

Гистерезисные явления в ДЭГ в режиме квантового эффекта Холла, исследованные в транспортном эксперименте

© М.В. Буданцев[†], Д.А. Похабов[°], А.Г. Погосов[°], Е.Ю. Жданов[°], А.К. Бакаров⁺, А.И. Торопов⁺

⁺ Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

[°] Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 13 марта 2014 г. Принята к печати 26 марта 2014 г.)

Экспериментально исследовано неравновесное состояние двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла, проявляющееся в гистерезисе магнетосопротивления двумерного электронного газа сужением. Большая амплитуда гистерезиса позволила провести его последовательное феноменологическое описание. Проведены измерения минорных петель, восстановлена ангистерезисная кривая, изучена временная релаксация. Показано, что гистерезис имеет значительные феноменологические сходства с гистерезисом намагниченности ферромагнетиков, такие как мультистабильность, прыжки релаксации, возможность построения ангистерезисной кривой. Отличие заключается в необычном инвертированном (антикоэрцитивном) поведении гистерезиса. Временная релаксация имеет быструю и медленную фазу и напоминает релаксацию намагниченности двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла, что указывает на их общую природу. Исследована зависимость площади петли гистерезиса от литографической ширины сужения и обнаружено, что гистерезис исчезает при ширинах, больших критической ширины ~ 1.35 мкм. Наличие критической ширины указывает на краевую природу неравновесных токов и позволяет определить их ширину (~ 0.5 мкм). Мы предлагаем качественную картину наблюдаемого гистерезиса, основанную на неравновесном перераспределении электронов между состояниями на уровнях Ландау и предполагающую значительное неравновесие между краевыми и объемными состояниями.

1. Введение

Несмотря на длительное изучение двумерного электронного газа (ДЭГ) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), существует ряд интригующих явлений, которые наблюдаются в этих условиях и до настоящего времени не нашли полного объяснения. Среди них можно выделить неравновесные гистерезисные явления, наблюдаемые в обычном однослойном ДЭГ в немагнитных материалах, в частности в кремниевых МОП-транзисторах и в гетеропереходах AlGaAs/GaAs, как при целочисленных, так и при дробных факторах заполнения. Ранее сообщалось о наблюдении гистерезиса по магнитному полю и затворному напряжению (для структур с затвором) электронной плотности [1–3], намагниченности (см. обзор [4]) и электрохимического потенциала [5,6]. Было обнаружено, что амплитуды гистерезиса намагниченности и электрохимического потенциала превышают изменения равновесных значений в 10–60 раз. Следует отметить, что работ о наблюдении гистерезиса в магнетотранспортных исследованиях относительно мало [7–11], так как в режиме КЭХ обратное рассеяние подавлено, продольное сопротивление зануляется и становится нечувствительным к электронным процессам в ДЭГ.

Недавно было показано, что если в бассейне макроскопического ДЭГ создать сужение, сближающее краевые состояния противоположных краев образца, то гистерезис магнетосопротивления становится заметным экспериментально [10], а иногда и достигает гигантской

величины [7]. Ранее было показано, что при низких температурах (ниже 100 мК) гистерезис магнетосопротивления релаксирует более суток после остановки магнитного поля [10], и это время значительно превышает время проведения обычного эксперимента в режиме квантового эффекта Холла. В терминах принятого описания гистерезисных явлений [12] такой гистерезис можно считать временно независимым.

Наиболее распространенное объяснение гистерезисных явлений в режиме КЭХ основано на возникновении при развертке магнитного поля медленно релаксирующих неравновесных токов в условиях исчезающе малой проводимости σ_{xx} . Однако на настоящий момент в литературе нет однозначной модели, адекватно описывающей это явление. Детальное описание неравновесных токов приводится в работе Шикина [13,14], однако в ней рассматривается случай слабого неравновесия. В работе [15] изучен случай временно зависимого гистерезиса. Наиболее развитая на настоящий момент модель [15] основана на предположении о перераспределении „замороженных“ зарядов в объемной части ДЭГ [16]. Такое перераспределение зарядов приводит к возникновению радиального (для образца с геометрией диска) электрического поля, порождающего азимутальный ток намагниченности. Амплитудная величина намагниченности определяется током пробоя режима КЭХ, который ограничен квазиупругим рассеянием электронов между уровнями Ландау [17]. Указанная модель [15] предсказывает линейную температурную зависимость амплитудного значения намагниченности, что и наблюдается экспериментально. Однако величина амплитуды намагниченности, полученная в модели, примерно в 4 раза

[†] E-mail: budants@ips.nsc.ru

меньше экспериментальной. Кроме того, в модели [15] заложено распределение неравновесных токов в объемной части ДЭГ, в то время как экспериментальные данные [6] указывают, скорее, на то, что неравновесные токи намагниченности сосредоточены вдоль края образца.

В настоящей работе изучается гистерезис магнетосопротивления обычного ДЭГ с сужением. Мы обнаружили, что при определенной критической ширине сужения гистерезис магнетосопротивления пропадает, что указывает на расположение неравновесных токов вдоль края образца.

В работе проведено феноменологическое сравнение гистерезиса магнетосопротивления ДЭГ в режиме КЭХ с гистерезисом намагниченности обычных ферромагнитных материалов. В частности, показано, что зависимости гистерезиса от предыстории развертки магнитного поля, минорные петли, ангистерезисная кривая и временная релаксация для обоих случаев имеют значительное сходство. Однако обнаружено существенное отличие, заключающееся в том, что гистерезис магнетосопротивления ДЭГ демонстрирует необычное опережающее (антикоэрцитивное) поведение по отношению к изменению магнитного поля, в то время как гистерезис намагниченности ферромагнетиков является запаздывающим.

Кроме того, полученные результаты сравниваются с гистерезисом магнетосопротивления в системах с дополнительной псевдоспиновой степенью свободы — в так называемых „квантово-холловских ферромагнитах“ [18–20]. В таких системах при определенных условиях (см., например, [18]) наблюдалось подобное антикоэрцитивное поведение. Это феноменологическое сходство позволяет предположить, что происхождение гистерезиса в обоих случаях имеет одну природу.

