Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 1, с. 62 – 67

AC и DC проводимость в структуре n-GaAs/AlAs с широкой квантовой ямой в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

А. А. Дмитриев[+*], *И. Л. Дричко*[+1)], *И. Ю. Смирнов*[+], *А. К. Бакаров*[×], *А. А. Быков*[×○]

[+] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

[*] *Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 С.-Петербург, Россия*

[×] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[○] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 21 мая 2019 г.
После переработки 21 мая 2019 г.
Принята к публикации 22 мая 2019 г.

Проведены измерения стационарной (DC – *direct current*) σ_{xx}^{dc} и высокочастотной (AC – *alternating current*) $\sigma_{xx}^{ac} = \sigma_1 - i\sigma_2$ проводимостей в широкой (46 нм) квантовой яме GaAs с двухслойным распределением плотности электронов в режиме квантового эффекта Холла. В зависимости проводимости σ_{xx} от магнитного поля обнаружены три серии осцилляций, связанных с переходами между уровнями Ландау симметричной (S) и антисимметричной (AS) подзон и переходами, связанные с их зеемановским расщеплением. Анализ частотной зависимости AC-проводимости и соотношения σ_1/σ_2 показал, что в минимумах осцилляций проводимость имеет прыжковый характер.

DOI: 10.1134/S0370274X19130101

Введение. Двумерные системы с широкими квантовыми ямами являются одной из разновидностей двухслойных электронных систем, наиболее известным представителем которых являются двойные квантовые ямы. Двухслойные системы состоят из двух параллельных квантовых ям, заполненных двумерным электронным газом и разделенных барьером. Туннельная связь между квантовыми ямами приводит к тому, что энергетический спектр электронов в двухслойной системе состоит из симметричной (S) и антисимметричной (AS) подзон, разделенных энергетической щелью $\Delta_{\mathrm{SAS}} = E_{\mathrm{AS}} - E_{\mathrm{S}}$, где E_{AS} – энергетическое положение дна AS-подзоны, а E_{S} – энергетическое положение дна S-подзоны.

В традиционной двухслойной системе свободные электроны располагаются в двух параллельных GaAs квантовых ямах, разделенных слоем AlGaAs [1]. В широкой GaAs квантовой яме формирование двухслойной системы происходит благодаря кулоновскому расталкиванию электронов к боковым гетерограницам [2]. В такой двухслойной системе достигается более высокая электронная подвижность по сравнению с системой на основе двойной квантовой ямы. Это связано с тем, что в широкой GaAs квантовой яме отсутствует разделительный слой AlGaAs. В этом случае подавляется сплавное рассеяние и уменьшается рассеяние на гетерограницах, так как их количество в широкой одиночной квантовой яме в два раза меньше, чем в двойной.

Одним из стимулов изготовления и исследования транспортных свойств двухслойных систем с высокой электронной подвижностью было экспериментальное изучение в них целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла [1–3]. В этих исследованиях была установлена роль одночастичных и коллективных эффектов в формировании квантовых состояний Холла. В частности, было установлено, что квантовые состояния для факторов заполнения $\nu = 1$ и 3 в двухслойных электронных системах могут разрушаться [1, 2]. Кроме того, было показано [4], что в двухслойных системах может наблюдаться дробный квантовый эффект Холла для чисел заполнения с четными знаменателями.

Двухподзонный спектр электронов проявляется не только в режиме квантового эффекта Холла, но и в условиях перекрывающихся уровней Ландау. В этом случае упругое рассеяние электронов меж-

[1)] e-mail: irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

ду подзонами приводит к тому, что в двухподзонной системе наряду с осцилляциями Шубникова–де Гааза (ШдГ) появляются еще и так называемые магнето-межподзонные (ММП) осцилляции сопротивления [5–7]. Период ММП осцилляций определяется условием: $\Delta_{\text{SAS}} = k\hbar\omega_c$, где $k = 1, 2, 3, \ldots$, $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, B – магнитное поле, а m^* – эффективная масса. ММП осцилляции, в отличие от осцилляций ШдГ, не подавляются температурным уширением функции распределения Ферми. Поэтому они широко используются для изучения квантового транспорта в условиях, когда осцилляции ШдГ подавлены [8, 9].

