

Нелинейные АС и ДС проводимости в двухподзонной структуре n -GaAs/AlAs

И. Л. Дричко⁺¹⁾, И. Ю. Смирнов⁺, А. К. Бакаров^{*}, А. А. Быков^{*}, А. А. Дмитриев[×], Ю. М. Гальперин^{+°}

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

^{*} Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

[°] Department of Physics, University of Oslo, P. O. Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway

Поступила в редакцию 30 апреля 2020 г.

После переработки 19 мая 2020 г.

Принята к публикации 19 мая 2020 г.

Изучены ДС и АС проводимости структуры n -GaAs/AlAs с двумя заполненными уровнями пространственного квантования в широком интервале магнитных полей. Электронный спектр такой структуры характеризуется двумя подзонами (симметричной S и антисимметричной AS), разделенными энергетической щелью $\Delta_{12} = 15.5$ мэВ. Показано, что в линейном режиме в магнитных полях $B > 3$ Тл наблюдаются осцилляции, соответствующие режиму целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ), сложная картина которых хорошо объясняется переходами между уровнями Ландау различных подзон. В магнитных полях $B < 1$ Тл наблюдаются межподзонные осцилляции (MISO). Рост проводимости при увеличении тока через образец или интенсивности поверхностной акустической волны (ПАВ) в режиме ЦКЭХ определяется ростом температуры электронного газа. При межподзонных переходах установлено, что механизм нелинейности не сводится к разогреву, причем уменьшение АС проводимости при росте напряженности электрического поля ПАВ не зависит от частоты, но и не совпадает с характером зависимости ДС проводимости от холловского напряжения E_y .

DOI: 10.31857/S123456782013008X

1. Введение. Электронный спектр полупроводниковых структур с двумя квантовыми ямами, с широкими квантовыми ямами, а также с двумя зонами пространственного квантования, минимумы которых находятся ниже уровня Ферми, характеризуется двухзонным спектром – двумя подзонами, разделенными энергетической щелью, Δ_{12} . Взаимодействие между ними оказывает существенное влияние на базовые свойства двухподзонных систем, что приводит к появлению ряда новых магнетотранспортных явлений [1, 2], которые отсутствуют в одноподзонных системах. Например, в двухподзонной системе зависимость проводимости от $1/B$ содержит не только периодические осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ), частоты которых (f_1 и f_2) определяются концентрациями электронов в подзонах (n_1 и n_2), но еще и осцилляции с разностной частотой ($f_1 - f_2$). Эти осцилляции (английская аббревиатура MISO – *magneto-inter-subband oscillations*) обусловлены изоэнергетическими переходами, возникающими при пересечении уровней Ландау различных подзон. Резо-

нансный характер таких межподзонных переходов не зависит от положения уровня Ферми и поэтому MISO проявляются при более высоких температурах по сравнению с осцилляциями ШдГ [1]. MISO широко исследовались как теоретически [1, 3, 4, 5], так и экспериментально в одиночных и двойных GaAs квантовых ямах [6, 7]. Недавно они были обнаружены в HgTe квантовой яме с двумя заполненными спиновыми подзонами [8]. В квантующих магнитных полях в двухподзонных системах возникают не только целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла [2, 9], но еще и коллективные электронные состояния, обусловленные антипересечениями уровней Ландау различных подзон [10, 11].

Необычно выглядят в таких структурах и неомические эффекты, проявляющиеся при увеличении тока через исследуемый образец в области малых магнитных полей, где наблюдаются межподзонные переходы [12–15]. Несмотря на многолетнюю историю исследования двухподзонных электронных систем, многие аспекты магнетотранспорта в них остаются до сих пор дискуссионными [16–18]. При наличии двух частично заполненных подзон картина осцил-

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

ляций Шубникова–де Гааза (так же, как и картина целочисленного эффекта Холла) – очень сложная, и тоже требует специального исследования.

В настоящей работе исследовалась структура n -GaAs/AlAs с шириной ямы 26 нм и AlAs/GaAs барьерами из сверхрешеток. Транспортные свойства этой структуры на постоянном токе, как в линейном, так и в нелинейном режимах, были подробно исследованы в работах [15, 19, 20, 21, 22] в магнитных полях до 2 Тл. В этих работах было показано, что полная концентрация, n_{tot} , носителей заряда (электронов) равна $8.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, так что верхний (второй) уровень пространственного квантования находится ниже уровня Ферми. Поэтому электронный спектр характеризуется двухподзонной системой (симметричной и антисимметричной подзонами) с энергетической щелью $\Delta_{12} = 15.5 \text{ мэВ}$. Концентрации носителей в подзонах различались в 3 раза: в симметричной подзоне $n_1 = 6.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а в антисимметричной – $n_2 = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что было определено посредством Фурье-анализа осцилляций статической проводимости.