Помимо феноменологического сравнения в работе приводится качественная микроскопическая картина пространственного распределения неравновесных токов намагниченности и электрохимического потенциала в образце.

Статья организована следующим образом. В главе „Методика эксперимента“ описываются подробности эксперимента. В главе „Экспериментальные результаты“ представлены экспериментальные данные по измерению магнетосопротивления в ДЭГ с сужением в режиме КЭХ, минорные петли, ангистерезисная кривая, временная релаксация магнетосопротивления, а также зависимость площади петли гистерезиса от литографической ширины сужения. В главе „Обсуждение результатов“ приводится подробная качественная картина пространственного распределения неравновесных токов в образце, объясняющая гистерезис магнетосопротивления в образце с сужением и неравновесную намагниченность ДЭГ в режиме КЭХ. Обсуждается инвертированное (антикоэрцитивное) поведение гистерезиса и проводится сравнение гистерезиса магнетосопротивления с гистерезисом намагниченности ферромагнитных материалов. В главе „Заключение“ приводятся основные выводы работы.

2. Методика эксперимента

Экспериментальные образцы были изготовлены на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с ДЭГ двух типов А и В, выращенных в разных циклах молекулярно-лучевой эпитаксии. Электронная подвижность μ и толщина спейсерного слоя d составляли $\mu = 0.6–0.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $d = 400 \text{ \AA}$ в образцах типа А и $\mu = 0.8–1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $d = 300 \text{ \AA}$ в образцах типа В. Плотность макроскопического ДЭГ обоих типов составляла $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температуре 4.2 К. Методом оптической литографии на поверхности гетероструктур были изготовлены холловские мостики размером $W \cdot L = 50 \cdot 100 \text{ мкм}^2$. В центре холловских мостиков методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением были изготовлены сужения эффективной ширины 0.6–0.8 мкм и длины 3 мкм (см. вставку к рис. 1). Образцы обоих типов позволяли измерять продольное магнетосопротивление $R_L = U_{35}/I_{12}$ и холловское магнетосопротивление макроскопического ДЭГ $R_H = U_{36}/I_{12}$.

Измерения проводились в режиме линейного отклика на переменном токе амплитудой 1–10 нА на частоте 7 Гц при температуре 60 мК. Магнитное поле, изменяемое в диапазоне 0–15 Тл, было направлено перпендикулярно плоскости ДЭГ.

3. Экспериментальные результаты

Сначала мы исследовали образцы типа А. В магнитных полях, соответствующих центрам плато холловского магнетосопротивления R_H макроскопического

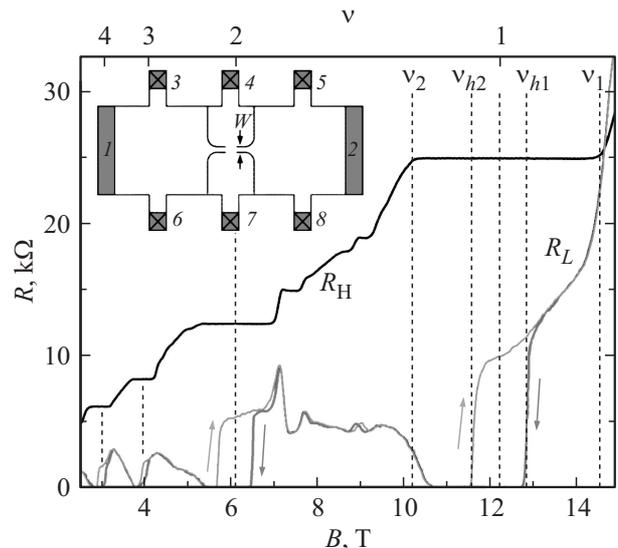


Рис. 1. Магнетосопротивление образца типа А. Гигантский гистерезис продольного магнетосопротивления $R_L = U_{35}/I_{12}$ наблюдается на фоне плато холловского сопротивления $R_H = U_{36}/I_{12}$, соответствующего целым четным и нечетным факторам заполнения. На вставке приведена геометрия образцов.

ДЭГ, наблюдается гигантский гистерезис продольного магнетосопротивления сужения R_L по магнитному полю как при четных, так и при нечетных факторах заполнения (рис. 1). Гистерезис не зависит от знака магнитного поля.

Самая выразительная петля гистерезиса наблюдается вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ в диапазоне факторов заполнения от $\nu_{h1} = 0.95$ до $\nu_{h2} = 1.07$ на фоне холловского плато макроскопического ДЭГ, наблюдающегося в диапазоне факторов заполнения от $\nu_1 = 0.85$ до $\nu_2 = 1.22$ (рис. 1). При факторе заполнения $\nu = 1$ амплитуда гистерезиса достигает 10 кОм и составляет 100% измеряемого сигнала, а ширина петли гистерезиса составляет 1.2 Тл. Резкое возрастание от нуля до 10 кОм при увеличении магнитного поля и, наоборот, резкое падение магнетосопротивления до нуля при уменьшении магнитного поля позволяют рассматривать данное поведение как магнетоиндуцированный пробой КЭХ.

Большая амплитуда гистерезиса позволила провести его детальное исследование. Было обнаружено, что отклик системы (магнетосопротивление) опережает внешнее воздействие (изменение магнитного поля), а не запаздывает. В математических терминах наблюдаемая гистерезисная петля — отрицательно ориентированная кривая, тогда как, например, у ферромагнетиков гистерезисная петля намагниченности — положительно ориентированная кривая. Можно заметить, что магнетосопротивление резко меняется при входе в область гистерезиса, т.е. dR/dB стремится к бесконечности и практически не меняется при выходе. В случае запаздывающего поведения, напротив, магнетосопротивление практически не меняется бы при входе в область гистерезиса, т.е. dR/dB было бы близко к нулю. В этом смысле можно считать, что наблюдаемый гистерезис аномально перевернут, имеет отрицательную коэрцитивность в отличие от намагниченности ферромагнетиков.

