

Квантовый магнитотранспорт в структурах n -InGaAs/GaAs при изменении концентрации электронов под воздействием инфракрасного излучения

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных,
А.П. Савельев, М.В. Якунин

*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, ГСП-170, 620137, Россия
E-mail: svropova@imp.uran.ru*

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2014 г., опубликована онлайн 27 января 2015 г.

Экспериментально исследовано продольное $\rho_{xx}(B, T)$ и холловское $\rho_{xy}(B, T)$ магнитосопротивление в перпендикулярном плоскости образца магнитном поле в наноструктурах n -InGaAs/GaAs с одиночными и двойными сильносвязанными квантовыми ямами в зависимости от ширины ямы в диапазоне магнитных полей $B = 0$ –12 Тл и температур $T = 0,05$ –100 К до и после низкотемпературной подсветки инфракрасным излучением. Для образцов до освещения обнаружено изменение характера температурной зависимости сопротивления в нулевом поле $\rho(T)$ с «диэлектрического» ($d\rho/dT < 0$) на «металлический» ($d\rho/dT > 0$). Показано, что температурная зависимость сопротивления задается температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$, «диэлектрический» участок которой связан с квантовыми поправками к проводимости в диффузионном и баллистическом режимах, «металлический» — с рассеянием носителей на акустических и оптических фононах. На магнитополевой зависимости продольного магнитосопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ вблизи значения индукции, отвечающего равенству $\mu B = 1$, наблюдалось слабое изменение с температурой. Обнаружены также необычные температурные зависимости компонент проводимости $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ при $\mu B = 1$. На $\sigma_{xx}(B, T)$ наблюдается температурно-независимая точка, а $\sigma_{xy}(B, T)$ при $\mu B = 1$ сильно зависит от T . Установлено, что такая закономерность обусловлена характером температурной зависимости подвижности носителей заряда $\mu(T)$ как в диффузионном, так и в баллистическом режиме. После подсветки ИК излучением во всех образцах наблюдается положительная остаточная фотопроводимость, связанная с двукратным увеличением концентрации носителей заряда. Сопротивление в нулевом магнитном поле $\rho(T)$ в таких образцах также испытывает переход от «диэлектрического» к «металлическому» типу проводимости при меньших значениях температуры, чем до подсветки. Показано, что особенности транспорта после освещения связаны с появлением температурной зависимости концентрации носителей заряда.

Експериментально досліджено подовжній $\rho_{xx}(B, T)$ та холлівський $\rho_{xy}(B, T)$ магнітоопір в перпендикулярному площині зразка магнітному полі в наноструктурах n -InGaAs/GaAs з поодинокими і подвійними сильнозв'язаними квантовими ямами в залежності від ширини ями в діапазоні магнітних полів $B = 0$ –12 Тл та температур $T = 0,05$ –100 К до й після низькотемпературного підсвічування інфрачервоним випромінюванням. Для зразків до освітлення виявлена зміна характеру температурної залежності опору в нульовому полі $\rho(T)$ з «діелектричного» ($d\rho/dT < 0$) на «металевий» ($d\rho/dT > 0$). Показано, що температурна залежність опору задається температурною залежністю рухливості $\mu(T)$, «діелектрична» ділянка якої пов'язана з квантовими поправками до провідності в дифузійному і балістичному режимах, «металева» — з розсіянням носіїв на акустичних і оптичних фононах. На магнітопольовій залежності подовжнього магнітоопору $\rho_{xx}(B, T)$ поблизу значення індукції, що відповідає рівності $\mu B = 1$, спостерігалася слабка зміна з температурою. Виявлено також незвичайні температурні залежності компонент провідності $\sigma_{xx}(B, T)$ та $\sigma_{xy}(B, T)$ при $\mu B = 1$. На $\sigma_{xx}(B, T)$ спостерігається температурно-незалежна точка, а $\sigma_{xy}(B, T)$ при $\mu B = 1$ сильно залежить від T . Встановлено, що така закономірність обумовлена характером температурної за-

лежності рухливості носіїв заряду $\mu(T)$ як в дифузійному, так і у балістичному режимі. Після підсвічування ІЧ випромінюванням в усіх зразках спостерігається позитивна залишкова фотопровідність, яка пов'язана з двократним збільшенням концентрації носіїв заряду. Опір в нульовому магнітному полі $\rho(T)$ в таких зразках також випробовує перехід від «діелектричного» до «металевого» типу провідності при менших значеннях температури, чим до підсвічування. Показано, що особливості транспорту після освітлення пов'язані з появою температурної залежності концентрації носіїв заряду.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.40.-c Электронный транспорт в структурах с границами раздела;

73.43.Qt Магнитосопротивление.

Ключевые слова: двойная квантовая яма, квантовый магнитотранспорт, инфракрасное освещение.

1. Введение

Освещение полупроводниковых гетероструктур электромагнитным излучением с определенной длиной волны — один из мощных инструментов управления параметрами носителей заряда в двумерном электронном газе. Это возможно благодаря замороженной, или остаточная фотопроводности (ОФП) — явлению, проявляющемуся в длительном устойчивом изменении проводимости образца после воздействия на него светом. Ответственны за такое изменение проводимости увеличение (положительная ОФП) или уменьшение (отрицательная ОФП) концентрации носителей заряда. Выделяют два механизма, приводящих к изменению концентрации под действием освещения [1]. Первый связан с образованием в покрывающем, буферном и барьерном слоях фотовозбужденных электронно-дырочных пар, которые затем двигаются по структуре и распадаются, рекомбинируя с мелкими донорами (электроны) и носителями заряда (дырки) в активном слое (отрицательная ОФП) или с акцепторами (дырки), а электроны попадают в проводящий слой (положительная ОФП). Второй механизм — фотоионизация метастабильных локализованных примесных состояний, так называемых DX-центров, природа которых связана со сложным дефектным комплексом, включающим в себя донор (D) и неизвестный дефект (X). Знак ОФП в этом случае зависит от взаимного положения глубокого донорного уровня и уровня Ферми: если глубокий донорный уровень лежит ниже уровня Ферми, то наблюдается положительная ОФП, если их взаимное положение обратное, то отрицательная. Оба механизма могут одновременно присутствовать в образце. И тот и другой механизм приводит в конечном итоге к изменению профиля электрохимического потенциала системы, т.е. освещение дает возможность управлять встроенным электрическим полем и, таким образом, управлять энергетическим спектром структуры, в частности спиновым расщеплением.

Структуры с квантовыми ямами на основе InGaAs продолжают удерживать внимание исследователей благодаря большому разнообразию электронных свойств,

связанному как со встроенным напряжением из-за большого несовпадения постоянных решеток InAs и классических соединений, формирующих гетеропереход (например, GaAs), так и с широким разнообразием материалов, вводимых в эти структуры для уменьшения встроенного напряжения [1–16]. Достаточно подробно исследовано и явление ОФП в этих структурах [1–11]. Например, введение тонкого слоя $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ между активным слоем $\text{In}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$ и барьером GaAs показало, что глубокие доноры не влияют на фотопроводимость [8]. Наблюдаемое при освещении увеличение концентрации носителей заряда и их подвижности на 20–80% называют «драматическим» [1], по сравнению, например, с гетероструктурами InSb, где изменение происходит на порядок [17]. Для модуляционно-допированных структур было показано, что явление ОФП не обязательно связано с DX-центрами [1–6 и ссылки в них]. Несмотря на большое количество работ, посвященных выяснению природы остаточной фотопроводности, окончательная ясность здесь еще не достигнута.

Нами уже проводились исследования ОФП в структурах на основе InGaAs [11]. Это была сильно связанная двойная квантовая яма, для которой показано, что появление положительной остаточной фотопроводности (концентрация и подвижность носителей заряда увеличиваются более чем в два раза) приводит к изменению характера температурной зависимости сопротивления с «диэлектрического» ($d\rho/dT < 0$) при $T \leq 8$ К на «металлический» ($d\rho/dT > 0$) при более высоких температурах, и связано это с появлением температурной зависимости концентрации носителей заряда. Анализ квантового эффекта Холла (КЭХ) на основе гипотезы скейлинга в этом образце показал, что подсветка значительно, а если говорить словами ранее цитируемых авторов, «драматически» улучшает условия наблюдения универсальных законов симметрии при квантовых фазовых переходах между плато КЭХ [15]. Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению явления ОФП именно в структурах с квантовой ямой InGaAs, которые отличаются геометрией структуры (содержание In в активном слое, ширина

ямы, толщина буферного слоя, концентрация при δ -легировании, наличие дополнительных встроенных элементов структуры типа квантовых точек и др.) [1–11], наблюдается явный пробел в изучении систем с двойными квантовыми ямами. Нам известна работа [18], где было показано, что для туннельно-несвязанных двойных квантовых ям InAs/AlSb под воздействием излучения происходит изменение концентрации носителей только в той яме, которая ближе к облучаемой поверхности образца. Таким образом, интересно рассмотреть структуры с туннельно-связанными двойными квантовыми ямами и влиянием толщины барьера на эволюцию электронных свойств. Также представляется полезным комплексное исследование свойств указанных материалов при изменении в широком интервале ряда параметров, таких как магнитное поле, температура и геометрия структуры.

В настоящей работе исследованы полевые и температурные зависимости сопротивления в интервале магнитных полей $B = 0–12$ Тл и температур $T = 0,05–100$ К для серии образцов *n*-In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs с одиночными (SQW) и двойными (DQW) квантовыми ямами, отличающимися шириной барьера, до и после низкотемпературной подсветки инфракрасным излучением. Цель данной работы — комплексное исследование эволюции параметров носителей заряда и электронной структуры рассматриваемой системы под действием освещения с учетом специфики сильносвязанной двойной квантовой ямы.

2. Экспериментальные результаты

Образцы выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Серия структур с одиночной и двойными квантовыми ямами *n*-In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs выращивалась так, чтобы проследить эволюцию свойств системы при переходе от двойной квантовой ямы к одиночной при уменьшении ширины барьера между ямами при прочих равных условиях. Параметры исходно выращенных структур представлены в табл. 1. Структуры были симметрично легированы в барьерах Si ($N_D = 10^{18}$ см⁻³), ширина спейсера $d_s = 19$ нм. Эффективная масса носителей $m^* = 0,058m_0$, где m_0 — масса свободного электрона.