Цель настоящей работы – исследование влияния двухподзонного энергетического спектра на формирование картины осцилляций магнетотранспорта в магнитных полях до 14 Тл в линейном и нелинейном режимах. Измерения проводились с использованием двух методик: на постоянном токе (в полях до 14 Тл) и бесконтактного метода акустической спектроскопии (в полях до 8 Тл). Насколько нам известно, подобные измерения в двухподзонных структурах ранее не проводились. В частности, предполагалось изучить частотные зависимости АС проводимости в нелинейном режиме.

2. Экспериментальные методы и результаты. Используемые экспериментальные методы и актуальные диапазоны измеряемых величин проиллюстрированы на рис. 1. Более детальное описание можно найти, например, в работе [18].

Измерения на постоянном токе проводились на холловском мостике с размерами $50 \times 450 \text{ мкм}^2$; причем компоненты магнетосопротивления $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ исследовались в полях до 14 Тл и температурах от 2.2 до 20 К в линейном и нелинейном режимах.

Поглощение и изменение скорости поверхностной акустической волны (ПАВ) измерялись в магнитных полях до 8 Тл, при $T = 1.7\text{--}15 \text{ К}$ в линейном и нелинейном режимах; частоты ПАВ, f , были 30, 86, 140, 198 и 253 МГц. При этом поверхностная акустическая волна (ПАВ) возбуждалась и принималась встречно-штыревыми преобразователями IDT1 (interdigital transducer 1) и IDT2

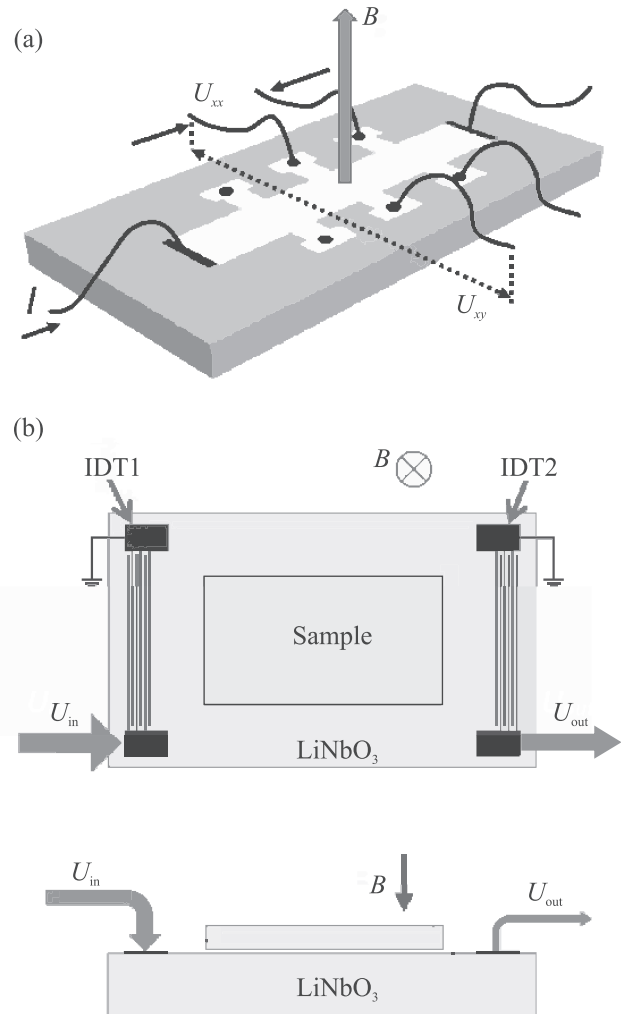


Рис. 1. (Цветной онлайн) Методики исследования и актуальные диапазоны параметров. (а) – Измерения на постоянном токе (Холловский мостик). Одновременные измерения $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$. $B \leq 14 \text{ Тл}$, $T = 2\text{--}20 \text{ К}$. (б) – Акустическая методика. Определение АС проводимости $\sigma_{xx}(\omega) \equiv \sigma_1 - i\sigma_2$. $B \leq 8 \text{ Тл}$, $T = 1.7\text{--}15 \text{ К}$

(interdigital transducer 2), сформированными на поверхности кристалла ниобата лития. Между этими преобразователями прижимался с помощью пружины исследуемый образец. Распространение ПАВ (волны Релея) вдоль поверхности ниобата лития (U_{in} – входной сигнал, U_{out} – выходной сигнал) сопровождалось электрическим полем, которое проникало в образец и взаимодействовало с носителями заряда в проводящем канале. Измерялись поглощение и изменение фазы взаимодействующей с электронами ПАВ в зависимости от магнитного поля, температуры, частоты и интенсивности ПАВ. Из одновременно измеренных поглощения и изменения фазы по

формулам работы [18] можно определить реальную и мнимую компоненты комплексной АС проводимости $\sigma_{xx}(\omega) \equiv \sigma_1 - i\sigma_2$.