Магнетосопротивление образцов типа В также демонстрирует гистерезис магнетосопротивления (рис. 2) в диапазоне факторов заполнения от $\nu_{h1} = 0.96$ до $\nu_{h2} = 1.06$ на фоне холловского плато макроскопического ДЭГ, наблюдающегося в диапазоне факторов заполнения от $\nu_1 = 0.88$ до $\nu_2 = 1.16$. Как видно, образцы обоих типов демонстрируют гистерезис примерно при тех же факторах заполнения, однако гистерезис в образцах типа В не имеет такой гигантской амплитуды и скачкообразного изменения магнетосопротивления, как в образцах типа А. Это различие, возможно, обусловлено различиями в параметрах соответствующих гетероструктур и требует отдельного рассмотрения. Тем не менее, изучая минорные гистерезисные петли, нам удалось выявить инвертированное антикоэрцитивное поведение и для образцов типа В. На рис. 2, а показано, что изменение направления развертки магнитного поля в области гистерезиса на противоположное приводит к быстрому изменению сопротивления, т.е. производная dR/dB стремится к бесконечности, тогда как запаздывающее поведение соответствовало бы $dR/dB = 0$ (как

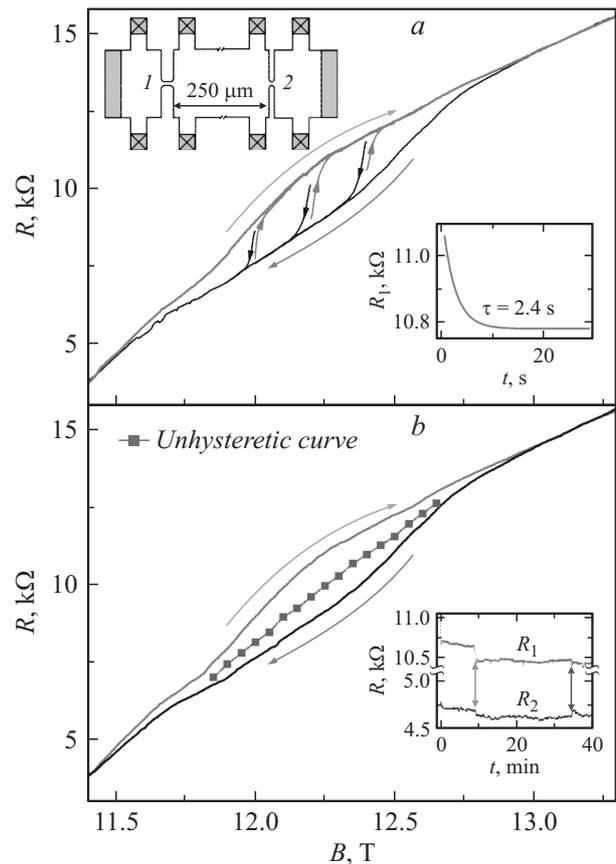


Рис. 2. На фоне гистерезисной петли магнетосопротивления образца типа В при факторе заполнения $\nu = 1$ показаны минорные петли (а) и ангигистерезисная кривая (б). Стрелками показано направление развертки. Скорость развертки во всех измерениях составляет 0.05 Тл/мин. На вставках к рисункам показана геометрия образцов типа В и временная релаксация магнетосопротивления.

для минорных петель гистерезиса ферромагнетиков, где $dM/dH = 0$). Помимо этого, анализ минорных петель позволяет сделать вывод о том, что существует огромное множество состояний образца внутри основной петли гистерезиса, т.е. можно сказать, что состояние образца является мультстабильным.

Принято считать, что медленно релаксирующие неравновесные токи возникают на холловских плато, когда σ_{xx} обращается в нуль. Как показывают наши измерения, для образцов обоих типов область существования гистерезиса примерно в 3 раза уже холловского плато $\Delta\nu/\Delta\nu_h \approx 3$, т.е. для возникновения гистерезиса требуется выполнение более жестких условий, чем зануление σ_{xx} .

Для проведения последовательного сравнения с ферромагнетиками мы восстановили ангигистерезисную кривую (рис. 2, б). Каждая точка этой кривой $R_i(B_i)$ получена после проведения последовательных разверток магнитного поля переменного направления с постепенным уменьшением диапазона развертки вокруг определенного значения магнитного поля B_i . Форма ангигисте-

резисной кривой и ее расположение внутри предельной петли гистерезиса имеют хорошее феноменологическое сходство с ангистерезисной кривой намагниченности ферромагнетиков.

Мы изучили временную релаксацию гистерезиса, измеряя зависимость магнетосопротивления двух сужений, расположенных на одном холловском мостике, но разделенных макроскопическим бассейном ДЭГ длиной 250 мкм и шириной 50 мкм (см. верхнюю вставку к рис. 2, *a*). Зависимости приведены на вставках к рис. 2, *a* и *b*. Кривые записаны после развертки магнитного поля вверх и остановки в магнитном поле 12.25 Т, которое соответствует $\nu = 1$, где амплитуда гистерезиса принимает максимальное значение.

Обнаружено, что временная релаксация имеет две фазы: быструю начальную фазу и последующую медленную. Сразу после остановки развертки магнитного поля наблюдается быстрая экспоненциальная релаксация на относительно малую величину (менее 25%) с характерным временем релаксации 2.4 с (см. нижнюю вставку к рис. 2, *a*). Это достаточно большое время, чтобы его можно было объяснить механизмом спин-орбитального взаимодействия [21,22], и скорее напоминает время релаксации спина ядер (для GaAs характерное время релаксации спина ядер составляет ~ 30 с) [23,24]. Следует заметить, что релаксация неравновесной намагниченности происходит похожим образом [25], т.е. имеются две фазы быстрой экспоненциальной и медленной степенной релаксации, однако наблюдаются более длительные времена быстрой фазы релаксации (~ 20 с). В работе [15] было предположено, что при изменении магнитного поля в системе возникает пробой КЭХ, сопровождающийся электронными переходами между соседними уровнями Ландау с переворотом спина. Мы полагаем, что наблюдаемая нами быстрая релаксация связана с такими межуровневыми переходами и приводит к установлению локального (не глобального) минимума энергии системы после остановки развертки магнитного поля. Согласно [15], эти переходы идут по механизму квазиупругого рассеяния между уровнями Ландау (QUILLS) [17] в той части образца, где создано максимальное электрическое поле. В [15] предполагается, что максимальное электрическое поле достигается в объеме ДЭГ. Наши измерения чувствительны к краю образца (см. раздел „Обсуждение результатов“), так как сопротивление сужения определяется заполнением электронами краевых состояний, и позволяют сделать вывод о том, что пробой КЭХ происходит на краю образца.