Проведены измерения продольной $\rho_{xx}(B, T)$ и холловской $\rho_{xy}(B, T)$ компонент тензора сопротивления в магнитных полях $B = 0–12$ Тл и при температурах $T = 0,05–200$ К. Эксперименты в интервале температур $T = 0,4–60$ К и магнитных полей $B = 0–12$ Тл проводились в Центре низкотемпературной гальванометрии Института физики металлов УрО РАН на установках Oxford Instruments и Quantum Design; измерения при температурах $T = 0,05–1,00$ К в магнитных полях до

Таблица 1. Параметры исходно выращенных образцов

Образец	d_s , нм	d_w , нм	d_b , нм	n_t , 10^{15} м ⁻²	μ , м ² /В·с	Δ_{sas} , мэВ	E_F , мэВ	T_c , К
3982a	19	5	10	2,30	1,1	3,0	9,4	75
2981a	19	5	7	2,05	1,6	7,4	8,4	65
2984a	19	5	3,5	2,35	2,6	23,1	9,6	45
2982a	19	10	0	2,10	1,2	–	8,6	70

Примечание: d_s — ширина спейсера, d_w — ширина ямы, d_b — ширина барьера, n_t — полная концентрация носителей заряда, μ — подвижность носителей, Δ_{sas} — ширина туннельной щели, E_F — энергия Ферми, T_c — температура перехода от «диэлектрического» к «металлическому» типу проводимости. Значения n_t и μ приведены при самых низких температурах эксперимента.

16 Тл проводились в Институте Ван-дер-Ваальса (Амстердам, Голландия). Концентрация носителей заряда изменялась путем подсветки образцов инфракрасным (ИК) излучением при $T = 4,2$ К (Oxford Instruments He4), $T = 1,2$ К (Oxford Instruments He3), $T = 1,8$ К (Quantum Design), $T = 0,05$ К (Институт Ван-дер-Ваальса).

Параметры образцов после ИК подсветки представлены в табл. 2. Во всех образцах наблюдается положительная остаточная фотопроводимость, связанная с более чем двукратным увеличением концентрации носителей заряда. Подвижность также возросла более чем в два раза.

Квантовый магнитотранспорт в образцах 3892a и 3892b подробно исследован в [11]. В настоящей работе получены новые результаты по температурной зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле в более широком, чем раньше, интервале температур.

На рис. 1 показаны рассчитанные путем самосоглазованного решения уравнений Шредингера и Пуассона профили электрохимического потенциала исследуемых структур в зависимости от изменения размеров образца в направлении роста z . Для образцов с DQW представлены два наинизших уровня энергии, отвечающие

Таблица 2. Параметры образцов после воздействия ИК излучения.

Образец	T , К	n_t , 10^{15} м ⁻²	μ , м ² /В·с	E_F , мэВ	T_c^{IR} , К
3892b	0,05	5,0	2,7	20,5	8
2981b	0,5	3,7	3,5	15,2	40
2984b	0,5	4,2	5,7	17,3	20
2982b	1,6	4,9	3,9	20,3	30

Примечание: T — температура, при которой приведены значения параметров, T_c^{IR} — температура перехода к «металлическому» типу проводимости после подсветки.

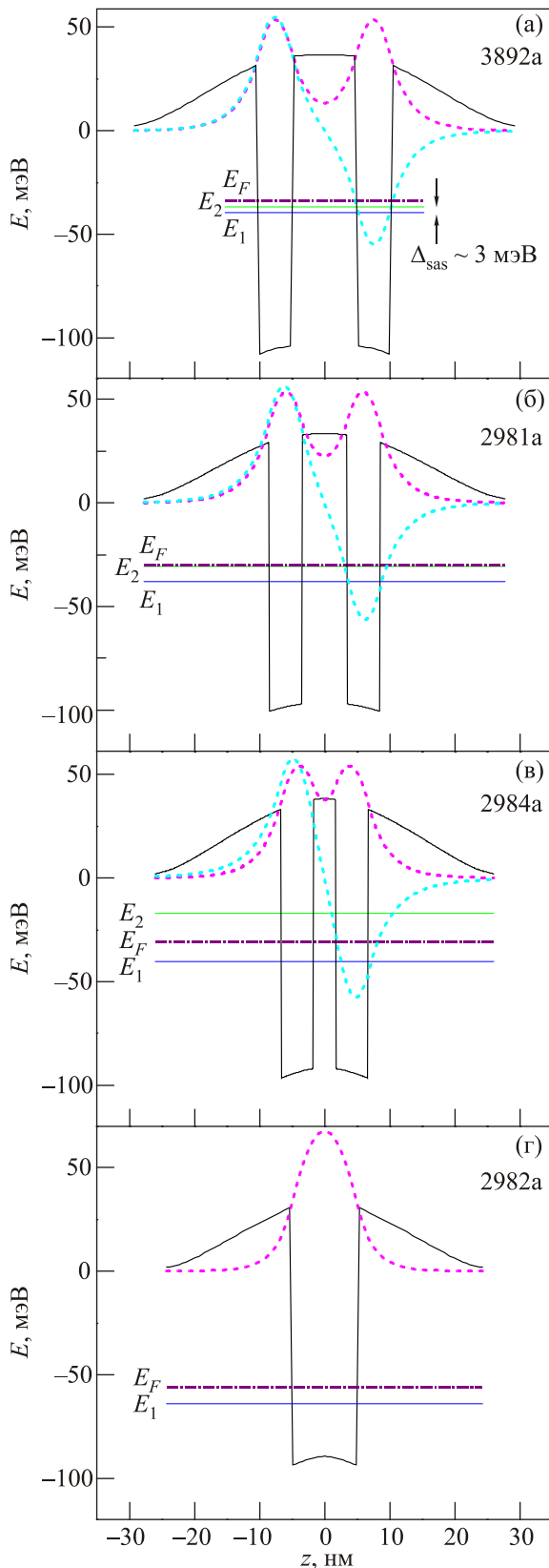


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Профили потенциалов (жирные линии) и волновые функции (тонкие линии) четырех исследуемых образцов: 3892a, 2981a, 2984a, 2981a (E_F — уровень Ферми, E_1 — уровень энергии симметричного состояния, E_2 — уровень энергии антисимметричного состояния, Δ_{sas} — туннельная щель).

симметричному и антисимметричному состояниям, для SQW — наинизший заполненный уровень энергии, их волновые функции, а также уровень Ферми в исходном состоянии образца. Видно, что в образцах 3892a и 2981a с туннельно-связанными DQW заполнены две подзоны: симметричных и антисимметричных состояний, а в образце 2984a — только одна (из-за большой величины туннельной щели Δ_{sas}). В образце 2982a с SQW также заполнена только одна подзона размерного квантования.

На рис. 2 представлены температурные зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле для четырех образцов с исходной концентрацией носителей. Данные, полученные на разных установках, не всегда хорошо сшиваются (см. кривые для образцов 2981a и 2984a), поскольку существует сильная зависимость свойств этих образцов от режима охлаждения, что говорит о сильной дефектности образцов, связанной, по-видимому, со встроенным напряжением. Видно, что во всех образцах «диэлектрический» ($dp/dT < 0$) ход сопротивления изменяется на «металлический» ($dp/dT > 0$), но при разных температурах (T_c) (на рис. 2 T_c указаны стрелочками, а значения приведены в табл. 1). На рис. 3 показаны те же зависимости для всех образцов после воздействия ИК подсветки. Здесь видно, что подобная смена хода с «диэлектрического» на «металлический» имеет место во всех образцах (особенно ярко она видна в 3892b), однако положение T_c^{IR} для всех образцов сместилось в область более низких температур. Точность определения T_c^{IR} после подсветки значительно ниже, чем в образцах с исходной концентрацией, поскольку эти эксперименты проведены с большим шагом по температуре (значения T_c^{IR} см. в табл. 2).

На рис. 4(a) приведены зависимости компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ от магнитного поля при фиксированных температурах $T = 1, 8-80$ К для образца 2982a в интервалах $B = 0-12$ Тл и $B = 0-1,5$ Тл (на вставке). По неизменности положения

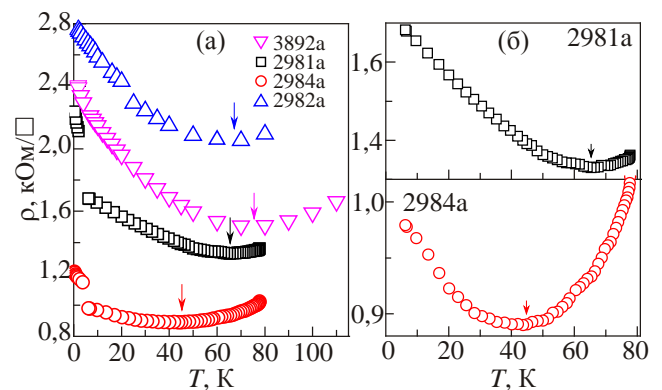


Рис. 2. (Онлайн в цвете) (а) Температурные зависимости сопротивления для образцов 3892a, 2981a, 2984a, 2982a. Стрелками показаны значения T_c . (б) Зависимости $\rho(T)$ для образцов 2981a и 2984a в увеличенном масштабе.

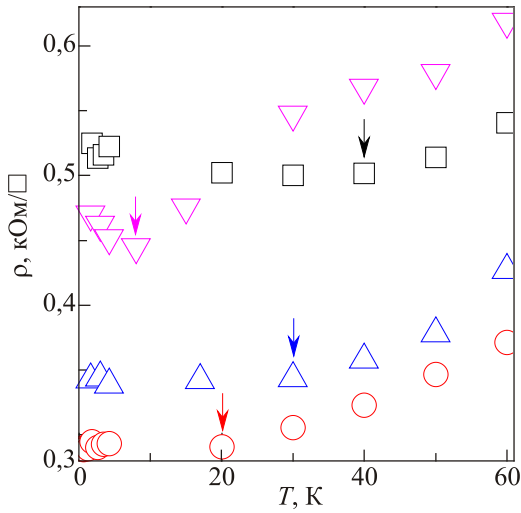


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления для образцов 3892b (∇), 2981b (\square), 2984b (\circ), 2982b (\triangle) после максимальной засветки. Стрелками показаны значения T_c^{IR} .