Для исследования транспортных явлений широко используются методы измерения DC и AC проводимостей. Эти методы не исключают, а дополняют друг друга, что позволяет при их одновременном использовании получать более полную информацию о транспортных свойствах изучаемой системы. Недавно в двухслойной электронной системе были обнаружены ММП осцилляции AC проводимости [10].

И если исследованию ММП осцилляций в двухподзонных системах посвящено много работ, то изучение особенностей осцилляций ШдГ и целочисленного квантового эффекта Холла в этих системах практически не проводилось. Нам известна лишь одна работа [11], в которой эти особенности наблюдались, но не анализировались.

Данное исследование направлено на установление роли двухподзонного спектра в DC и AC проводимостях в высокоподвижной двухслойной электронной системе в квантующих магнитных полях.

Образцы и методы. Исследуемый образец представляет собой симметричную n-легированную широкую (46 нм) квантовую яму GaAs. В качестве барьеров использовались сверхрешетки AlAs/GaAs. Образец схематично представлен на рис. 1. Образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке (100) GaAs.

Для исследования зависимости проводимости от магнитного поля в интервале температур (1.7–4.2) K использовались 3 метода: на постоянном токе и бесконтактные методы акустической и микроволновой спектроскопии.

Компоненты DC-сопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} измерялись на холловских мостиках, длиной 450 мкм и шириной 50 мкм. Плотность тока не превышала 200 мкА/см. Измерения проводились при температурах от 2.2 до 4.2 K в магнитных полях до 14 Тл. Исследование сопротивления на постоянном токе (DC) позволяет определять факторы заполнения уровней Ландау по значению плато

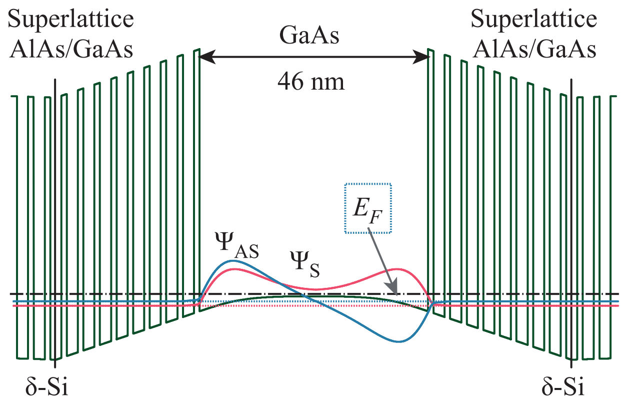

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема образца

квантового эффекта Холла в сильных магнитных полях.

Изучение высокочастотной AC-проводимости в зависимости от частоты и температуры дает возможность определять низкотемпературные механизмы проводимости. Для этого в работе применяются две бесконтактные методики. Одной из них является акустическая методика, основанная на использовании поверхностной акустической волны (ПАВ) рэлеевского типа, распространяющейся по поверхности пьезоэлектрической подложки $LiNbO_3$, к которой прижат исследуемый образец с помощью пружины. При этом деформация в образец не передается. Вследствие пьезо-электрического эффекта данная волна сопровождается волной электрического поля той же частоты. Это поле проникает в образец и взаимодействует с носителями заряда в проводящем канале, что приводит к поглощению ПАВ и изменению ее скорости. Следует заметить, что вектор поляризации электрического поля параллелен волновому вектору ПАВ. Величины коэффициента поглощения Γ и изменения скорости ПАВ – $\Delta V/V_0$ в зависимости от компонент высокочастотной проводимости $\sigma_{xx}^{ac} = \sigma_1 - i\sigma_2$ определяются формулами, полученными в работах [12, 13]:

$$\Gamma = 8.68\frac{K^2}{2}qA\frac{\Sigma_1}{[1+\Sigma_2]^2+[\Sigma_1]^2}, \frac{\text{dB}}{\text{см}},$$
$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{K^2}{2}A\frac{1+\Sigma_2}{[1+\Sigma_2]^2+[\Sigma_1]^2}, \quad (1)$$
$$\Sigma_i = 4\pi\sigma_i t(q)/\varepsilon_s V_0,$$
$$A = 8b(q)(\varepsilon_1+\varepsilon_0)\varepsilon_0^2\varepsilon_s \exp[-2q(a+d)],$$

где K^2 – коэффициент электромеханической связи ниобата лития, q и V_0 – соответственно волновой вектор и скорость ПАВ в $LiNbO_3$, a – зазор между пьезоэлектрической подложкой ниобата лития и образцом, d – глубина залегания проводящего канала (определяется технологами), ε_1, ε_0 и ε_s – диэлектрические постоянные соответственно ниобата лития, вакуума и образца, b и t – сложные функции, зависящие от a, d, ε_1, ε_0 и ε_s. Решая данную систему, можно определить σ_1 и σ_2.