Дальнейшая релаксация происходит медленнее. В течение следующих 40 мин сопротивление двух удаленных сужений релаксирует на малую величину (примерно 20%). Причем наиболее значимые изменения сопротивления происходят резко, скачками, которые, как правило, наблюдаются синхронно на двух удаленных сужениях (см. вставку к рис. 2, *b*). Учитывая то, что сужения разделены макроскопическим каналом ДЭГ шириной 50 мкм и длиной 250 мкм, можно сделать вывод о

том, что данные скачки являются следствием релаксации не в отдельном сужении, а в макроскопическом ДЭГ, разделяющем их. Это наблюдение еще раз подтверждает вывод о том, что сужение является инструментом для изучения неравновесного состояния макроскопического ДЭГ [7]. Скачкообразный характер релаксации феноменологически напоминает релаксацию намагниченности ферромагнетиков — прыжки Баркгаузена, происходящие в результате перестройки доменной структуры спиновой природы [12].

Возможность возникновения спинового порядка в одноичной квантовой проволоке рассматривалась в работе [26], где было показано, что это приводит к гистерезису магнетосопротивления. Однако все рассчитываемые в работе физические характеристики демонстрировали обычное коэрцитивное поведение. Следовательно, спиновый механизм не имеет отношения к нашим результатам. Более того, ранее мы проводили исследования гистерезиса магнетосопротивления в наклонных магнитных полях [9], которые не подтвердили спиновое происхождение изучаемого явления.

В измерениях неравновесной намагниченности ДЭГ также наблюдались аналогичные прыжки релаксации [11]. Заметим, что изучение гистерезиса магнетосопротивления дает важную комплементарную информацию. Дело в том, что намагниченность является интегральной характеристикой, определяемой суммой магнитных моментов всех токов намагниченности, возникающих в образце, в то время как магнетосопротивление сужения чувствительно к электрохимическому потенциалу краевого состояния в локальной точке образца. В частности, в настоящей работе нам удалось пронаблюдать корреляцию временной релаксации магнетосопротивлений двух сужений, расположенных в разных местах ДЭГ, и установить факт локализации неравновесных токов у края образца.

Чтобы установить пространственную ширину неравновесных токов, была экспериментально изучена зависимость площади петли гистерезиса магнетосопротивления от литографической ширины сужения. Для этого была изготовлена серия образцов, изготовленных из одной гетероструктуры. На холловских мостиках методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением были изготовлены сужения ДЭГ различной ширины от 0.8 до 1.3 мкм. Все сужения имели низкое сопротивление в нулевом магнитном поле (0.2–0.8 кОм) и демонстрировали КЭХ в сильных полях. При факторах заполнения $\nu = 1, 2$ и 4 при $T = 0.48$ К наблюдался гистерезис магнетосопротивления. На рис. 3 представлена площадь петли гистерезиса как функция литографической ширины сужения при факторах заполнения $\nu = 1$ и 2. Экспериментальные точки хорошо аппроксимируются линейной функцией. Видно, что площадь петли гистерезиса линейно уменьшается с шириной сужения и исчезает при критической ширине сужения W_0 . Более того, эта критическая ширина совпадает для двух факторов заполнения и составляет $W_0 \approx 1.35$ мкм. Наличие критической ширины указывает на то, что неравновесный ток сконцентрирован

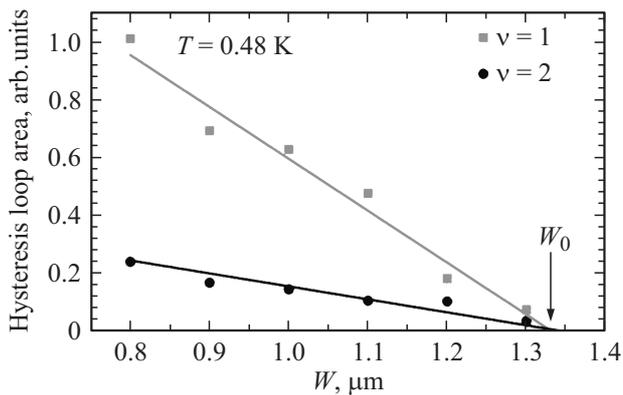


Рис. 3. Зависимость площади петли гистерезиса от ширины сужения при факторах заполнения $\nu = 1$ и 2 и температуре $T = 0.48$ К.

в узкой области W_{NEC} вдоль края. Если принять, что критическая литографическая ширина W_0 состоит из двух встречных неравновесных токов шириной W_{NEC} и двух областей обеднения W_{depl} , примерно равных 0.2 мкм в исследуемых образцах, то из $W_0 = 2W_{\text{NEC}} + 2W_{\text{depl}}$ получим, что $W_{\text{NEC}} \approx 0.5$ мкм, что по порядку величины сравнимо с шириной области обеднения. Этот результат согласуется с выводами, сделанными ранее в работе [6], посвященной изучению пространственного распределения электрического потенциала на поверхности ДЭГ вблизи целочисленных факторов заполнения, где было показано, что изменения потенциала в системе происходят вблизи края образца.

Таким образом, наблюдаемый гистерезис магнетосопротивления имеет следующие особенности: 1) две фазы релаксации: быструю и медленную; 2) медленная релаксация происходит скачками, напоминающими прыжки Баркгаузена в ферромагнетиках; 3) наблюдается необычное антикоэрцитивное поведение; 4) наблюдается мультистабильность состояний внутри гистерезисной петли, имеется равновесная ангистерезисная кривая; 5) наблюдается только в достаточно узких сужениях, что является свидетельством краевой природы явления.