На постоянном токе в исследуемом образце были измерены компоненты ρ_{xx} и ρ_{xy} тензора магнетосопротивления в зависимости от температуры и электрического тока через образец. Зависимости проводимостей σ_{xx} и σ_{xy} [пересчитанных из значений тензора магнетосопротивлений по формулам $\sigma_{ik} = \rho_{ik}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$] от магнитного поля при $T = 2.65$ К представлены на рис. 2.

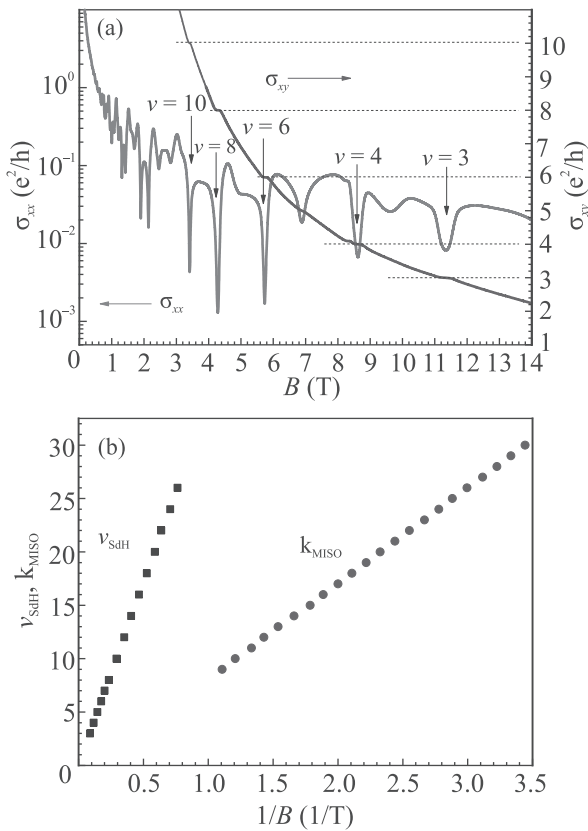


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости σ_{xx} и σ_{xy} от B , $T = 2.65$ К. Над осцилляциями проставлены значения чисел заполнения. (б) – Зависимость положений максимумов межподзонных осцилляций σ_{xx} (k_{MISO}) и минимумов осцилляций ШдГ (ν_{SdH}) от обратного магнитного поля в диапазоне $0 \leq B$, Тл ≤ 14

Стрелки на рис. 2а, проведенные в центрах плато σ_{xy} , соответствуют $\nu = 2\varepsilon_F/\hbar\omega_c$, где энергия Ферми, ε_F , рассчитана для полной концентрации электронов, n_{tot} , в квантовой яме при $B = 0$, а ω_c – циклотронная частота. Коэффициент 2 обусловлен учетом спинового расщепления уровней Ландау. Из рисунка 2 видно, что наблюдается сложная картина осцилляций, причем в магнитных полях 1–3 Тл

(рис. 2а) наблюдаются осцилляции ШдГ, выше 3 Тл – целочисленный квантовый эффект Холла, а в полях $B < 1$ Тл – межподзонные осцилляции (рис. 2б). Далее мы обсудим эти области подробнее.

Магнитные поля $B > 1$ Тл. Линейный режим. Сложную картину осцилляций σ_{xx} в этом образце удалось привязать к определенному числу заполнения ν с помощью экспериментально определенных значений проводимостей $\sigma_{xy}(B)$ на плато и их положений в магнитном поле при $T = 2.65$ К. Эти значения совпадают с вычисленными по формуле $\nu = 2\varepsilon_F/\hbar\omega_c$.

Чтобы вычислить величину энергии Ферми и ее зависимость от магнитного поля для системы с двухподзонным энергетическим спектром, мы использовали известное выражение для концентрации электронов, n ,

$$n = \int \rho(\varepsilon) f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (1)$$

Здесь $\rho(\varepsilon)$ – плотность электронных состояний, а $f_0(\varepsilon) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon - \zeta}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1}$ – функция распределения Ферми–Дирака, k_B – постоянная Больцмана, ζ – химический потенциал; $\zeta_{T \rightarrow 0}$ есть энергия Ферми.

В магнитном поле, пренебрегая столкновительным уширением уровней Ландау, плотность состояний можно записать в виде

$$\rho(\varepsilon) = \frac{eB}{2\pi\hbar c} \sum_{i=1,2} \sum_{s=\pm 1/2} \sum_{N=0}^{\infty} \delta[\varepsilon - \varepsilon_i - \hbar\omega_c(N + 1/2) - sg\mu_0 B]. \quad (2)$$

Здесь i – номер подзоны размерного квантования, ε_i – энергия минимума i -той подзоны, $s = \pm 1/2$ – проекция спина на направление вдоль магнитного поля, g – фактор спектроскопического расщепления электронов, μ_0 – магнетон Бора. В квантующем магнитном поле, $\hbar\omega_c \gg k_B T$, можно заменить $f_0(\varepsilon) \rightarrow \Theta(\varepsilon_F - \varepsilon)$, после чего интеграл (1) вычисляется тривиально. Каждый полностью заполненный уровень Ландау с заданной проекцией спина дает вклад $e/2\pi\hbar c$, а уровень Ферми совпадает с верхним, частично заполненным уровнем Ландау.