Преимущество данной методики заключается в возможности одновременно определять действительную σ_1 и мнимую σ_2 компоненты AC-проводимости. Однако она позволяет проводить измерения только на определенных частотах, являющихся нечетными гармониками встречно-штыревых преобразователей, используемых для генерации и приема ПАВ. В нашем случае доступными частотами были 30, 90, 150 и 196 МГц.

При исследовании зависимости проводимости от частоты ПАВ очень важно иметь возможность проводить измерения в широком диапазоне частот. Такую возможность дает микроволновая методика. В ней высокочастотное электрическое поле вводится в двумерную электронную систему через копланарный волновод, на который помещен образец. Волновод изготовлен на подложке изолирующего i-GaAs и, для того чтобы увеличить длину взаимодействия с двумерной электронной системой, выполнен в форме меандра. Так же, как и в акустической методике, взаимодействие электрического поля распространяющейся по волноводу квази-TEM-волны с носителями заряда в проводящем канале образца приводит к уменьшению ее интенсивности и изменению фазы. При этом диапазон рабочих частот в микроволновой методике шире и, по сути, определяется возможностями используемого измерительного оборудования (в нашем случае от 150 до 1200 МГц), а не конфигурацией самого копланарного волновода. Проводимость в этом случае определяется формулой [14]:

$$\sigma_1 = -\frac{w}{Z_0 l} \ln\left[\frac{U_{\rm out}}{U_{\rm in}}\right] \sqrt{1 + \left[\frac{v_{\rm ph}}{l\omega} \ln\left(\frac{U_{\rm out}}{U_{\rm in}}\right)\right]^2}, \quad (2)$$

где $U_{\rm in}$, $U_{\rm out}$ – амплитуды входного и выходного сигналов, $Z_0 = 50$ Ом – характеристический импеданс копланарного волновода без образца, $l = 5.3$ см – длина сигнального провода копланарного волновода, $w = 26$ мкм – ширина щели между сигнальным проводом и земляными проводами, $v_{\rm ph} = c\sqrt{2/(1+\varepsilon_{\rm GaAs})} = 1.14 \times 10^{10}$ см/с – фазовая скорость волны, проходящей по волноводу, $\varepsilon_{\rm GaAs} = 12.9$ – диэлектрическая постоянная подложки i-GaAs, на которой сформирован копланарный волновод.

Как видно из формулы (2), для вычисления σ_1 требуется знать амплитуду входного сигнала, которую точно измерить затруднительно. Кроме того, для точного определения σ_1 требуется полное согласование системы, т.е. отсутствия отражений на концах копланарного волновода.

Чтобы получить абсолютные значения σ_1, измеренные этой методикой, мы применяем процедуру калибровки, подробно описанную в работе [15]. При этом используется предположение о том, что в максимумах осцилляций ШдГ и целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) проводимость осуществляется по делокализованным состояниям и в исследуемом нами диапазоне не зависит от частоты.

Измерения AC-проводимости при помощи обеих методик проводились при температурах от 1.7 до 4.2 К в магнитных полях до 8 Тл.

Эксперимент. *Результаты, полученные DC-методикой (на постоянном токе).* На рисунке 2 представлены зависимости диагональной σ_{xx} и холловской σ_{xy} проводимости от магнитного поля при температуре $T = 2.2$ К. Эти компоненты были пересчитаны из измеряемых в эксперименте ρ_{xx} и ρ_{xy} по стандартным формулам.

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \ \sigma_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}. \quad (3)$$

Холловская проводимость демонстрирует плато целочисленного квантового эффекта Холла, а диагональная – богатую осцилляционную картину. В магнитных полях до 3.5 Тл наблюдаются осцилляции ШдГ, которые выше 3.5 Тл соответствуют режиму квантового эффекта Холла.