4. Обсуждение результатов

Существующие физические модели могут объяснить лишь отдельные эксперименты, но, к сожалению, нет модели, которая не противоречила бы всему экспериментальному материалу по неравновесному состоянию ДЭГ в режиме КЭХ. Анализируя экспериментальные данные, полученные в нашей и других работах [4,6,7,14,15], мы предлагаем возможную качественную картину распределения неравновесных токов в ДЭГ с сужением, а также обсуждаем ее связь с неравновесной намагниченностью ДЭГ, наблюдаемой экспериментально [4]. Для простоты будем рассматривать ДЭГ при факторе заполнения, близком к фактору заполнения $\nu = 1$, когда все электроны формируют несжимаемую жидкость на

первом уровне Ландау. Будем считать, что электронные переходы между уровнями Ландау подавлены.

4.1. Магнетосопротивление сужения

Полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены в рамках следующей физической картины.

При уменьшении магнитного поля возникает вихревое электрическое поле, порождающее электрический ток, соответствующий оттоку электронов из объема на край образца [2,27]. При этом площадь, занимаемая несжимаемой жидкостью, увеличивается, краевые состояния сдвигаются к литографическим краям образца. Это значит, что в области сужения противоположные краевые токи сильнее удаляются друг от друга (рис. 4, *a-c*), чем в равновесном состоянии, и обратное рассеяние подавляется. В образцах типа В магнетосопротивление действительно меньше равновесного значения на анги-

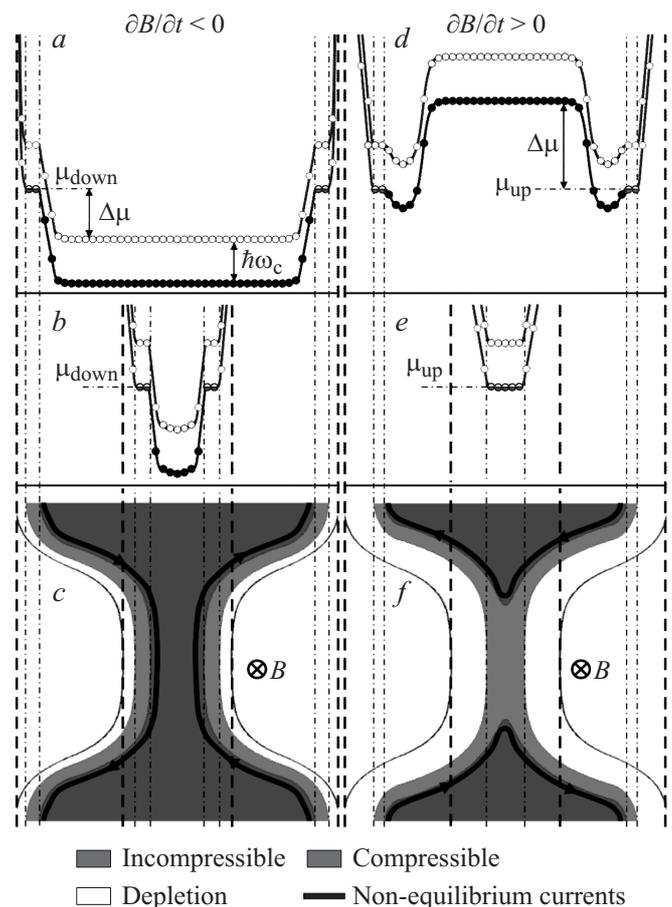


Рис. 4. Неравновесное распределение электронов в макроскопическом ДЭГ (*a, d*) и в сужении (*b, e*), а также структура электронной холловской жидкости в ДЭГ с сужением (*c, f*) при уменьшении и увеличении магнитного поля соответственно. Фактор заполнения $\nu = 1$. Объемные состояния в сужении заполнены (*c*) или не заполнены (*f*) несжимаемой электронной жидкостью при разных направлениях развертки магнитного поля. Стрелками показано направление неравновесных токов.

стерезисной кривой. В образцах типа А уменьшение магнитного поля приводило к полному подавлению обратного рассеяния в сужении и, как следствие, занулению магнетосопротивления и установлению режима КЭХ.

Увеличение магнитного поля приводит к возникновению вихревого электрического поля, создающего отток электронов от края в объем. При этом площадь, занимаемая несжимаемой жидкостью, уменьшается, и краевые состояния удаляются от литографического края. В сужении противоположные краевые каналы сближаются (рис. 4, *d-f*) по сравнению с равновесием, что приводит к росту обратного рассеяния, а следовательно, к росту сопротивления сужения, что и наблюдалось в образцах обоих типов. В образцах типа В действительно наблюдается увеличение сопротивления по сравнению с равновесной ангистерезисной кривой. В образцах типа А развертка магнитного поля переключала сужение ДЭГ из режима КЭХ в резистивное состояние — приводила к магнетоиндуцированному пробое КЭХ.

4.2. Неравновесная намагниченность

Рассмотрим, как предложенная картина соотносится с измерениями неравновесной намагниченности. Картина распределения неравновесных токов намагниченности уже обсуждалась в работах [4,14,15]. Однако предложенные в работах модели не согласуются с имеющимися на настоящий момент экспериментальными данными по намагниченности. В частности, предложенная в работах [4,15] модель предполагает перераспределение неравновесного электронного заряда по всей площади ДЭГ и, следовательно, возникновение электрического поля в объеме ДЭГ. Это противоречит экспериментальным результатам, полученным в настоящей работе и в работе [6], которые указывают на то, что неравновесное перераспределение электронной плотности происходит лишь на краю. В работе [14] приведено качественное изображение токов намагниченности на краю образца (рис. 8 из [14]), однако оно соответствует скорее равновесному состоянию, так как в системе введен единый уровень Ферми для края и объема, ниже которого заполнены все возможные состояния. Кроме того, величина магнитного момента для приведенного случая не может превышать величину эффекта де Гааза-ван Альфена, в то время как экспериментальное значение неравновесной намагниченности при $\nu = 1$ и 2 в 20–60 раз превышает амплитуду осцилляций де Гааза-ван Альфена.