На рисунке 3 построены “веера” уровней Ландау для двух подзон, рассчитанные из следующих входных данных: дно S -подзоны $\varepsilon_1 \equiv 0$, дно верхней подзоны $\varepsilon_2 \equiv \Delta_{12} = 15.5$ мэВ; $m^* = 0.067m_0$ – эффективная масса электронов в GaAs; g – фактор спектроскопического расщепления электронов ($g = 1.3$). Опираясь на эту энергетическую диаграмму и модификацию выражения (1) для $T = 0$,

$$n_{\text{tot}} = \int_0^{\varepsilon_F} \rho(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

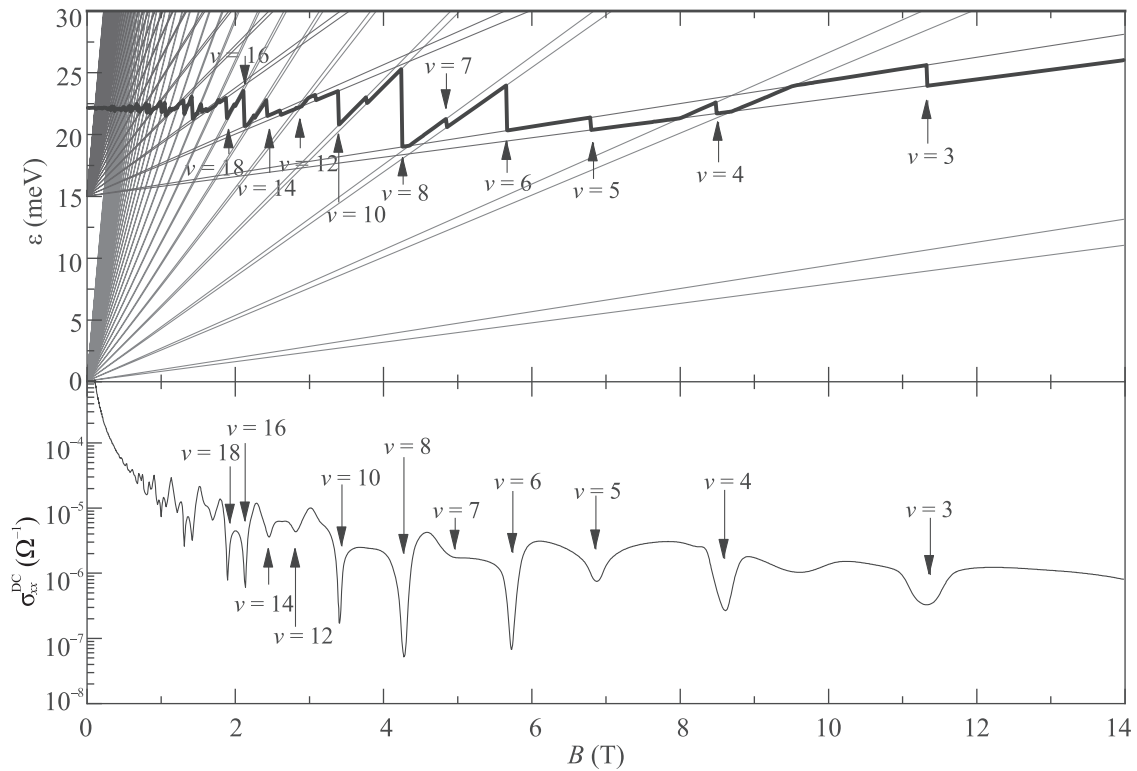


Рис. 3. (Цветной онлайн) Веера уровней Ландау для двух подзон. Красные линии – уровни Ландау для симметричной подзоны, уровни расщеплены по спину, синие линии – для антисимметричной подзоны, g -фактор $g = 1.3$. Черной линией обозначена зависимость уровня Ферми от магнитного поля

мы рассчитали энергию Ферми (см. рис. 3) для значения полной концентрации носителей заряда $n_{tot} = 8.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Так как энергию мы отсчитываем от дна S -подзоны, энергия Ферми при нулевом магнитном поле равна энергии Ферми в нижней подзоне (которая пропорциональна концентрации носителей в этой подзоне) и составляет $\varepsilon_{F1} = 22 \text{ мэВ}$. Рассчитанная зависимость энергии Ферми от магнитного поля представлена на рис. 3 черной линией.

Из сравнения верхней и нижней панелей рис. 3 видно, что положения минимумов осцилляций по магнитному полю, наблюдаемых в эксперименте и соответствующих четным числам заполнения (4, 6, 8, 10, ...), связаны со скачками уровня Ферми между разными подзонами (A и AS), а положения нечетных осцилляций (5, 7) – со скачками между расщепленными по спину уровнями Ландау в каждой из подзон. Таким образом, приведенное выше построение дает возможность утверждать, что сложная картина осцилляций σ_{xx} связана со скачками уровня Ферми в магнитном поле между уровнями Ландау разных подзон.