Значение холловской проводимости на плато квантового эффекта Холла определяется фактором заполнения ν:

$$\sigma_{xy} = \nu\frac{e^2}{h}.$$

Из наблюдаемых при $T = 2.2$ К плато мы определяем факторы заполнения $\nu = 3$, 4, 5, 6, 8. Из наклона линейной зависимости $\nu(1/B)$ была определена величина полной концентрации электронов $n_t = 8.27 \times 10^{11}$ см$^{-2}$.

Сопоставленные осцилляциям факторы заполнения отмечены на рис. 2. При этом обнаруживается необычная картина: выделяются три, а не две, как обычно, серии осцилляций, различающихся амплитудой: (i) глубокие осцилляции с $\nu = 4N$, где N – целое число; (ii) менее глубокие осцилляции $\nu = 4N+2$; (iii) очень слабые осцилляции с нечетными ν. Природа этого явления будет обсуждаться в разделе “Обсуждение результатов”.

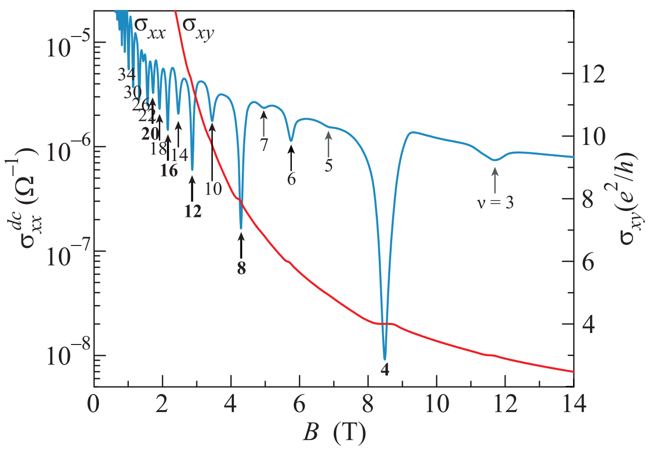

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости σ_{xx} и σ_{xy} от магнитного поля при температуре $T = 2.2$ K. Стрелками отмечены факторы заполнения

Результаты, полученные методами акустической и микроволновой спектроскопии. На рисунке 3 представлены зависимости коэффициента поглощения Γ и изменения скорости ПАВ $\Delta V/V_0$, из-

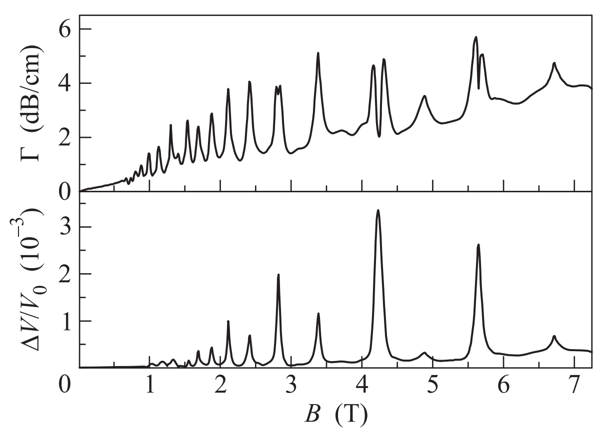

Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения Γ и относительного изменения скорости $\Delta V/V_0$, $T = 1.7$ K, $f = 30$ МГц

меренные в зависимости от магнитного поля посредством акустической методики при температуре 1.7 K. На рисунке 4a приведены зависимости вещественной и мнимой компонент высокочастотной проводимости от магнитного поля, вычисленных по формулам (1). Видно, что в магнитных полях $B = 2.8$, 4.2 и 5.7 Тл, в которых наблюдаются минимумы проводимости, $\sigma_2 > \sigma_1$, тогда как в области магнитных полей между минимумами и при осцилляциях малой амплитуды $\sigma_2 < \sigma_1$. Зависимость величины σ_2/σ_1 от магнитного поля построена на рис. 4b.