плато с фактором заполнения $\nu = 2$ КЭХ при изменении температуры (рис. 4(a)) можно сделать вывод, что полная концентрация носителей заряда n_t не зависит от температуры. При низких температурах $T \leq 20$ К наблюдается отрицательное магнитосопротивление (ОМС), а при $T > 20$ К — положительное (ПМС), кроме того, с ростом температуры область магнитных полей, где существует ОМС, уменьшается (рис. 4(a), вставка). В полях $B \approx 0,9$ Тл в образце начинаются осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ) (с фактором заполнения $\nu = 10$). $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}(B, T)$ ($\mu B = 1$) в полях $B = 0,83$ Тл. На зависимостях $\rho_{xy}(B, T)$ хорошо видно, что коэффициент Холла меняется с изменением температуры.

На рис. 4(б) представлены зависимости $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ от магнитного поля при фиксированных температурах $T = 1,6–60$ К для образца 2982b после ИК подсветки в интервалах $B = 0–12$ Тл и $B = 0–1,0$ Тл (на вставке). Видно, что значение сопротивления при $B = 0$ Тл после подсветки уменьшилось почти на порядок. По неизменности положения плато КЭХ с фактором заполнения $\nu = 2$ при изменении температуры от 1,6 до 30 К (рис. 4(б)) можно сделать вывод, что полная концентрация носителей заряда n_t в этом интервале T не зависит от температуры. Как область температур, где наблюдается ОМС $T < 20$ К, так и сама величина эффекта уменьшились (рис. 4(б) на вставке). Осцилляции Шубникова–де Гааза начинаются в полях $B \approx 0,7$ Тл ($\nu = 28$). $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}(B, T)$ ($\mu B = 1$) в полях $B = 0,25$ Тл. На зависимостях $\rho_{xy}(B, T)$ видно, что при $T \geq 30$ К коэффициент Холла меняется с изменением температуры, что может быть связано с появлением зависимости концентрации носителей заряда от температуры. Значение $\rho_{xx}(B, T)$ с ростом температуры изменяется немонотонно: в интервале температур

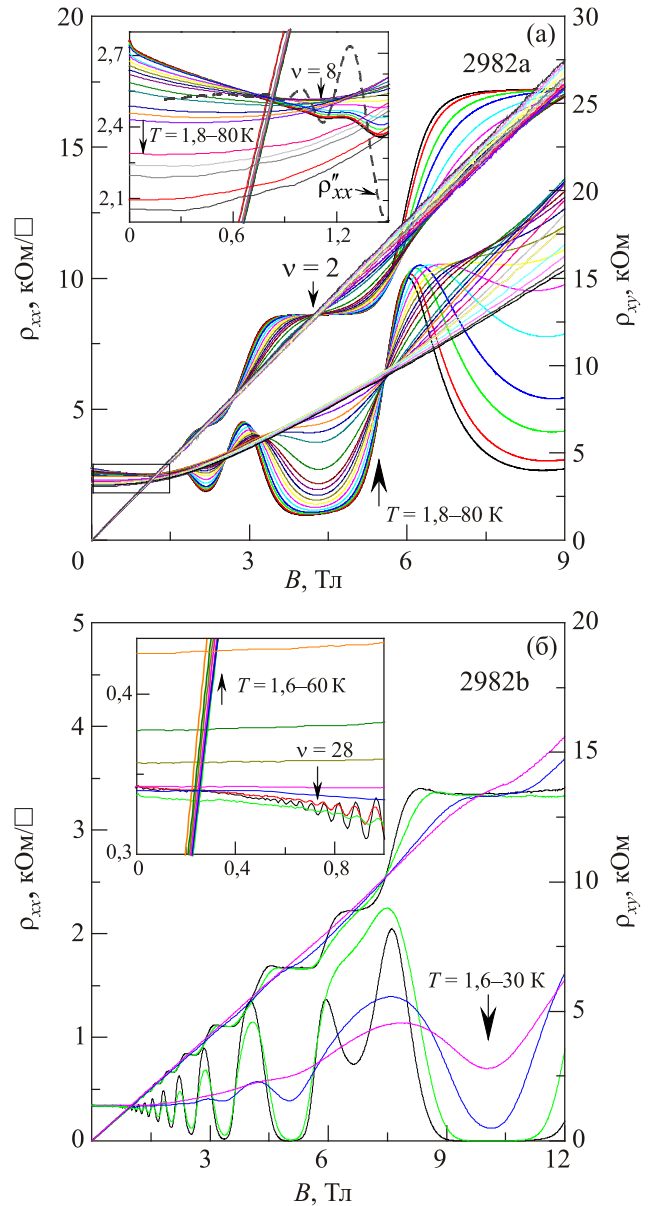


Рис. 4. (Онлайн в цвете) (а) Зависимости $\rho_{xx}(B, T)$, $\rho_{xy}(B, T)$ при температурах $T = 1,8–80$ К для образца 2982a в интервале полей $B = 0–9$ Тл. На вставке показаны те же зависимости в увеличенном масштабе, жирная линия соответствует зависимости от магнитного поля второй производной $\rho_{xx}(B, T)$ по магнитному полю. (б) Зависимости $\rho_{xx}(B, T)$, $\rho_{xy}(B, T)$ при температурах $T = 1,6–30$ К для образца 2982b в интервале полей $B = 0–12$ Тл. На вставке показаны те же зависимости при $T = 1,6–60$ К в увеличенном масштабе.

$T = 1,6–4,2$ К $\rho_{xx}(B, T)$ уменьшается с ростом температуры, а при $T \geq 20$ К $\rho_{xx}(B, T)$ начинает возрастать (рис. 4(б), вставка).

На рис. 5(a) показаны зависимости $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ от магнитного поля при фиксированных температурах $T = 1,6–50$ К для образца 2981a в интервале $B = 0–1,8$ Тл. Видно, что в целом особенности сопротивления, описанные для неосвещенного образца 2982a,

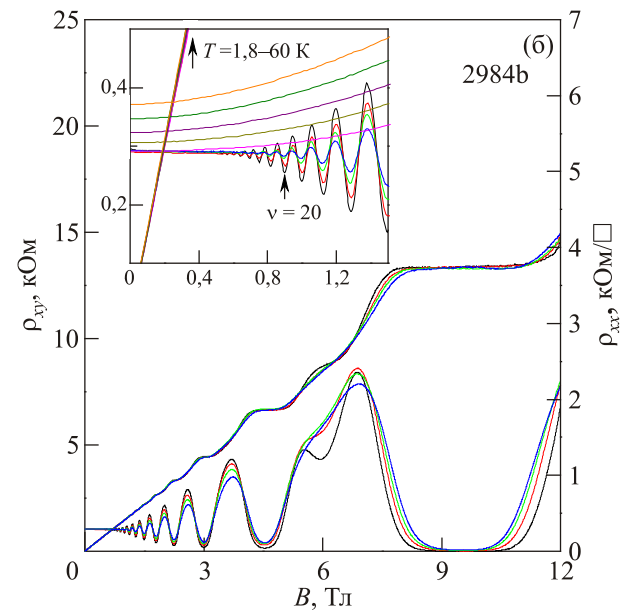
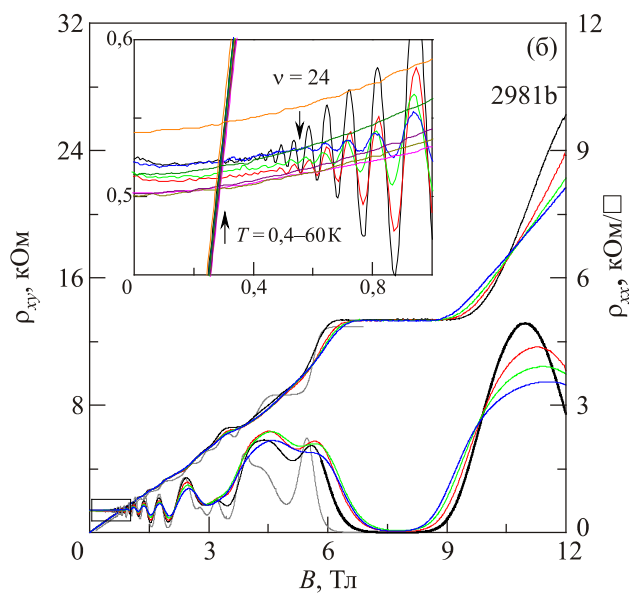
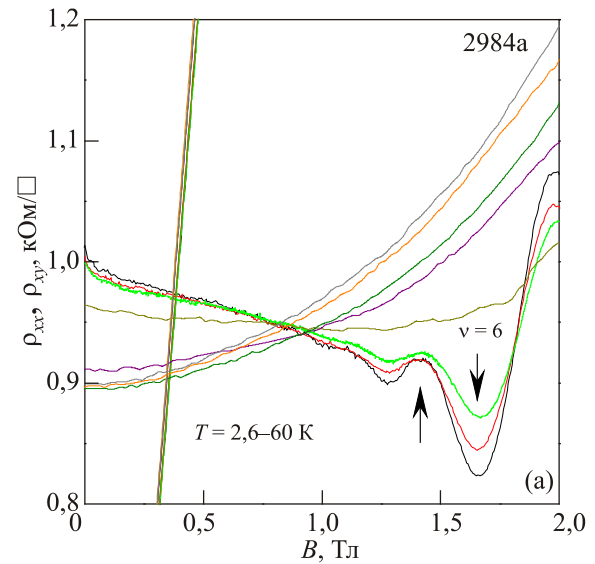
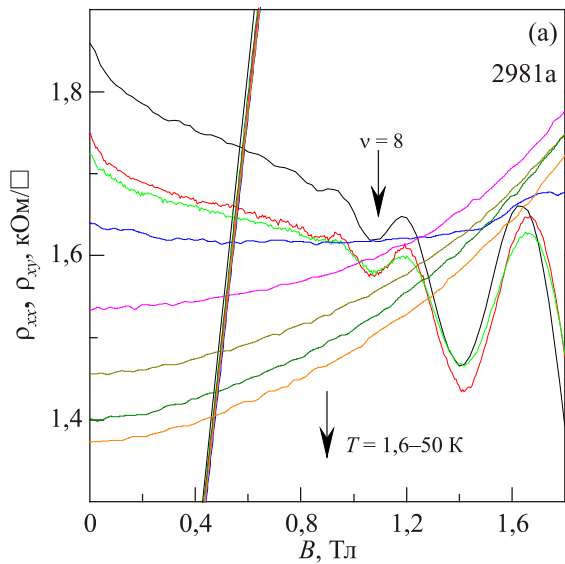


Рис. 5. (Онлайн в цвете) (а) Зависимости $\rho_{xx}(B,T)$, $\rho_{xy}(B,T)$ для образца 2981а при $T = 1,6\text{--}50$ К. (б) Зависимости $\rho_{xx}(B,T)$, $\rho_{xy}(B,T)$ для образца 2981б при $T = 0,4\text{--}60$ К. На вставке показаны те же зависимости в увеличенном масштабе.