Температурная зависимость проводимости изучалась бесконтактным акустическим методом.

На рисунке 4 представлены зависимости линейной AC проводимости от магнитного поля при раз-

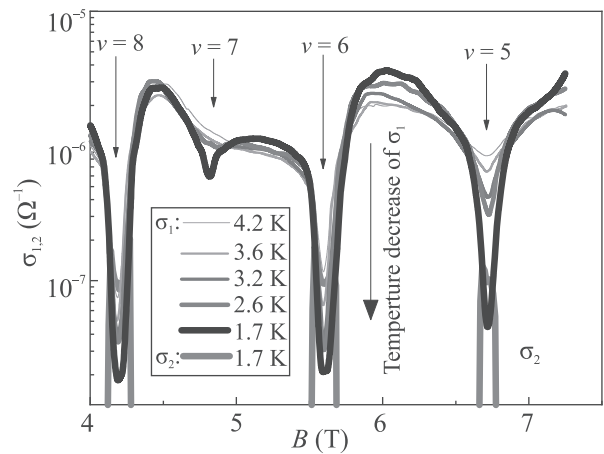


Рис. 4. (Цветной онлайн). Зависимости σ_1 от магнитного поля B при разных температурах (K): 4.2, 3.7, 3.2, 2.7 и 1.7, и σ_2 при $T = 1.7 \text{ K}$; $f = 86 \text{ МГц}$. Направление стрелки соответствует уменьшению температуры

ных температурах. Из рисунка 4 видно, что при повышении температуры реальная компонента проводимости в режиме квантового эффекта Холла рас-

тет. При $T = 1.7$ К в минимумах проводимости $\sigma_2 > \sigma_1$, а в промежутках между ними выполняется противоположное неравенство $\sigma_2 \ll \sigma_1$. Этот экспериментальный факт связан с тем, что в минимумах осцилляций в режиме квантового Холла носители заряда локализованы, и проводимость характеризуется прыжковым механизмом [23].

Магнитные поля $B > 1$ Тл. Область целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ). Нелинейный режим.

На рисунке 5 представлены зависимости σ_1 на частоте 30 МГц от температуры и интенсивности

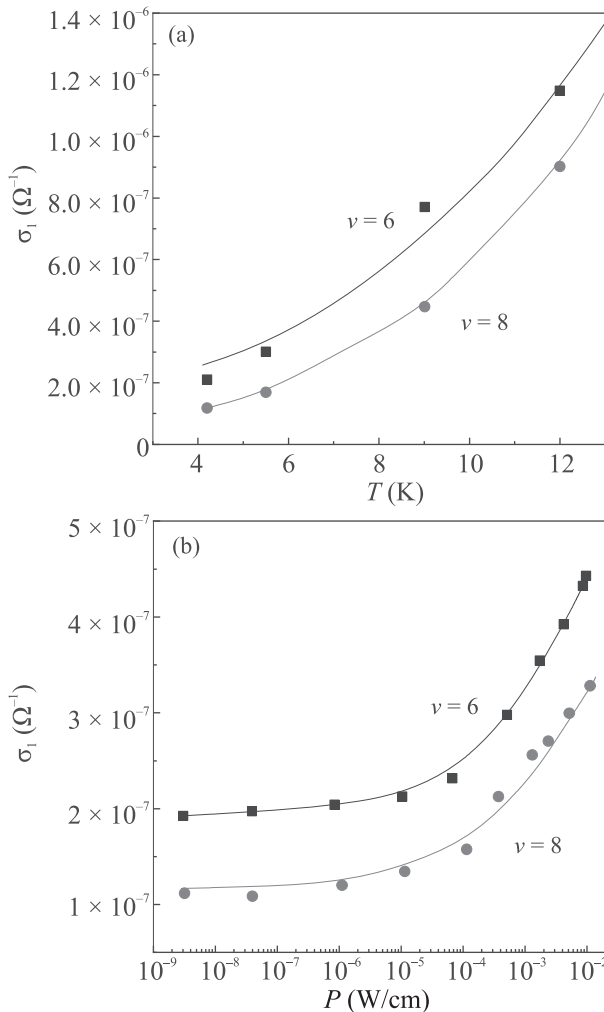


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость σ_1 от температуры для $\nu = 6$ и 8 . (б) – Зависимость σ_1 от интенсивности P (Вт/см) поверхностной акустической волны на входе в образец. $T = 4.2$ К; $f = 30$ МГц

ПАВ на входе в образец при $\nu = 6$ и 8 , т.е. в режиме ЦКЭХ. Как видно из рисунка, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла σ_1 растет как при увеличении температуры (рис. 5а), так и росте

интенсивности ПАВ (рис. 5б). Обычно такую зависимость проводимости от интенсивности ПАВ связывают с разогревом электронного газа электрическим полем ПАВ. Сопоставление панелей (а) и (б) рис. 5 дает возможность оценить температуру разогрева. Оценка показывает, что при росте интенсивности почти до 10^{-2} Вт/см электронная система, находящаяся при $T = 4.2$ К, разогревается лишь до температуры ~ 7 К. Нелинейные эффекты в ДС-проводимости в режиме ЦКЭХ подробно исследованы и проанализированы в ряде работ, например [24, 25], в которых было установлено, что основным механизмом нелинейностей также является разогрев электронного газа постоянным электрическим полем.