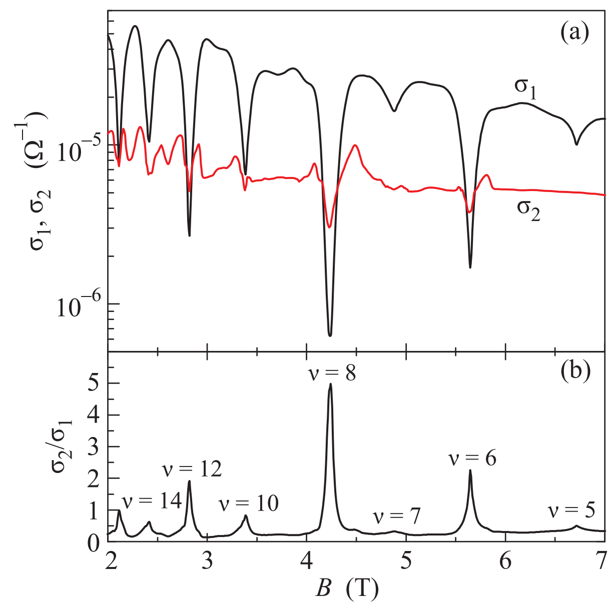

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости вещественной (σ_1) и мнимой (σ_2) частей AC проводимости от магнитного поля, $T = 1.7$ K. (b) – Зависимость σ_2/σ_1 от магнитного поля

На рисунке 5 приведены частотные зависимости проводимости в минимумах осцилляций, соответ-

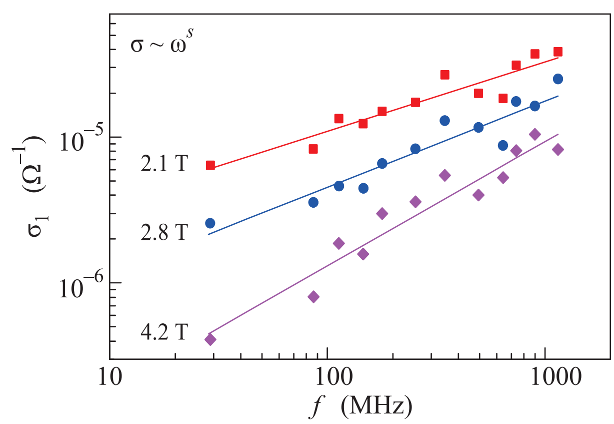

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость σ_1 от частоты в магнитных полях: 2.1, 2.8 и 4.2 Тл, $T = 1.7$ K

ствующих различным факторам заполнения. Из рисунка 5 видно, что в исследуемом диапазоне частот частотная зависимость проводимости может быть аппроксимирована степенной функцией $\sigma_1 \propto \omega^s$.

Обсуждение результатов. Для того чтобы объяснить появление трех серий осцилляций ШдГ и целочисленного квантового эффекта Холла, была построена энергетическая диаграмма исследуемой квази-двумерной электронной системы в магнитном поле. В исследуемой системе с широкой кван-

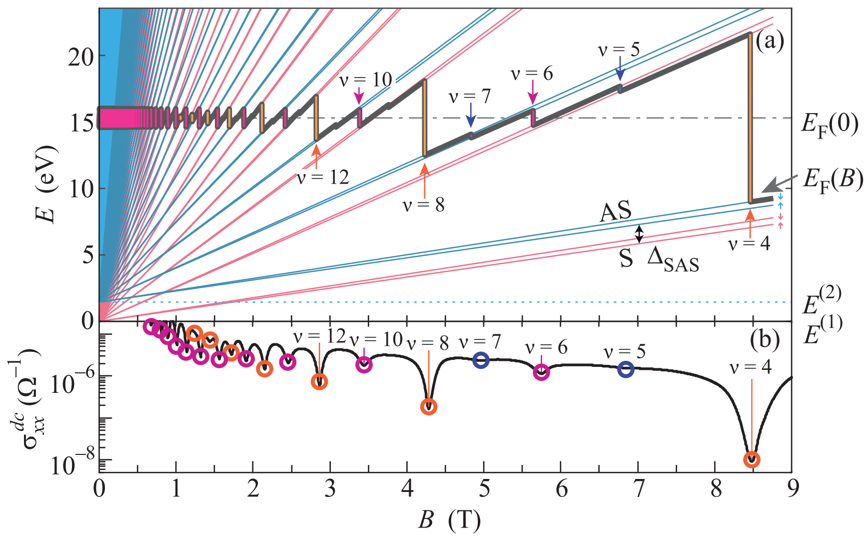

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Энергетическая диаграмма (веер уровней Ландау) квазидвумерной электронной структуры в магнитном поле. Тонкими сплошными линиями обозначены энергии уровней Ландау. Штрихпунктирной линией – энергия Ферми в отсутствие магнитного поля, жирной линией – зависимость энергии Ферми от магнитного поля. (b) – Зависимость проводимости σ_{xx}^{dc} от магнитного поля