Рис. 6. (Онлайн в цвете) (а) Зависимости $\rho_{xx}(B,T)$, $\rho_{xy}(B,T)$ для образца 2984а при $T = 2,6\text{--}60$ К. (б) Зависимости $\rho_{xx}(B,T)$, $\rho_{xy}(B,T)$ для образца 2984б. На вставке показаны эти же зависимости в увеличенном масштабе при температурах $T = 1,8\text{--}60$ К.

наблюдаются и здесь. Значение магнитного поля, при котором $\rho_{xx}(B,T) = \rho_{xy}(B,T)$ ($\mu B = 1$), составляет $B = 0,58$ Тл, что говорит о более высокой подвижности носителей заряда, чем в 2982а. В этих же полях начинаются осцилляции ШдГ.

На рис. 5(б) представлены зависимости $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$ для образца 2981б после ИК освещения при $T = 0,4\text{--}60$ К в интервалах $B = 0\text{--}12$ Тл и $B = 0\text{--}1,0$ Тл (на вставке). Отличительная особенность — наличие некой тонкой структуры на осцилляциях ШдГ, так называемого узла, который показывает, что в проводимости участвуют два типа носителей с отличающимися концентрациями и подвижностями.

На рис. 6(а) показаны зависимости $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$ от магнитного поля при фиксированных температурах $T = 2,6\text{--}60$ К для образца 2984а в интервале $B = 0\text{--}2$ Тл. Видно, что в целом особенности сопротивления, описанные для неосвещенных образцов 2982а и 2981а, наблюдаются и здесь. Значение магнитного поля, при котором $\rho_{xx}(B,T) = \rho_{xy}(B,T)$ ($\mu B = 1$), составляет $B = 0,37$ Тл. В этом образце ярче, чем в других, видна размытая температурно-независимая точка на зависимостях $\rho_{xx}(B,T)$. На рис. 6(б) представлены зависимости $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$ для образца 2984б после ИК освещения при $T = 1,8\text{--}60$ К в интервалах $B = 0\text{--}12$ Тл и $B = 0\text{--}1,5$ Тл (на вставке).

3. Обсуждение экспериментальных результатов

3.1. Температурные зависимости сопротивления в нулевом поле

В качестве образцов выбраны два типа структур: с одиночными и двойными туннельно-связанными квантовыми ямами. В двойной квантовой яме с туннельно-проницаемым барьером волновые функции энергетических уровней каждой из двух ям сильно перемешиваются и образуют симметричные и антисимметричные состояния, разделенные туннельной щелью Δ_{sas} , зависящей от параметров барьера между ямами. При этом концентрации носителей заряда в ямах n_1 и n_2 выравниваются (DQW находится в балансе), и электроны имеют равную вероятность находиться в любой из ям. То есть система с двойной туннельно-связанной ямой фактически представляет собой одиночную яму с шириной, равной суммарной ширине двух ям с добавлением ширины барьера с двумя заполненными подзонами размерного квантования. Если структуру с сильно-связанной DQW вывести из баланса, например путем инфракрасной подсветки или приложением напряжения к затвору, вероятность туннелирования уменьшается. При этом туннельный эффект сильно ослабевает, электроны оказываются преимущественно локализованными в одной из ям так, что система представляет собой две почти независимые квантовые ямы с разными концентрациями носителей [19]. Таким образом, в туннельно-связанной DQW в транспорте принимают участие два типа носителей: до подсветки, когда система представляет собой квантовую яму с двумя заполненными подзонами, электроны из разных подзон размерного квантования, а после освещения (структура с двумя независимыми квантовыми ямами) — электроны из разных квантовых ям.

Для температурной зависимости сопротивления в нулевом поле для всех образцов было обнаружено, что вся область температур разбивается на два интервала (рис. 2). В первом, низкотемпературном ($T \leq T_c$), наблюдается «диэлектрический» ход сопротивления ($d\rho/dT < 0$), во втором, высокотемпературном ($T \geq T_c$), — «металлический» ($d\rho/dT > 0$). Для образцов после освещения также имеются два интервала по T (рис. 3): при $T \leq T_c^{\text{IR}}$ слабые (образцы 2982b, 2981b, 2984b) и резкая (образец 3892b) «диэлектрические» зависимости $\rho(T)$, при $T > T_c^{\text{IR}}$ — «металлические». По температуре, согласно параметру $k_B T \tau / \hbar$ (где k_B — постоянная Больцмана, τ — время свободного пробега, \hbar — постоянная Планка), который у нас принимает значения 0,03–6 для образцов с исходной концентрацией и 0,06–10 для образцов с максимальной концентрацией, мы переходим из диффузионного $k_B T \tau / \hbar < 1$ в баллистический $k_B T \tau / \hbar \gg 1$ режим, чем объяснено возникновение температурной зависимости $\mu(T)$ для образца 3892a [13].

Такие параметры носителей заряда, как подвижность и концентрация, обычно находят из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза [20], квантового эффекта Холла и квазиклассического положительного магнитосопротивления и эффекта Холла в слабом магнитном поле [19,21]. В случаях, когда в явлениях переноса принимают участие несколько типов носителей, в тензор проводимости каждый из них дает аддитивный вклад [21]:

$$R_H = \frac{\sigma_{xy} / B}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \sigma_{xx} = \sum_k \frac{e_k n_k \mu_k}{1 + \mu_k^2 B^2},$$

$$\sigma_{xy} = \sum_k e_k n_k \mu_k \frac{\mu_k B}{1 + \mu_k^2 B^2},$$

где R_H — коэффициент Холла, k — индекс суммирования по числу типов носителей. Отсюда следуют выражения для $R_H(B)$ и $\rho_{xx}(B)$, которые используются при анализе положительного магнитосопротивления и эффекта Холла для двух типов электронов [21]:

$$R_H = \frac{n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2 + \mu_1^2 \mu_2^2 B^2 (n_1 + n_2)}{e \left[(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2 + \mu_1^2 \mu_2^2 B^2 (n_1 + n_2)^2 \right]}, \quad (1)$$

$$\rho_{xx} = \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2 + \mu_1 \mu_2 B^2 (n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)}{e \left[(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2 + \mu_1^2 \mu_2^2 B^2 (n_1 + n_2)^2 \right]},$$

где n_1, n_2, μ_1, μ_2 — концентрации и подвижности электронов первого и второго типов.

Определены параметры носителей заряда в изученных структурах, в том числе разных типов носителей до и после ИК освещения. В диапазоне температур, где в темновых (до ИК подсветки) образцах наблюдается ОМС, связанное с вкладом квантовой поправки слабой локализации, нам не удалось разделить два типа носителей квазиклассическим методом (1). Этот метод работает только при $T > 10$ К. При $T \leq 4,2$ К параметры носителей определены методом фурье-анализа осцилляций Шубникова–де Гааза [17].

На рис. 7–9 представлены зависимости компонент тензора магнитопроводимости $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ от магнитного поля при фиксированных температурах для разных образцов до и после ИК подсветки. Для образцов с исходной концентрацией $\sigma_{xy}(B, T)$ в слабых полях $\mu B \leq 1$ сильно зависит от температуры: максимум $\sigma_{xy}(B, T)$ сдвигается в область более слабых полей и изменяется значение $\sigma_{xy}(B, T)$ в максимуме. Согласно теории Друде, $\sigma_{xy}(B, T)$ имеет максимум и $\sigma_{xy}(B, T) = \sigma_{xx}(B, T)$ при $\mu B = 1$. Значение $\sigma_{xy}(B, T)$ в максимуме равно $\sigma_D / 2 = en_i \mu / 2$, σ_D — друдевская проводимость, $\rho_D(T) = \sigma_D^{-1}(T)$. Используя эти соотношения, определены $\rho_D(T)$ и $\mu(T)$ (см. рис. 13) (здесь μ в случае двух типов носителей дает некую эффективную подвижность, при этом значение B , при

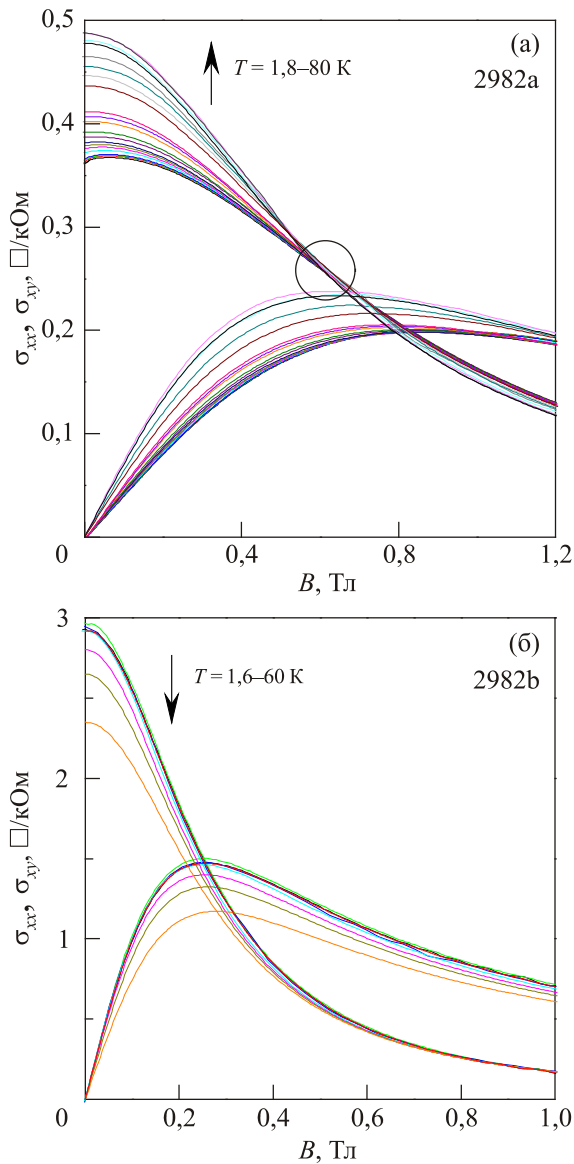


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Зависимости $\sigma_{xx}(B,T)$ и $\sigma_{xy}(B,T)$ для образцов 2982a (а) и 2982b (б). Выделено положение температурно-независимой точки.