Уменьшение магнитного поля приводит к вытеснению электронов из объема на край. Благодаря тому что площадь, занимаемая объемными состояниями, много больше площади, занимаемой краевыми состояниями, изменением плотности заряда в объеме можно пренебречь и считать, что электростатический потенциал в объеме остается плоским. При этом наиболее значительное перераспределение заряда происходит на краю: возникает дипольная полоска, приводящая к уменьшению электростатического потенциала в объеме образца и его увеличению на краю. Электроны на первом уровне

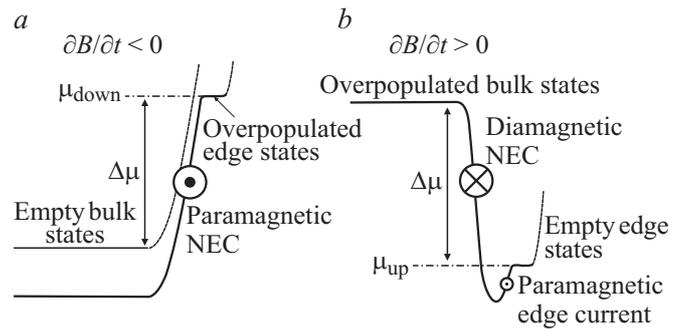


Рис. 5. Структура неравновесных краевых токов при уменьшении (а) и увеличении (б) магнитного поля в режиме КЭХ.

Ландау заполняют краевые состояния до некоторого неравновесного значения электрохимического потенциала μ_{down} , превышающего на величину $\Delta\mu$ энергию незаполненных состояний в объеме (рис. 5, *a*). В скрещенных электрическом и магнитном полях электроны дрейфуют вдоль края, формируя дрейфовый ток намагниченности, приблизительно равный $e^2/h\Delta\mu$. Этот ток соответствует неравновесному парамагнитному моменту ДЭГ, наблюдающемуся в экспериментах [14,15].

При увеличении магнитного поля распределение токов намагниченности значительно сложнее. Отток электронов в объем приводит к возникновению заряженной дипольной полоски на краю, приводящей к подъему электростатического потенциала в объеме образца и к возникновению потенциальной ямы на краю образца, за которой следует обедняющее электрическое поле. Это означает, что электростатический потенциал по мере удаления от края образца ведет себя немонотонно и проходит через минимум (рис. 5, *b*), который создается электрическим полем перезаполненного объема, с одной стороны, и обедняющим полем вблизи литографического края — с другой. В несжимаемой электронной жидкости в потенциальной яме по разные стороны от минимума возникают разнонаправленные дрейфовые токи: слабый парамагнитный ток протекает ближе к краю образца, и гигантский диамагнитный протекает ближе к объему. Наличие парамагнитного тока подтверждается экспериментальным фактом, что знак холловского сопротивления R_H не зависит от направления развертки магнитного поля при его заданной ориентации. Следовательно, направление транспортного тока, текущего вдоль края образца, совпадает с направлением парамагнитного тока так же, как в случае равновесия.

Краевые состояния заполняются до уровня неравновесного электрохимического потенциала μ_{up} так, что незаполненные состояния на краю оказываются на величину $\Delta\mu$ ниже заполненных состояний в объеме. Суммарный дрейфовый ток $e^2/h\Delta\mu$ определяется гигантской диамагнитной компонентой, в полном соответствии с экспериментом. Чтобы объяснить экспериментально наблюдаемую неравновесную намагниченность ДЭГ [4], необходимо выполнение условия: $\Delta\mu \geq 20-60\hbar\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота.

Мы здесь не обсуждаем конечную ширину петель гистерезиса по магнитному полю, так как это требует детального рассмотрения беспорядка в условиях нелинейного экранирования [28].

4.3. Антикоэрцитивное поведение

Можно выделить две причины антикоэрцитивного поведения: 1) резкое движение границы несжимаемой жидкости, и 2) топологические переходы в квантовой холловской жидкости. Обсудим их подробнее.

1) При факторе заполнения $\nu = 1$ изменение магнитного поля ΔB приводит к смещению границы области, занимаемой несжимаемой жидкостью, относительно литографического края образца, причем чем больше размеры образца, тем меньшее изменение магнитного поля ΔB требуется, чтобы эта граница сместилась на величину порядка ширины области обеднения W_{depl} . Например, для ДЭГ в форме диска радиуса R имеем

$$\Delta B \approx 2W_{\text{depl}}B/R.$$

2) Как видно из рис. 4, *c* и *f*, движение границы несжимаемой электронной жидкости приводит к топологическим переходам: на рис. 4, *c* показана ситуация, соответствующая полному прохождению краевых каналов через сужение, тогда как ситуация, показанная на рис. 4, *f*, — сильному обратному рассеянию. Это выражается в резком изменении магнетосопротивления при малом изменении магнитного поля.

Топологический переход в образцах типа А и выражается в занулении продольного сопротивления, что свидетельствует о полном подавлении обратного рассеяния в сужении при уменьшении магнитного поля, и резком скачке от нулевого значения до 10 кОм при увеличении магнитного поля. Резкое движение границы с малым изменением магнитного поля реализуется в образцах обоих типов. Это проявляется в резком изменении сопротивления при измерении минорных петель.

Обнаруженное, неожиданное на первый взгляд, антикоэрцитивное поведение находится в соответствии с законом сохранения энергии. Рассмотрим поведение намагниченности ДЭГ в режиме КЭХ. На рис. 6 показан типичный гистерезис намагниченности на фоне осцилляций де Гааза — ван Альфена (жирная линия) инвертирован (антикоэрцитивное поведение), т.е. отклик опережает изменение внешнего магнитного поля. Маленькая петля демонстрирует запаздывающее (коэрцитивное) поведение.

4.4. Сравнение с ферромагнетиками

Сравним наблюдаемый гистерезис магнетосопротивления с гистерезисом намагниченности ферромагнетиков.