товой ямой в результате кулоновского расталкивания электронов формируются S и AS подзоны, разделенные энергией Δ_{SAS}. В магнитном поле каждая из этих подзон порождает "лестницу" уровней Ландау. Для построения энергетической диаграммы требуется определить энергию Δ_{SAS}. Эта энергия была определена из фурье-анализа магнитосопротивления в магнитных полях $B < 1$ Тл, и оказалась равной 1.5 мэВ. Суммарная концентрация n_t была определена из измерений на постоянном токе. Зная суммарную концентрацию и Δ_{SAS}, мы можем определить концентрацию электронов в симметричной подзоне $n^{(1)} = 4.27 \times 10^{11}$ см$^{-2}$, и в антисимметричной $n^{(2)} = 3.93 \times 10^{11}$ см$^{-2}$.

Энергетическая диаграмма приведена на рис. 6. Энергия отсчитывается от дна S подзоны. Таким образом, в нулевом магнитном поле положение уровня Ферми показано на рис. 6 штрихпунктирной линией на уровне 15.2 мэВ. Для того, чтобы объяснить положение осцилляций проводимости в магнитном поле и их амплитуду, мы вычислили и построили зависимость энергии Ферми от магнитного поля (жирная линия на рис. 6a). На рисунке 6b приведена для сравнения зависимость проводимости от магнитного поля. Видно, что положение скачков уровня Ферми (переходов) между уровнями Ландау в магнитном поле на рис. 6a действительно соответствует положению минимумов в магнитном поле осцилляций проводимости. Эти переходы можно условно разделить на четыре типа: (i) переходы между расщепленными по спину энергиями S-подзоны; (ii) переходы с уровня Ландау N S-подзоны на уровень N AS-подзоны; (iii) переходы между расщепленными по спину энергиями AS-подзоны; (iv) переходы с уровня Ландау $(N-1)$ AS-подзоны на уровень Ландау N S-подзоны. В области активационной проводимости глубокие осцилляции с $\nu = 4N$ соответствуют переходам (iv) типа; менее глубокие осцилляции с $\nu = 4N + 2$ соответствуют переходам (ii) типа; очень мелким осцилляциям с нечетными ν соответствуют осцилляции (i) и (iii) типов.

Переходы (i) и (iii) типов, соответствующие осцилляциям с $\nu = 4N + 1$ и $\nu = 4N + 3$, связаны со спиновым расщеплением уровней Ландау, энергия активации которых определяется энергией Зеемана. Эта энергия мала, поэтому и глубина осцилляций тоже мала.

Для переходов (ii) типа, соответствующие осцилляциям с $\nu = 4N + 2$, без учета столкновительного уширения соответствующая энергия активации равна $\Delta_{\mathrm{SAS}} - \Delta_{\mathrm{Z}}$. При выполнении условия $\Delta_{\mathrm{SAS}} \gg \Delta_{\mathrm{Z}}$ энергия активации практически не зависит от магнитного поля, что объясняет отсутствие зависимости от магнитного поля амплитуды осцилляций, связанных с этими переходами, начиная со слабых магнитных полей (от 0.5 Тл).

Для переходов типа (iv) ($\nu = 4N$) соответствующая энергия активации, без учета уширения уровней Ландау, равна $\hbar\omega_c - \Delta_{\mathrm{SAS}} - \Delta_Z$. Как уже было показано выше, расщепление Зеемана Δ_{Z} оказывается пренебрежимо мало по сравнению с $\hbar\omega_c$. В магнитном поле $B \approx 1$ Тл $\hbar\omega_c = \Delta_{\rm SAS}$, и энергия активации становится равной нулю, т.е. осцилляции с $\nu = 4N$ должны исчезать. Это действительно наблюдается в эксперименте: в полях, меньших 1 Тл, когда присутствуют только осцилляции с $\nu = 4N+2$, что видно на рис. 2. В полях $B < 2$ Тл $\hbar\omega_c - \Delta_{\rm SAS} < \Delta_{\rm SAS}$, и осцилляции с $\nu = 4N$ должны быть менее глубокими, чем с $\nu = 4N + 2$. Это также наблюдается в эксперименте (см. рис. 2). В магнитных полях $B > 2$ Тл энергия активации проводимости в минимумах осцилляций с $\nu = 4N$ оказывается наибольшей, и они становятся самыми глубокими.