котором $\sigma_{xy}(B,T) = \sigma_{xx}(B,T)$, не совпадает с положением максимума $\sigma_{xy}(B,T)$, что является признаком участия в проводимости нескольких типов носителей). Как отмечено выше и показано на рис. 10–12, полная концентрация электронов в образцах до освещения не зависит от T , значит, зависимость $\rho_D(T)$ связана с $\mu(T)$. Для засвеченных образцов положение максимума $\sigma_{xy}(B,T)$, как и точки пересечения зависимостей $\sigma_{xy}(B,T)$ и $\sigma_{xx}(B,T)$, относительно магнитного поля остается постоянным с ростом температуры, а значение $\sigma_{xy}(B,T)$ в максимуме изменяется. Таким образом, после освещения образца эффективная подвижность носителей не зависит от температуры, и температурная зависимость максимума $\sigma_{xy}(B,T)$ в слабых полях может быть связана с зависимостью концентрации носителей заряда от температуры.

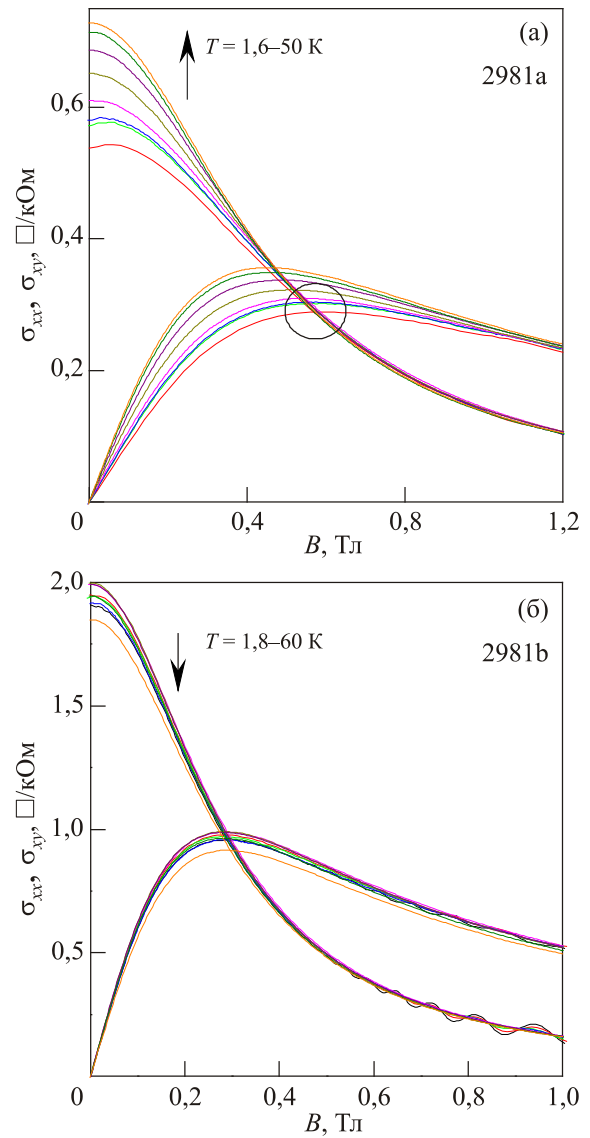


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Зависимости $\sigma_{xx}(B,T)$ и $\sigma_{xy}(B,T)$ для образцов 2981a (а) и 2981b (б). Выделено положение температурно-независимой точки.

На рис. 10–12 представлены температурные зависимости концентраций (а) и подвижностей (б) для образцов до и после ИК освещения. Для DQW 2981a и 2981b (рис. 11) показаны результаты для полной концентрации n_i и по отдельным подзонам (до освещения) и ямам (после освещения) n_1 и n_2 .

Для образцов 2982a и 2982b (рис. 10) видно, что до подсветки концентрация носителей заряда (заполнена одна подзона размерного квантования) практически не меняется, что подтверждается и данными, полученными из квантового эффекта Холла (см. положение плато $\nu = 2$ на рис. 4(a)). После подсветки концентрация уменьшается с ростом $T > T_c^{IR}$. Подвижность носителей заряда до подсветки имеет сильно нелинейный характер, после подсветки уменьшается при $T > T_c^{IR}$. Таким образом, до подсветки характер температурной

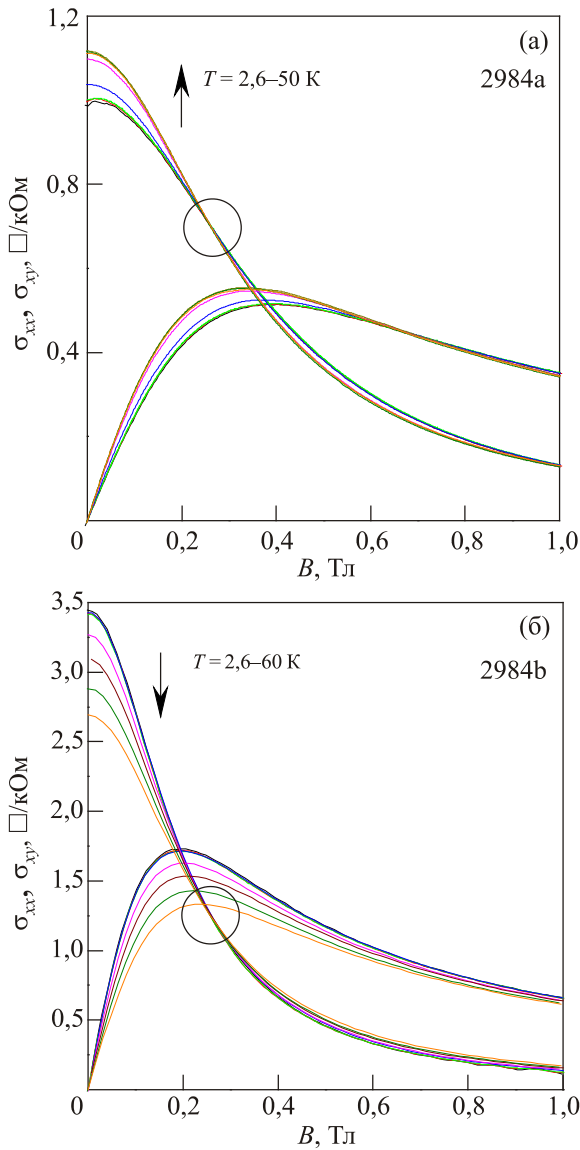


Рис. 9. (Онлайн в цвете) Зависимости $\sigma_{xx}(B,T)$ и $\sigma_{xy}(B,T)$ для образцов 2984a (а) и 2984b (б). Выделено положение температурно-независимой точки.

зависимости сопротивления $\rho(T)$ при $B = 0$ и $T > 18$ K определяется температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$, а после подсветки — температурной зависимостью как $\mu(T)$, так и $n(T)$.

Для образца 2981 (рис. 11) видно, что до подсветки как полная концентрация носителей заряда, так и концентрации по подзонам симметричных и антисимметричных состояний практически не зависят от температуры. Следует заметить, что при $0,5 \text{ K} \leq T \leq 4,2 \text{ K}$ по фурье-анализу осцилляций Шубникова–де Гааза нам не удалось разделить два типа носителей — получено одно значение концентрации несколько меньше полной (см. описание рис. 11). Подвижности при этом меняют ход температурной зависимости с «диэлектрического» в подзоне симметричных состояний на «металлический» для подзоны антисимметричных со-

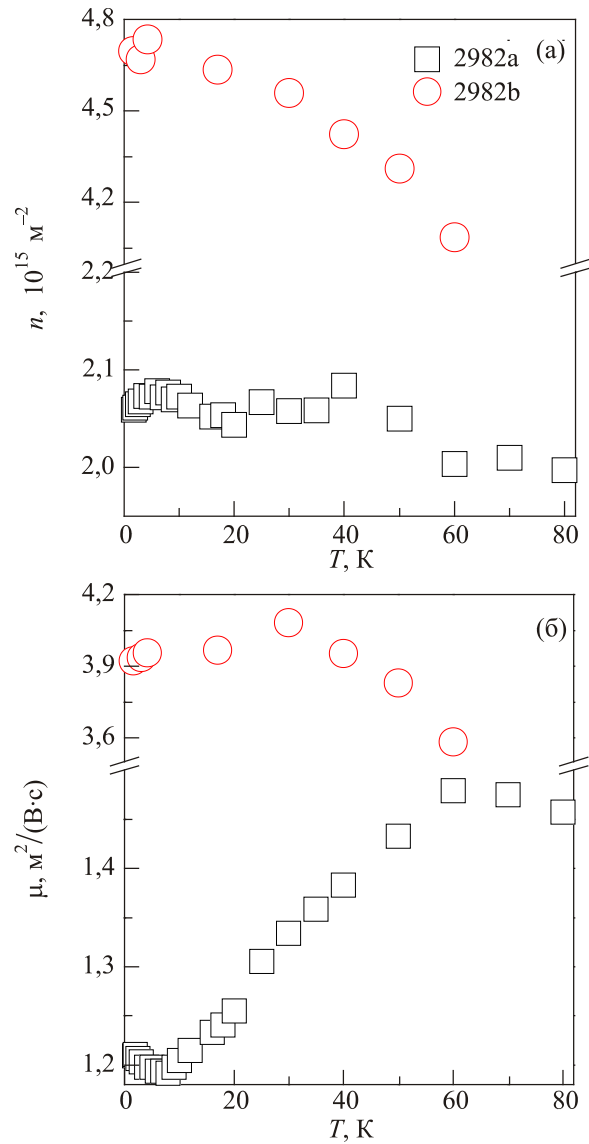


Рис. 10. (а) Температурные зависимости концентрации (а) и подвижности (б) электронов для образца 2982 в исходном состоянии (\square) и после максимальной засветки (\circ).