Картина осцилляций σ_1 , измеренная на постоянном токе в магнитных полях до 14 Тл в линейном режиме, представлена на рис. 2б; в малых магнитных полях период осцилляций гораздо больше, чем период осцилляций ШдГ. Поскольку под уровнем Ферми находятся 2 уровня пространственного квантования, можно ожидать, что это – межподзональные осцилляции. Если построить положения максимумов этих осцилляций от $1/B$, то можно определить $\Delta_{12} = 15.5$ мэВ, что совпадает с результатами Фурье-анализа осцилляций магнетосопротивления при $B < 1$ Тл.

Магнитные поля $B < 1$ Тл.

Линейный режим. Как отмечалось во вступлении, проводимость в малых магнитных полях также изучалась двумя способами: на постоянном токе и методом акустической спектроскопии. Экспериментальные зависимости σ_{xx} от магнитного поля в линейном режиме, измеренные на постоянном токе при разных температурах, представлены на рис. 6.

Нелинейный режим. Экспериментальные зависимости вещественной части σ_{xx} от магнитного поля в нелинейном режиме представлены на рис. 7.

Из рисунка 7 видно, что изменения проводимости при межподзонных переходах в нелинейном режиме при измерениях разными методами качественно подобны: с увеличением тока через образец или интенсивности акустической волны максимумы проводимости сменяются минимумами. Из сопоставления рис. 6 и 7б видно, что зависимости проводимости от температуры и от тока через образец (ДС) имеют разный характер. А именно, при увеличении температуры проводимость слабо растет, а при увеличении электрического поля проводимость уменьшается, и при дальнейшем росте E максимумы проводимости сменяются на минимумы. Этот факт указывает, что механизм нелинейности при межподзонных переходах, по-видимому, не связан непосредственно с рос-

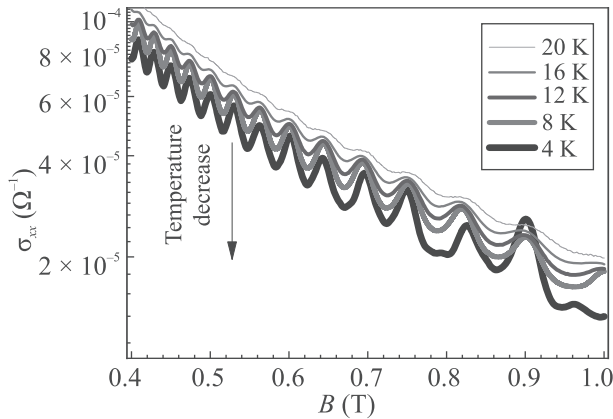


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимости проводимости σ_{xx} от B в режиме межподзонных переходов при температурах T , К: 4, 8, 12, 16 и 20, измеренные на постоянном токе. Направление стрелки соответствует уменьшению температуры

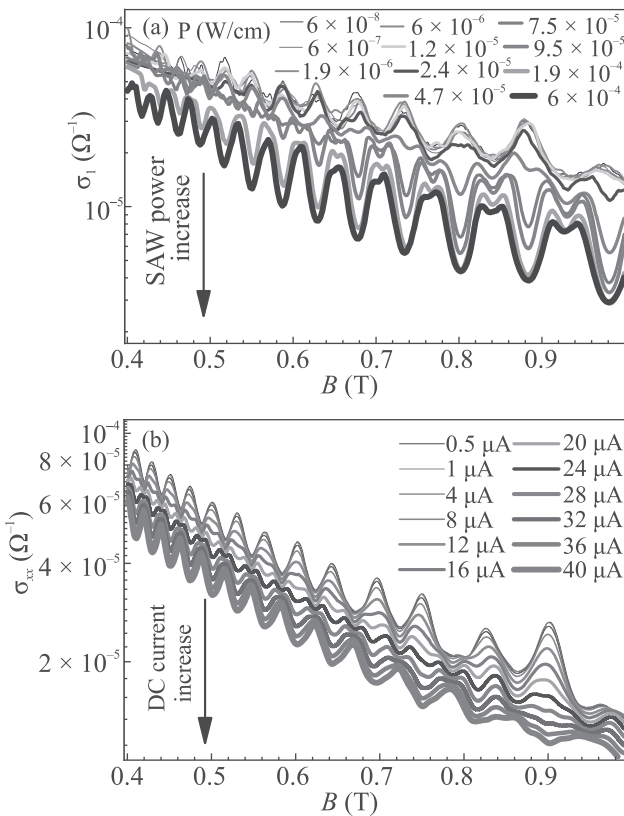


Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимости $\sigma_1(B)$ при $T = 4.2$ К: (а) – при разных интенсивностях ПАВ на входе в образец, $f = 140$ МГц; (б) – на постоянном токе при разных токах через образец. Направления стрелок соответствуют росту интенсивности и тока на входе в образец

том температуры электронного газа, как это наблюдается в режиме квантового эффекта Холла.

