang and P. N. Butcher, *J. Phys. C* **21**, 3959 (1988).
- 30.** R. A. Webb, S. Washburn, C. Umbach, and R. A. Laibowitz, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2096 (1985).
- 31.** M. L. Leadbeater, C. L. Foden, J. H. Burroughes, M. Pepper, T. M. Burke, L. L. Wang, M. P. Grimshaw, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **52**, R8629 (1995).
- 32.** M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986).
- 33.** M. Ma and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **35**, R1448 (1987).
- 34.** J. E. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 385 (1992).