стояний. Такой же эффект ранее наблюдался для образца 3892a [14], что является уникальным результатом. После подсветки $n_1(T)$ монотонно уменьшается, $n_2(T)$ также уменьшается, а $n_3(T)$ растет. Подвижность носителей в яме с большей концентрацией, как и эффективная подвижность, не зависит от температуры, а подвижность носителей μ_2 в яме с меньшей концентрацией уменьшается, т.е. сохраняет «металлический» характер, как и до освещения. Видно, что значения эффективной подвижности μ_{eff} меньше μ_1 , больше μ_2 , но не являются средними значениями этих двух величин. Таким образом, до подсветки характер температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$ при $B = 0$ определяется температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$, после подсветки $\rho(T)$ определяется в основном $n(T)$.

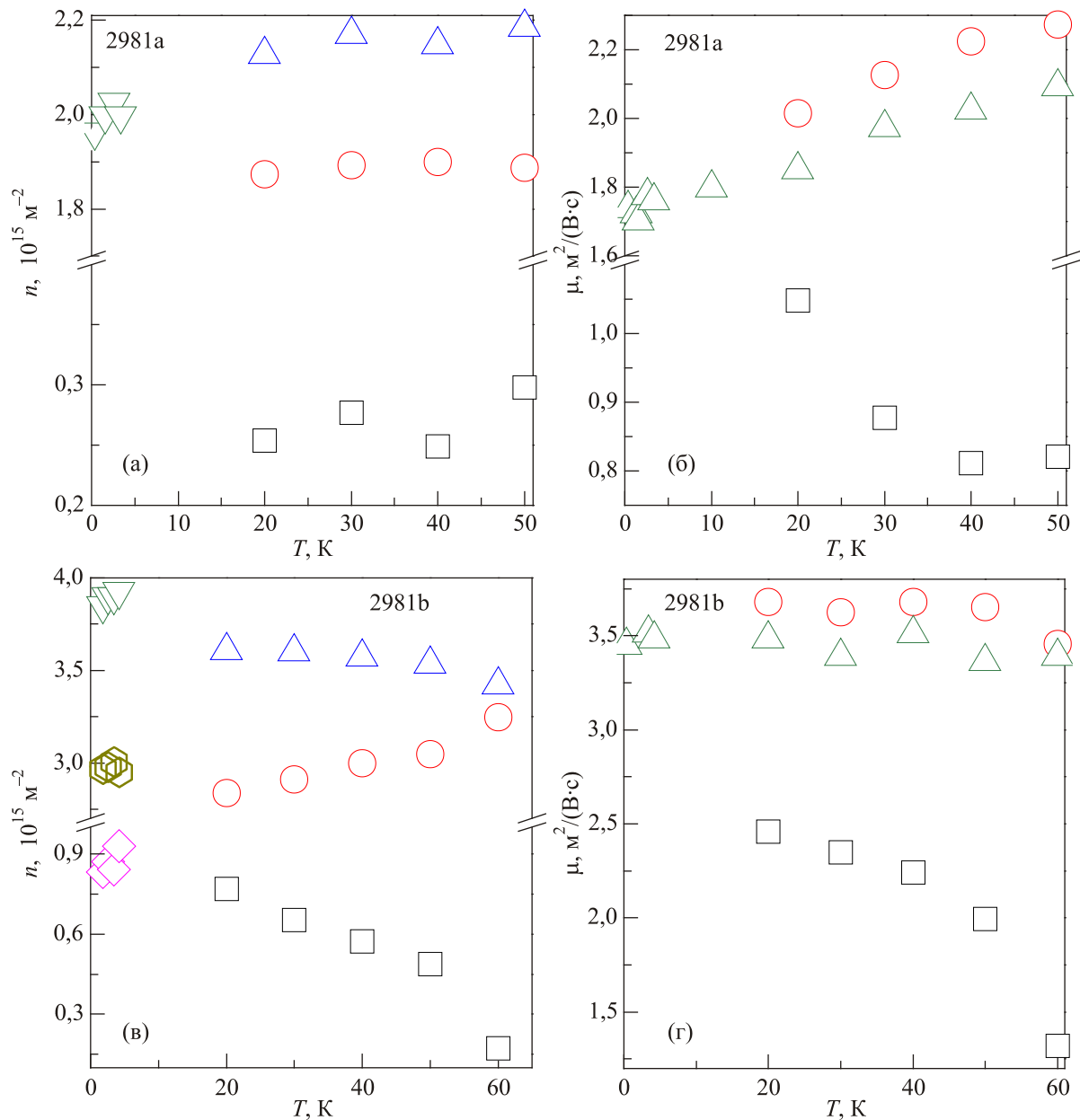


Рис. 11. (Онлайн в цвете) (а) Температурные зависимости концентрации электронов для образца 2981а: полная, определенная с помощью фурье-анализа осцилляций ШдГ (∇); полная (Δ), в подзонах симметричных (\circ) и антисимметричных (\square) состояний, определенные с помощью выражений (1). (б) Температурные зависимости подвижности электронов для образца 2981а: эффективная (Δ) (описание см. в тексте), в подзонах симметричных (\circ) и антисимметричных (\square) состояний, определенные с помощью выражений (1). (в) Зависимости $n(T)$ для образца 2981б: полная (Δ), в первой (\circ) и второй (\square) ямах, определенные с помощью выражений (1); полная (∇), в первой (\circ) и второй (\diamond) ямах, определенные с помощью фурье-анализа осцилляций ШдГ. (г) Зависимости $\mu(T)$ для образца 2981б: эффективная (Δ) (описание см. в тексте), в первой (\circ) и второй (\square) ямах, определенные с помощью выражений (1).

Для образца 2984 (рис. 12) видно, что до подсветки концентрация носителей заряда (заполнена только подзона симметричных состояний, см. рис. 1(в)) практически не меняется. После подсветки концентрация слабо уменьшается с ростом T . Подвижность носителей заряда до подсветки монотонно растет, после подсветки монотонно уменьшается. Таким образом, до подсветки характер температурной зависимости сопротивления

$\rho(T)$ при $B = 0$ определяется температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$, после подсветки $\rho(T)$ определяется как $\mu(T)$, так и $n(T)$.

После отогрева образцов до комнатной температуры значения их сопротивлений и n_i возвращаются к исходным. Уменьшение концентрации при температурах $T > T_c^{IR}$ связано с тем, что электроны, выбитые освещением с примесных уровней, происхождение ко-

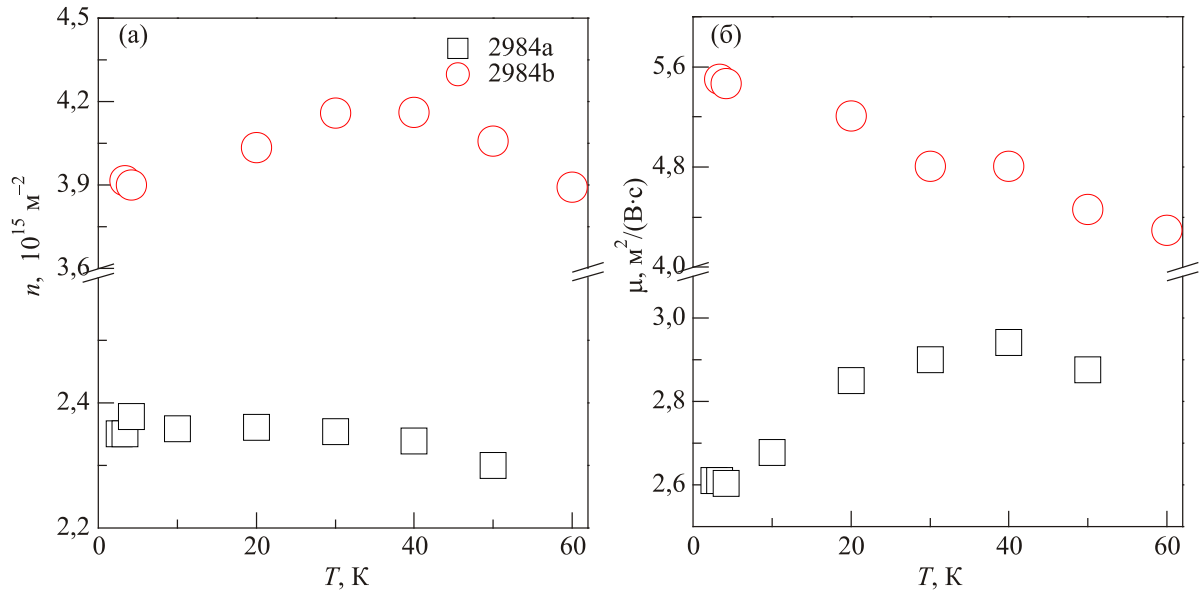


Рис. 12. (а) Температурные зависимости концентрации (а) и подвижности (б) электронов для образца 2984 в исходном состоянии (\square) и после максимальной засветки (\circ).

торых обсуждается в литературе [1–10], с ростом температуры возвращаются на свои места. Таким образом, переход к «металлической» проводимости в образцах после освещения связан с релаксацией остаточной фотопроводимости с ростом температуры, которая выражается в уменьшении концентрации и подвижности носителей заряда.

Температурная зависимость проводимости в нулевом поле определяется квантовыми поправками от слабой локализации (при самых низких температурах) и электрон-электронного взаимодействия [14,22]:

$$\rho(T) = \rho_D(T) + \delta\rho_{WL}(T) + \delta\rho_{eei}(T),$$

где $\delta\rho_{WL}(T)$ — вклад эффекта слабой локализации, $\delta\rho_{eei}(T)$ — вклад эффектов электрон-электронного взаимодействия. Вычитая из $\rho(T)$ найденную $\rho_D(T)$, определяем $\Delta\rho(T) = \delta\rho_{WL}(T) + \delta\rho_{eei}(T)$. Видно, что $\Delta\rho(T)$ до $T \approx 18$ К имеет логарифмический характер (см. вставку к рис. 13). Таким образом, «диэлектрический» ход $\rho(T)$ в $B = 0$, по крайней мере до ~ 18 К, частично связан с квантовыми поправками к проводимости.