Для сравнения характера нелинейных эффектов, исследованных разными методиками, на рис. 8 построены зависимости нормированной проводимости

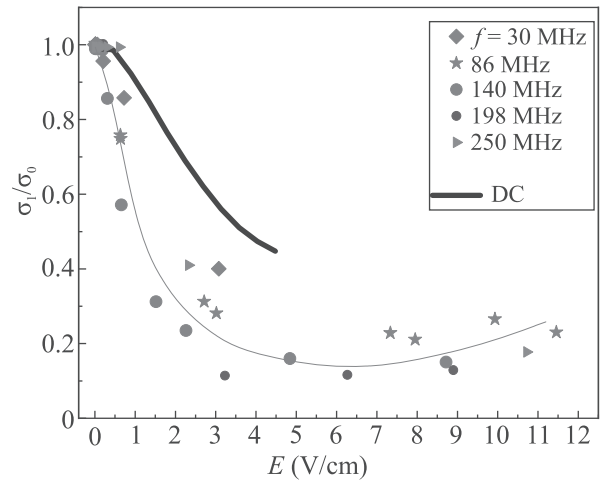


Рис. 8. (Цветной онлайн) Зависимость σ_1/σ_0 от E на разных частотах ПАВ (f) и на постоянном токе (DC) при $B = 0.73$ Тл ($k = 12$). σ_0 – проводимость на той же частоте в линейном режиме

сти, σ_1/σ_0 , от напряженности электрического поля E , приложенного к образцу для $k = 12$ (для других k результаты аналогичны). В акустических измерениях E определялось по формуле (1) работы [26]. В DC – измерениях, где изменялся ток I_x через образец, поле \mathbf{E} имеет две компоненты: $E_x = \rho_{xx}I_x/d$ и $E_y = \rho_{yx}I_x/d$, причем $E_y \gg E_x$. Значения E_x оказываются весьма малыми.

Из рисунка 8 видно, что зависимость σ_1/σ_0 от E , измеренная акустическими методами, в пределах ошибки измерений не зависит от частоты ПАВ и отличается от зависимости σ_1/σ_0 от E_y , измеренной на постоянном токе. Более того, в поле $E > 6$ В/см отношение σ_1/σ_0 , измеренное акустическими методами, начинает расти. Это, по-видимому, связано с ростом температуры электронного газа. Такой же эффект наблюдался, например, в работе [13], в которой на постоянном токе были использованы токи через образец, превышающие наши в 7 раз. Следует отметить, что характер нелинейного поведения σ_1 в области межподзонных переходов аналогичен поведению проводимости сбалансированных систем.

3. Обсуждение результатов. Перечислим основные особенности обнаруженных нелинейных эффектов в статической и АС проводимости. К сожалению, количественная теория нелинейной АС проводимости для двухподзонных несбалансированных структур в настоящее время отсутствует. Поэтому мы ограничимся качественными соображениями.

Физическая картина нелинейных эффектов различна в различных областях магнитных полей.

- В магнитных полях $B > 3$ Тл, где реализуется ЦКЭХ, за нелинейное поведение ответствен разогрев электронов приложенным электрическим полем – статическим либо высокочастотным, индуцированным распространяющейся акустической волной.
- В полях $B < 1$ Тл, где в линейном режиме наблюдаются межподзонные осцилляции, нелинейное поведение проводимости более разнообразно. Следует, в первую очередь, отметить, что в статическом случае при пропускании тока генерируется заметное холловское поле, приводящее к модуляции эффективного фактора заполнения поперек образца [15]. По-видимому, это и есть главная причина зависимости нелинейной статической проводимости от пропускаемого тока, как и в работе [15].
- В случае, когда АС электрическое поле индуцируется распространяющейся акустической волной, макроскопических холловских полей не возникает. Причина заключается в том, что направления y -компонент протекающих токов противоположны в областях, соответствующих соседним полупериодам ПАВ. В итоге средняя y -компонента тока (а следовательно, макроскопическое холловское поле) равна нулю.