Перейдем к обсуждению механизмов проводимости. В максимумах осцилляций AC-проводимость не зависит от частоты, что характерно для проводимости по делокализованным состояниям [13]. В минимумах осцилляций носители заряда локализованы и AC-проводимость становится прыжковой. Эту проводимость удобно описать с помощью 2-х узельной модели. Если выполняется условие $\omega\tau \ll 1$ (где ω – частота ПАВ, τ – время перезаселения уровней в 2-х уровневой системе в электрическом поле ПАВ, то $\sigma_1 \propto \omega^s$, где $s \approx 1$, а $\sigma_2 > \sigma_1$ [16, 17].

Действительно, на рис. 5 представлена зависимость AC-проводимости в минимумах осцилляций от частоты ПАВ при разных магнитных полях. Из рисунка 5 видно, что ее можно представить степенной зависимостью $\sigma_1 \propto \omega^s$ со степенью s от 0 до 1 в зависимости от глубины осцилляции. При этом степень s оказывается тем больше, чем меньше проводимость в минимуме.

Зависимость σ_2/σ_1 представлена на рис. 4b. Из рисунка 4b видно, что чем больше амплитуда осцилляции, тем больше величина σ_2/σ_1. Действительно, чем глубже оцилляция, тем меньше величина проводимости в минимуме, тем большее число носителей заряда находится в локализованном состоянии. При этом частотная зависимость AC-проводимости стремится к $\sigma_1 \propto \omega^1$, а величина σ_2/σ_1 растет и становится много больше 1.

Заключение. Исследовано влияние двухподзонного спектра на проводимость электронов в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в структуре с широкой (46 нм) квантовой ямой n-GaAs. Построена энергетическая диаграмма двухподзонной системы, которая позволила объяснить наблюдаемые в эксперименте три серии осцилляций. В максимумах осцилляций AC проводимость не зависит от частоты, что характерно для проводимости по делокализованным состояниям. В минимумах носители заряда локализованы, проводимость носит прыжковый характер. Об этом свидетельствует наблюдаемая частотная зависимость проводимости, которую можно аппроксимировать степенным законом, причем степень оказывается тем больше, чем сильнее локализация, характеризуемая соотношением мнимой и вещественной частей AC-проводимости $\sigma_1 < \sigma_2$.

Работа частично поддержана грантами Президиума РАН и Российского фонда фундаментальных исследований # 19-02-00124.

1. G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).
2. Y. W. Suen, J. Jo, M. B. Santos, L. W. Engel, S. W. Hwang, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **44**, 5947(R) (1991).
3. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
4. J. Shabani, Y. Liu, M. Shayegan, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and K. W. Baldwin, Phys. Rev. B **88**, 245413 (2013).
5. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
6. P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).
7. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
8. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
9. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, I. V. Marchishin, D. V. Nomokonov, A. K. Bakarov, S. Abedi, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **109**, 400 (2019).
10. I. L. Drichko, I. Yu. Smirnov, M. O. Nestoklon, A. V. Suslov, D. Kamburov, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and L. E. Golub, Phys. Rev. B **97**, 075427 (2018).
11. G. S. Boebinger, Phys. Scr. T **39**, 230 (1991).
12. В. Д. Каган, ФТП **31**, 470 (1997).
13. I. L. Drichko, A. M. Diakonov, I. Yu. Smirnov, Y. M. Galperin, and A. I. Toropov, Phys. Rev. B **62**, 7470 (2000).
14. L. W. Engel, D. Shahar, Ç. Kurdak, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **71**, 2638 (1993).
15. I. L. Drichko, A. V. Diakonov, V. A. Malysh, I. Yu. Smirnov, Y. M. Galperin, N. D. Ilyinskaya, A. A. Usikova, M. Kummer, and H. von Känel, J. Appl. Phys. **116**, 154309 (2014).
16. А. Л. Эфрос, ЖЭТФ **62**, 1057 (1985).
17. Y. M. Galperin, V. L. Gurevich, and D. A. Parshin, in: *Hopping Transport in Solids*, ed. by B. Shklovskii and M. Pollak, Elsevier, N.Y. (1991), p. 81.