При $T > 18$ К зависимости $\rho(T)$ и $\rho_D(T)$ хорошо совпадают, и только в области минимума при $T = T_c$ немного отличаются (рис. 13). На наш взгляд, «диэлектрический» ход только $\rho_D(T)$, возможно, связан с электрон-электронным взаимодействием в баллистическом режиме с малым значением константы ферми-жидкостного взаимодействия в триплетном канале [14]. Само появление $\sigma_{xy}(T)$ в магнитном поле после $T > 10$ К свидетельствует о переходе в баллистический режим, поскольку вклад электрон-электронного взаимодействия в σ_{xy} в диффузионном режиме отсутствует. Кроме того, «диэлектрический» ход $\rho(T)$ может давать уменьшение рассеяния на удаленных ионизованных приме-

сях при снятии вырождения электронного газа с ростом температуры. Эта задача не будет решена в рамках данной работы и станет предметом дальнейших исследований.

Обсудим происхождение точки T_c . Значение T_c в разных образцах коррелирует со значением подвижности носителей заряда в них, т.е. чем больше подвижность, тем меньше T_c . С ростом температуры приближаемся к области, где существенным становится электрон-фононное рассеяние, хотя мы не выходим за

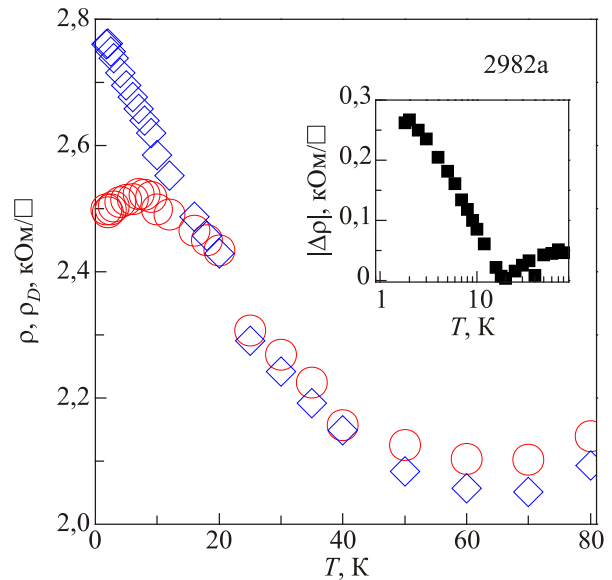


Рис. 13. Температурные зависимости сопротивления для образца 2982a в нулевом магнитном поле (\diamond), а также друдевского сопротивления $\rho_D(T)$, полученного из анализа зависимости $\sigma_{xy}(B, T)$ в области $\omega_c\tau \approx 1$ (\circ). На вставке показан модуль разности этих сопротивлений в логарифмическом масштабе.

предел $T > T_F$. Рассеяние электронов на поляризованных оптических фононах в двумерных гетероструктурах рассмотрено в [23]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{оп}}} = \frac{e^2 \varpi_0 N(\varpi_0) m^* d_w}{4\pi \epsilon_p \hbar^2}, \quad (2)$$

где $\epsilon_p^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_s^{-1}$, ϵ_∞ и ϵ_s — высокочастотная и статическая диэлектрические константы, $\hbar \varpi_0$ — энергия оптических фононов,

$$N(\varpi_0) = \left[\exp\left(\frac{\hbar \varpi_0}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

определяет плотность фононов. Рассеяние на акустических фононах зависит от деформационного потенциала фононов в решетке Ξ , плотности кристалла ρ_d , продольной скорости звука v_s [23]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{ас}}} = \frac{3m^* \Xi^2 k_B T}{2\hbar^3 \rho_d v_s d_w}. \quad (3)$$

Построим температурные зависимости вкладов в подвижность от рассеяния на оптических и акустических фононах по выражениям (2), (3) (рис. 14), $\mu_{\text{оп}} = e\tau_{\text{оп}}/m^*$, $\mu_{\text{ас}} = e\tau_{\text{ас}}/m^*$, при следующих значениях параметров, взятых для объемного GaAs [24]: $\rho_d = 5,32 \cdot 10^3$ кг/м³, $\epsilon_s = 12,9$, $\epsilon_\infty = 10,92$, $\hbar \varpi_0 = 36$ мэВ, $v_s = 5,24 \cdot 10^3$ м/с, $\Xi = 7$ эВ. Видно, что положение максимума на зависимости $\mu(T)$ определяется рассеянием на оптических фононах. Там же показана зависимость $\mu_{\text{calc}}(T)$, полученная путем сложения по правилу Матиссена вкладов рассеяния на ионизованных примесях, на акустических и оптических ветвях фононов

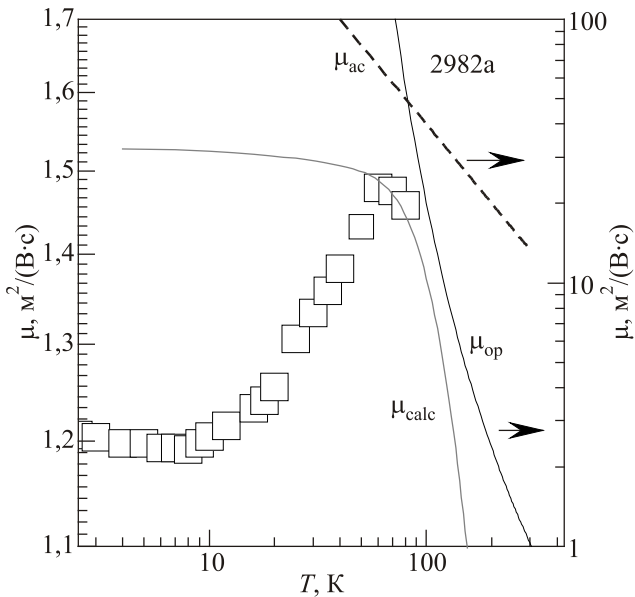


Рис. 14. Температурная зависимость подвижности $\mu(T)$ для образца 2982a: экспериментальные точки (\square).

$1/\mu_{\text{calc}} = 1/\mu_{\text{оп}} + 1/\mu_{\text{ас}} + 1/\mu_{ii}$. Видно, что температурно-независимое рассеяние на ионизованных примесях μ_{ii} определяет количественное согласие между расчетной и экспериментальной кривыми, а рассеяние на фононах хорошо описывает ход $\mu(T)$ при $T > T_c$. Таким образом, переход к «металлическому» типу зависимости $\rho(T)$ связан с преобладающим вкладом фононов в рассеяние носителей заряда.

3.2. Температурно-независимая точка на зависимостях $\rho_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xx}(B, T)$

В магнитных полях в области $\mu B = 1$ для неосвещенных образцов на зависимостях $\rho_{xx}(B, T)$ наблюдается сильно размытая, так называемая температурно-независимая точка (рис. 4(a), 5(a), 6(a)). Причина появления этой точки в области $\mu B = 1$ следующая. Предсказание теории квантовых поправок об отсутствии поправок в σ_{xy} от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме при инвертировании тензора проводимости в тензор сопротивления приводит к тому, что в компоненте $\rho_{xx}(B, T)$ появляется множитель $[1 - (\mu B)^2]$ — параболическое магнитосопротивление [25]. Как следствие, в магнитном поле, соответствующем $\mu B = 1$, сопротивление перестает зависеть от температуры (появляется температурно-независимая точка). Сопротивление ρ в этом поле равно друдевскому ρ_D . Мы связываем размытие этой точки с наличием $\sigma_{xy}(T)$ во всем диапазоне температур, т.е. и в диффузионном режиме, и в баллистическом. При $T > 10$ К электронный газ переходит в баллистический режим, где требование отсутствия вклада в σ_{xy} от электрон-электронного взаимодействия нарушается, т.е. σ_{xy} начинает зависеть от T . При инвертировании $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ в $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ в компоненте ρ_{xx} исчезнет множитель $[1 - (\mu B)^2]$ и, следовательно, исчезнет температурно-независимая точка. Аналогичное утверждение для 2D-структур GaAs/AlGaAs высказано в работе [26]. Убедиться в справедливости данного утверждения легко, если убрать температурную зависимость σ_{xy} , взяв $\sigma_{xy}(B)$ при одной температуре $T = 1,8$ К, после чего инвертировать тензор проводимости в тензор сопротивления $\rho_{xx}^*(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ (рис. 15). Видно, что в области $\mu B = 1$ появилась ярко выраженная температурно-независимая точка.

Необычная температурно-независимая точка для образцов с исходной концентрацией наблюдается и на зависимостях $\sigma_{xx}(B, T)$ (рис. 7(a), 8(a), 9(a)). Появление этой точки не предсказывает современная теория проводимости двумерных систем, что было проверено в работе [14], где показано, что учет вкладов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах в рамках теории [22], учет влияния спиновых эффектов на электрон-электронное взаимодействие и учет осцилляций

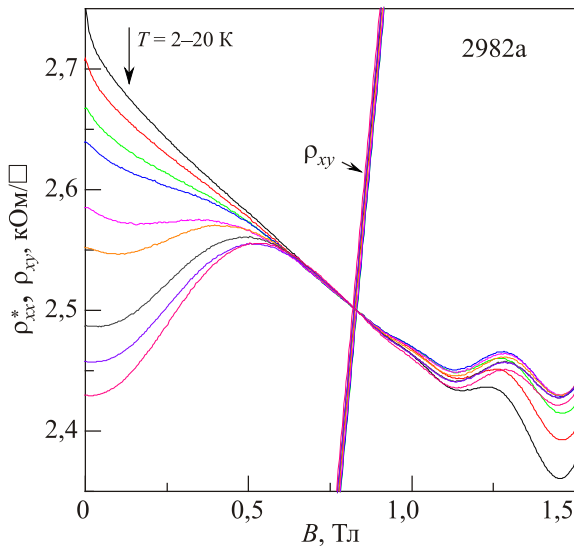


Рис. 15. (Онлайн в цвете) Зависимости $\rho_{xx}^*(B, T)$, $\rho_{xy}(B, T)$ при температурах $T = 2\text{--}20$ К для образца 2982а в интервале полей $B = 0\text{--}1,5$ Тл (см. текст).