Нелинейное поведение в такой ситуации, по-видимому, объясняется т.н. *quantal heating* [27]. Именно так интерпретированы результаты ряда экспериментальных наблюдений [12, 13, 28, 29]. Обусловлен этот механизм квантованием электронного спектра в магнитном поле, в результате которого энергетическая зависимость плотности электронных состояний представляется системой узких пиков. Изменение относительного положения пиков плотности состояний, соответствующих разным подзонам, при изменении магнитного поля приводит к магнето-полевой зависимости вероятностей межподзонных переходов. В результате возникают осцилляции проводимости. Вероятности межподзонных переходов зависят как от взаимного расположения пиков плотности состояний (совпадающих с уровнями Ландау), так и от разностей чисел заполнения этих состояний. С ростом величины электрического поля распределение электронов по энергиям становится все более неравновесным. Функ-

ция распределения электронов по энергиям при этом определяется уравнением диффузии, причем коэффициент диффузии по энергиям пропорционален квадрату электрического поля. Поэтому говорят о так называемой спектральной диффузии, приводящей к уменьшению разностей чисел заполнения начального и конечного состояний. Как показал количественный анализ [13] нелинейной статической проводимости, квантование спектра и неравновесность функции распределения “работают” в разные стороны – соответствующие вклады в проводимость имеют противоположные знаки. Именно поэтому с ростом величины электрического поля максимумы магнето-осцилляционной картины переходят в минимумы.

Детальная интерпретация наблюдаемых явлений требует построения количественной нелинейной теории АС проводимости двухподзонной электронной системы во внешнем магнитном поле. Такая теория требует учета ряда явлений: квантования Ландау, упругого и неупругого рассеяния электронов друг на друге, структурных дефектах и фононах, а также ускорения электронов приложенным электрическим полем. Как уже отмечалось, достаточно подробный анализ статического случая выполнен в работе [27]. Мы надеемся, что полученные в данной работе экспериментальные результаты стимулируют развитие такой теории для АС проводимости.

Заключение. В работе впервые использована бесконтактная акустическая методика для исследования линейной и нелинейной высокочастотной проводимости в структуре n -GaAs/AlAs с двумя заселенными уровнями пространственного квантования (с разной концентрацией носителей), и поэтому обладающей двухподзонным энергетическим спектром. Показано, что нелинейное поведение АС проводимости двухподзонных структур заметно отличается от поведения стандартных структур с одним заполненным уровнем пространственного квантования.

В стандартных структурах линейная АС проводимость в режиме осцилляций ШДГ и изученном нами диапазоне частот не зависит от частоты ПАВ и совпадает с DC проводимостью. При росте температуры, интенсивности ПАВ или тока через образец эти осцилляции подавляются из-за роста температуры электронного газа.

В двухподзонных структурах линейные АС и DC проводимости тоже близки. В то же время, нелинейное поведение проводимостей существенно различается. Таким образом, изучение нелинейной АС

проводимости дает дополнительную информацию о магнето-проводимости квази-двумерного электронного газа.

Мы считаем, что главный результат данной работы – существенное различие поведения нелинейных АС и DC проводимостей – обусловлен важной ролью макроскопического холловского поля. Такое поле генерируется в статическом случае и отсутствует в высокочастотном. Как уже отмечалось, детальная интерпретация экспериментальных результатов данной работы требует существенного развития количественной теории нелинейной АС проводимости.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований #19-02-00124 и 20-02-00309, а также Президиума РАН.

1. В. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
2. G. S. Voebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).
3. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
4. N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2517 (2001).
5. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
6. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
7. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **87**, 563 (2008).
8. Г. М. Миньков, О. Е. Рут, А. А. Шерстобитов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **110**, 274 (2019).
9. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
10. X. Y. Lee, H. W. Jiang, and W. J. Schaff, Phys. Rev. Lett. **83**, 3701 (1999).
11. X. C. Zhang, D. R. Faulhaber, and H. W. Jiang, Phys. Rev. Lett. **95**, 216801 (2005).
12. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 70 (2008).
13. N. C. Mamani, G. M. Gusev, O. E. Raichev, T. E. Lamas, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **80**, 075308 (2009).
14. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **84**, 165303 (2011).
15. S. Dietrich, S. Byrnes, S. Vikalov, A. V. Goran, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **86**, 075471 (2012).
16. I. L. Drihko, 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).
17. А. А. Быков, И. С. Стрыгин, А. В. Горан, И. В. Марчишин, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, С. Албеди, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **109**, 401 (2019).
18. А. А. Дмитриев, И. Л. Дричко, И. Ю. Смирнов, А. К. Бакаров, А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **110**, 62 (2019).
19. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
20. А. А. Быков, А. В. Горан, and С. А. Виткалов, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
21. W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **96**, 045436 (2017).
22. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **100**, 891 (2014).
23. А. Л. Эфрос, ЖЭТФ **89**, 1834 (1985).
24. G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, J. Phys. C: Solid State Phys. **16**, 5441 (1983).
25. J. A. Alexander-Webber, A. M. R. Baker, P. D. Buckle, T. Ashley, and R. J. Nicholas, Phys. Rev. B **86**, 045404 (2012).
26. И. Л. Дричко, А. М. Дьяконов, В. Д. Каган, А. М. Крещук, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, И. Ю. Смирнов, А. В. Суслев, ФТП **31**, 1357 (1997).
27. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
28. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **75**, 081305 (R) (2007).
29. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).