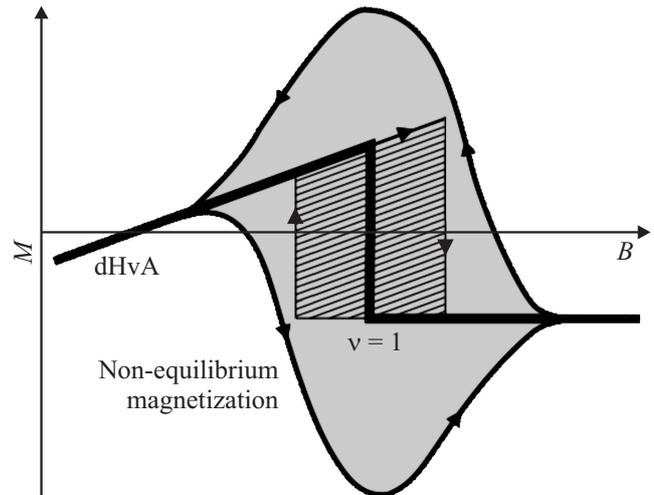


Рис. 6. Гистерезис намагниченности ДЭГ в режиме КЭХ (большая петля) на фоне осцилляций де Гааза — ван Альфена (жирная линия) инвертирован (антикоэрцитивное поведение), т.е. отклик опережает изменение внешнего магнитного поля. Маленькая петля демонстрирует запаздывающее (коэрцитивное) поведение.

Как известно, ферромагнетизм имеет спиновую природу. В ферромагнетиках обменное взаимодействие приводит к выстраиванию спинов в одном направлении. Вместе с тем требование минимальности полной энергии системы приводит к ее разбиению на домены с противоположной ориентацией спинов. Изменение внешнего магнитного поля приводит к перевороту спинов в области доменных стенок, вызывая их „движение“. Однако из-за беспорядка доменная структура обладает ригидностью — перестройка доменной структуры запаздывает по отношению к изменению внешнего магнитного поля, что и служит причиной ферромагнитного гистерезиса с положительной коэрцитивностью. В то время как малые изменения внешнего магнитного поля вызывают резкое движение границы несжимаемой электронной жидкости, приводя к наблюдаемому нами гистерезису с отрицательной коэрцитивностью.

Ранее было показано [7], что гистерезис магнетосопротивления ДЭГ подавляется температурой: амплитуда гистерезиса увеличивается с уменьшением температуры и выходит на насыщение при некотором значении температуры (~ 400 мК). Неравновесная намагниченность демонстрирует аналогичную температурную зависимость [15]. Стоит заметить, что намагниченность ферромагнетиков также подавляется температурой, хотя имеет другую функциональную зависимость, описываемую теорией ферромагнетизма Вейсса [12].

Заметим, что неравновесные токи в условиях КЭХ индуцируются разверткой магнитного поля и в этом смысле могут считаться вихревыми токами, как их часто называют в литературе. Однако при исследовании намагниченности ферромагнетиков влияние вихревых токов на форму петли гистерезиса можно устранить, уменьшая

скорость развертки магнитного поля. В этом смысле эти токи зависят от времени ввиду конечного значения σ_{xx} . В ДЭГ в условиях КЭХ генерация неравновесных токов неизбежна при любых разумных скоростях развертки: как показывают наши результаты, времена релаксации значительно больше часа после остановки развертки. В работе [25] было показано, что неравновесные токи могут циркулировать несколько часов. Таким образом, пользуясь терминологией Бертогги [12], при обычных скоростях развертки релаксация неравновесных токов почти незаметна, и их можно считать независимыми от времени.

5. Заключение

Мы показали, что развертка магнитного поля в режиме КЭХ приводит к значительным изменениям электростатического потенциала в объеме по отношению к краю образца в случае, когда рассеяние между уровнями Ландау подавлено. Это приводит к возникновению гигантских токов намагниченности, текущих вдоль края образца, а также топологическим переходам в ДЭГ с сужением, которые в свою очередь приводят к изменению магнетосопротивления.

Гистерезис магнетосопротивления ДЭГ в режиме КЭХ имеет значительное феноменологическое сходство с гистерезисом намагниченности ферромагнетиков, демонстрируя мультистабильность, прыжки релаксации, подавление повышением температуры и наличие ангистерезисной кривой. Вместе с тем мы обнаружили кардинальное отличие, выражающееся в антикоэрцитивном поведении гистерезиса магнетосопротивления.

Вопрос о возможных причинах ограничения межуровневых переходов и механизмов, ограничивающих неравновесие, требует дальнейшего изучения и выходит за рамки данной статьи. Однако экспериментально было показано, что неравновесные токи сосредоточены в узкой области шириной ~ 0.5 мкм вблизи края.

Несмотря на огромное количество работ, посвященных неравновесному состоянию ДЭГ, индуцированному разверткой магнитного поля в режиме КЭХ, на сегодняшний день нет ясного понимания наблюдаемых явлений на микроскопическом уровне, так же как и систематического феноменологического исследования зависимости этих явлений от параметров гетероструктур и условий их эпитаксиального роста. К сожалению, неравновесные токи незаметны в обычных транспортных измерениях из-за нулевого продольного сопротивления. В таких измерениях невозможно заранее сказать о состоянии, в котором находится ДЭГ. Такая неопределенность может привести к неожиданным трудностям при исследовании ДЭГ, например, при изучении пробоя КЭХ электрическим током, полная и согласующаяся модель которого до сих пор не построена (см., например, обзор [29]). Настоящая работа поднимает вопрос о необходимости поиска критических параметров, определяющих наблюдаемые гистерезисные явления, и объяснения

этих явлений на микроскопическом уровне. Поэтому некоторые существующие представления о явлениях в ДЭГ в режиме КЭХ могут быть расширены или вовсе пересмотрены с учетом обнаруженного неравновесия.

Авторы выражают благодарность проф. К. фон Клитцингу за полезные обсуждения.

Представленная работа выполнена при поддержке, оказанной РФФИ (грант № 12-02-00532-а), Программой фундаментальных научных исследований ОНИТ РАН (проект 3.2) и программой президиума РАН (проект 24.19).