Шубникова–де Гааза не приводит к появлению температурно-независимой точки на $\sigma_{xx}(B, T)$, но позволяет наблюдать ее на $\rho_{xx}(B, T)$. Все поправки учтены путем перенормировки транспортного времени релаксации импульса электрона $\tau = e\mu / m^*$, входящего в друдевскую проводимость. Для того, чтобы получить хорошее качественное совпадение расчетных зависимостей $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ с экспериментальными, полученными для образца 3892а, на которых наблюдается температурно-независимая точка, авторам [14] пришлось прибегнуть к введению дополнительных линейных по T вкладов, как в диффузионном, так и в баллистическом режиме, причем решающую роль в получении интересующей нас точки на $\sigma_{xx}(B, T)$ сыграл вклад в баллистическом режиме. В качестве механизмов проводимости, дающих появление такого линейного вклада, могут быть проводимость в параллельном канале (например, в барьерах) или проводимость, обусловленная температурно-зависимым экранированием [27], к которой обращались авторы работ [28–30] при объяснении полученных ими необычных зависимостей проводимости. Однако полученные при этом параметры были далеки от теоретически предсказанных.

В нашем случае наличие температурно-независимой точки на $\sigma_{xx}(B, T)$ можно связать с наблюдающейся в образцах до освещения сильной зависимостью $\mu(T)$. Подтверждением этому может служить тот факт, что после воздействия освещения в образцах, в которых подвижность перестает сильно зависеть от температуры (3892b [11], 2981b, 2982b), эта точка исчезает (рис. 7(б), 8(б)). Кривые $\sigma_{xx}(B, T)$ в области $\mu B = 1$ идут почти параллельно, с сильным нарушением этой

тенденции с ростом B , так что при $B \approx 0,8$ Тл практически сливаются. При этом же значении поля появляются осцилляции ШдГ. И наоборот, в образце 2984b, в котором зависимость $\mu(T)$ сохраняется и после освещения (рис. 12(б)), сохраняется и температурно-независимая точка (рис. 9(б)).

Таким образом, по нашему мнению, появление размытия температурно-независимой точки на $\rho_{xx}(B, T)$ и появление температурно-независимой точки на $\sigma_{xx}(B, T)$ связано с температурной зависимостью подвижности в диффузионном и баллистическом режимах.

Заключение

Проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ в магнитных полях $B = 0\text{--}12$ Тл и при температурах $T = 0,05\text{--}100$ К в наноструктурах *n*-InGaAs/GaAs с одиночными и двойными сильносвязанными квантовыми ямами в зависимости от ширины ямы до и после низкотемпературной подсветки инфракрасным излучением. Во всех образцах наблюдается положительная остаточная фотопроводимость, связанная с двукратным увеличением концентрации носителей заряда. С ростом температуры концентрация уменьшается и достигает исходных значений при комнатной температуре.

Обнаружено, что в нулевом магнитном поле, как в образцах с исходной концентрацией, так и после воздействия ИК излучения, $\rho(T)$ изменяет ход с «диэлектрического» ($d\rho/dT < 0$) на «металлический» ($d\rho/dT > 0$) с ростом температуры. Показано, что до подсветки это связано с приближением к области температур, где существенным становится электрон-фононное рассеяние. «Диэлектрический» характер зависимости $\rho(T)$ определяется взаимным действием вкладов квантовых поправок к проводимости от эффекта слабой локализации и вследствие модифицированного беспорядком электрон-электронного взаимодействия, как в диффузионном, так и в баллистическом режимах. «Металлический» характер зависимости $\rho(T)$ после подсветки обусловлен температурной зависимостью концентрации носителей заряда, появляющейся в процессе релаксации остаточной фотопроводимости с ростом T .

Необычные температурно-независимые точки, наблюдаемые на зависимостях $\rho_{xx}(B, T)$ (размытая точка) и $\sigma_{xx}(B, T)$ в образцах до подсветки, связаны с температурной зависимостью $\sigma_{xy}(B, T)$ в баллистическом режиме и температурной зависимостью подвижности носителей заряда.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 (проект № 12-П-2-1051) при поддержке РФФИ: проекты № 14-02-00151, № 14-02-31164.

1. M. Zervos, M. Elliott, and D.I. Westwood, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2026 (1999).
2. Ikai Lo, M.J. Kao, W.C. Hsu, K.K. Kuo, Y.C. Chang, H.M. Weng, J.C. Chiang, and S.F. Tsay, *Phys. Rev. B* **54**, 4774 (1996).
3. A. Babinski, G. Li, and C. Jagadish, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1664 (1997).
4. A. Babinski, J. Siwiec-Matuszyk, M. Baranowski, G. Li, and C. Jagadish, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 999 (2000).
5. Ikai Lo, D.P. Wang, K.Y. Hsien, T.F. Wang, W.C. Mitchel, M. Ahoujja, J.-P. Cheng, A. Fatimulla, and H. Hier, *Phys. Rev. B* **52**, 14671 (1995).
6. Ikai Lo, J.R. Lian, H.Y. Wang, M.H. Gau, J.K. Tsai, and Jin-Chen Chiang, *J. Appl. Phys.* **100**, 063712 (2006).
7. A. Cavaleiro, E.C.F. da Silva, E.K. Takahashi, A.A. Quivy, J.R. Leite, and E.A. Meneses, *Phys. Rev. B* **65**, 075320 (2002).
8. A. Cavaleiro, E.C.F. da Silva, A.A. Quivy, E.K. Takahashi, S. Martini, M.J. da Silva, E.A. Meneses, and J.R. Leite, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 121 (2003).
9. I.R. Pagnossin, E.C.F. da Silva, A.A. Quivy, S. Martini, and C.S. Sergio, *J. Appl. Phys.* **97**, 113709 (2005).
10. C.H. Chan, J.D. Wu, Y.S. Huang, Y.K. Su, and K.K. Tiong, *J. Appl. Phys.* **106**, 043523 (2009).
11. С.В. Гудина, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, М.В. Якунин, *ФНТ* **39**, 481 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 374 (2013)].
12. L.A. Ponomarenko, D.T.N. de Lang, A. de Visser, D. Maude, B.N. Zvonkov, R.A. Lunin, and A.M.M. Pruisken, *Physica E* **22**, 236 (2004).
13. Ю.Г. Арапов, М.В. Якунин, С.В. Гудина, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, С.М. Подгорных, *ФНТ* **33**, 217 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 156 (2007)].
14. Ю.Г. Арапов, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, М.В. Якунин, *ФНТ* **35**, 44 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 32 (2009)].
15. Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, S.A. Klepikova, V.N. Neverov, S.G. Novokshonov, G.I. Narus, N.G. Shelushina, M.V. Yakunin, *J. Exp. Theor. Phys.* **117**, 144 (2013).
16. Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, S.A. Klepikova, V.N. Neverov, S.M. Podgornyyh, and M.V. Yakunin, *Semiconductors* **47**, 1447 (2013).
17. Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, J.P. Bird, S.R. Johnson, and Y.-H. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 192109 (2005).
18. В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, А.А. Ластовкин, К.В. Маремьянин, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин, *Физика и техника полупроводников* **44**, 642 (2010).
19. R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith, P.T. Coleridge, Z.R. Wasilewski, and Y. Feng, *Phys. Rev. B* **71**, 155310 (2005).
20. S. Yamada, H. Asai, and Yu. Kawamura, *J. Appl. Phys.* **72**, 569 (1992).
21. И.М. Цидильковский, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, *Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках*, Свердловск, УНЦ АН СССР (1987).
22. G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 214204 (2001); *ibid.* **65**, R02201 (2001).
23. P.J. Price, *Ann. Phys. (N.Y.)* **133**, 217 (1981).
24. D.L. Rode, *Phys. Rev. B* **2**, 1012 (1970).
25. Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, *ФНТ* **33**, 222 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 160 (2007)].
26. V.T. Renard, I.V. Gornyi, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, A.I. Toropov, and J.C. Portal, *Phys. Rev. B* **72**, 075313 (2005).
27. A. Gold and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **33**, 1076 (1986); S. Das Sarma and H.W. Hwang, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 164 (1999); *Phys. Rev. B* **61**, R 7838 (2000).
28. C.F. Emeleus, T.E. Wall, D.W. Smith, N.L. Matthey, R.A. Kubik, E.H.C. Parker, and M.J. Kearney, *Phys. Rev. B* **47**, 10016 (1983).
29. P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, and P. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **65**, 125328 (2002).
30. A. Senz, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, G. Dehlinger, D. Grützmacher, and U. Gennser, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4357 (2000).

Quantum magnetotransport in *n*-InGaAs/GaAs structures under change of electron density by infrared illumination

Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornyyh, A.P. Saveliev, and M.V. Yakunin

Longitudinal $\rho_{xx}(B)$ and Hall $\rho_{xy}(B)$ magnetoresistances have been investigated experimentally as a function of transverse magnetic field in *n*-InGaAs/GaAs nanostructures with single and double strongly-coupled quantum wells in the temperature range $T = 0.05\text{--}100$ K and magnetic fields $B = 0\text{--}12$ T before and after low-temperature illumination by infrared irradiation. It is found that for nonilluminated samples the temperature dependence of resistance at $B = 0$ T $\rho(T)$ changes in type from insulator-like type ($d\rho/dT < 0$) to metal-like one ($d\rho/dT > 0$). It is shown that the temperature dependence of resistance is given by the temperature dependence of mobility $\mu(T)$: the insulator-like portion of $\mu(T)$ is related to the quantum corrections to conductivity in the diffusion and ballistic regimes, the metal-like one to the carrier scattering by acoustic and optical phonons. At magnetic field a heavily blurred temperature-independent point on the longitudinal magnetoresistance temperature dependence $\rho_{xx}(B, T)$ at $\mu B = 1$ is observed. Unusual $\sigma_{xx}(B, T)$ and $\sigma_{xy}(B, T)$ temperature dependences was found after inverting the resistivity tensor into the conductivity tensor at $\mu B = 1$. A temperature-independent point is observed for the $\sigma_{xx}(B, T)$, while $\sigma_{xy}(B, T)$ strongly depends on T at $\mu B = 1$. It is established that this is due to the pre-

sence of temperature dependence of charge carrier mobility $\mu(T)$ both in the diffusion and in the ballistic regimes. After the IR illumination all the samples display a positive persistent photoconductivity associated with a twofold increase in the charge carriers concentration. The resistance at zero magnetic fields $\rho(T)$ in these samples also undergoes transitions from the insulator-like to metal-like type of conductivity at temperatures lower than before illumination. It is shown that the peculiarities of transport after illumination are

associated with the appearance of a temperature dependence of charge carrier concentration.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;
73.40.-c Electronic transport in interface structures;
73.43.Qt Magnetoresistance.

Keywords: double quantum wells, quantum magnetotransport, infrared illumination.