Список литературы

- [1] V.M. Pudalov, S.G. Semenchinsky, V.S. Edelman. Sol. St. Commun., **51**, 713 (1984).
- [2] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, N.B. Zhitenev, S.I. Dorozhkin, K.V. Klitzing. Phys. Rev. B, **46**, 12 560 (1992).
- [3] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, G.V. Kravchenko, S.I. Dorozhkin, K.V. Klitzing. Phys. Rev. B, **48**, 12 560 (1993).
- [4] A. Usher and M. Elliott. J. Phys.: Condens. Matter, **21**, 103 202 (2009).
- [5] J. Huels, J. Weis, J. Smet, K.V. Klitzing, Z.R. Wasilewski. Phys. Rev. B, **69**, 085 319 (2004).
- [6] T. Klaffs, V.A. Krupenin, J. Weis, F.J. Ahlers. Physica E, **22**, 737 (2004).
- [7] М.В. Буданцев, А.Г. Погосов, А.Е. Плотников, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Ж.К. Портал. Письма ЖЭТФ, **86** (4), 294 (2007).
- [8] М.В. Буданцев, А.Г. Погосов, А.Е. Плотников, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Ж.К. Портал. Письма ЖЭТФ, **89** (1), 49 (2009).
- [9] М.В. Буданцев, А.Г. Погосов, А.Е. Плотников, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Ж.К. Портал. Письма ЖЭТФ, **89** (2), 103 (2009).
- [10] M. Pioro-Ladriere, A. Usher, A.S. Sachrajda, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski, S. Studenikin, M. Elliott. Phys. Rev. B, **73**, 075 309 (2006).
- [11] M.J. Smith, C.D.H. Williams, A. Shytov, A. Usher, A.S. Sachrajda, A. Kam, Z.R. Wasilewski. New J. Phys., **13**, 123 020 (2011).
- [12] G. Bertotti. *Hysteresis in Magnetism* (N.Y., Academic, 1998).
- [13] В.Б. Шикин. Письма ЖЭТФ, **75** (9), 555 (2002).
- [14] N. Ruhe, G. Stracke, Ch. Heyn, D. Heitmann, H. Hardtdegen, Th. Schäpers, B. Rupperecht, M.A. Wilde, D. Grundler. Phys. Rev. B, **80**, 115 336 (2009).
- [15] A.J. Matthews, K.V. Kavokin, A. Usher, M.E. Portnoi, M. Zhu, J.D. Gething, M. Elliott, W.G. Herrenden-Harker, K. Phillips, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons, C.B. Sorensen, O.P. Hansen, O.A. Mironov, M. Myronov, D.R. Leadley, M. Henini. Phys. Rev. B, **70**, 075 317 (2004).
- [16] M.I. Dyakonov. Sol. St. Commun., **78**, 817 (1991).
- [17] L. Eaves, F.W. Sheard. Semicond. Sci. Technol., **1**, 346 (1986).
- [18] V. Piazza, V. Pellegrini, F. Beltram, W. Wegscheider, T. Jungwirth, A.H. MacDonald. Nature, **402**, 638 (1999).
- [19] E.P. De Poortere, E. Tutuc, S.J. Papadakis, M. Shayegan. Science, **290**, 1546 (2000).
- [20] T. Jungwirth, A.H. MacDonald. Phys. Rev. Lett., **87**, 216 801 (2001).

- [21] G. Muller, D. Weiss, A.V. Khaetskii, K. von Klitzing, S. Koch, H. Nickel, W. Schlapp, R. Losch. Phys. Rev. B, **45**, 3932 (1992).
- [22] A.V. Khaetskii. Phys. Rev. B, **45**, 13 777 (1992).
- [23] D.C. Dixon, K.R. Wald, P.L. McEuen, M.R. Melloch. Phys. Rev. B, **56**, 4743 (1997).
- [24] E.V. Deviatov, A. Würtz, A. Lorke, M.Yu. Melnikov, V.T. Dolgopopolov, D. Reuter, A.D. Wieck. Phys. Rev. B, **69**, 115 330 (2004).
- [25] T.J. Kershaw, A. Usher, A.S. Sachrajda, J. Gupta, Z.R. Wasilewski, M. Elliott, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons. New J. Phys., **9**, 71 (2007).
- [26] S. Ihnatsenka, I.V. Zozoulenko. Phys. Rev. B, **75**, 035 318 (2007).
- [27] R.B. Laughlin. Phys. Rev. B, **23**, 5632 (1981).
- [28] D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, L.I. Glazman. Phys. Rev. B, **46**, 4026 (1992).
- [29] G. Nachtwei. Physica E, **4**, 79 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

Hysteretic phenomena in a 2DEG in quantum Hall effect regime studied in a transport

*M.V. Budantsev⁺, D.A. Pokhabov^{+,0},
A.G. Pogosov^{+,0}, E.Yu. Zhdanov^{+,0},
A.K. Bakarov⁺, A.I. Toropov⁺*

⁺ Institute of Semiconductor Physics,
630090 Novosibirsk, Russia
⁰ Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract We investigated experimentally non-equilibrium state of a two-dimensional electron gas (2DEG) in the quantum Hall effect (QHE) regime, studying the hysteresis of magnetoresistance of a 2DEG with a constriction. The large amplitude of the hysteresis enabled us to make the consistent phenomenological description of the hysteresis. We performed minor loop measurements, recovered the anhysteretic curve, and studied the time dependence. We showed that the hysteresis has significant phenomenological similarities with that of magnetization of ferromagnets, showing multistability, jumps of relaxation, and having the anhysteretic curve. The difference is manifested itself in an unusual inverted (anti-coercive) behavior of the hysteresis. The time relaxation of the hysteresis has fast and slow regimes, similar to that of non-equilibrium magnetization of a 2DEG in QHE regime pointing to their common origin. We studied the dependence of the hysteresis loop area on the lithographic width of the constriction and found the threshold value of width $\sim 1.35 \mu\text{m}$. This points to the edge nature of the non-equilibrium currents (NECs) and allows us to determine the width of the NECs area ($\sim 0.5 \mu\text{m}$). We suggest the qualitative picture of the observed hysteresis, based on non-equilibrium redistribution of the electrons among the Landau level states and assuming huge imbalance between the population of bulk and edge electronic states.