Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 6, с. 401 – 407

Биения квантовых осцилляций сопротивления в двухподзонных электронных системах в наклонных магнитных полях

А. А. Быков[+*1)], *И. С. Стрыгин*[+], *А. В. Горан*[+], *И. В. Марчишин*[+], *Д. В. Номоконов*[+], *А. К. Бакаров*[+], *С. Албеди*[×2)], *С. А. Виткалов*[×2)]

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

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

[×]*Physics Department, City College of the City University of New York, 10031 New York, USA*

Поступила в редакцию 5 декабря 2018 г.
После переработки 18 января 2019 г.
Принята к публикации 22 января 2019 г.

Исследован электронный транспорт в одиночных GaAs квантовых ямах шириной от 22 до 46 нм с двумя заполненными подзонами размерного квантования E^S и E^{AS} при температуре $T = 4.2$ К в наклонных магнитных полях $B < 2$ Тл. Угол α между вектором внешнего магнитного поля и нормалью к планарной поверхности изучаемых структур варьировался от 0 до 90°. В перпендикулярном магнитном поле ($\alpha = 0$) во всех исследуемых ямах наблюдались магнето-межподзонные осцилляции сопротивления, период которых определялся соотношением: $\Delta_{SAS} = E^{AS} - E^S = j\hbar\omega_c$, где ω_c – циклотронная частота, а j – целое положительное число. Показано, что в наклонных B максимумы магнето-межподзонных осцилляций смещаются в более сильные поля $B\cos(\alpha)$. Смещение магнето-межподзонных максимумов объясняется увеличением энергетической щели Δ_{SAS} с ростом компоненты $B\sin(\alpha)$. В ямах 46 и 36 нм при углах $\alpha > 72°$ и $\alpha > 85°$, соответственно, обнаружены биения магнето-межподзонных осцилляций. Обсуждаются причины такого неожиданного поведения магнето-межподзонных осцилляций в наклонных магнитных полях.

DOI: 10.1134/S0370274X19060110

В магнетосопротивлении высокоподвижных квазидвумерных систем с несколькими заполненными энергетическими подзонами наиболее ярко проявляются два типа квантовых осцилляций. Один из них – широко известные осцилляции Шубникова–де Газа (ШДГ). Эти осцилляции сопротивления возникают при изменении магнитного поля B, перпендикулярного квазидвумерной системе вследствие последовательного пересечения уровнями Ландау энергетического уровня Ферми E_F. В электронных системах с двумя заполненными подзонами размерного квантования E^S и E^{AS}, помещенных в магнитное поле, каждой подзоне соответствует своя лестница уровней Ландау, что приводит к возникновению двух серий осцилляций ШДГ. Так как разность электронных концентраций в подзонах задается величиной $\Delta_{SAS} = E^{AS} - E^S$, то ее величина может быть определена при помощи фурье-анализа из разности частот осцилляций ШДГ в обратном магнитном поле. При выполнении условия $\varepsilon_F = [E_F - (E^S + E^{AS})/2] \gg \Delta_{SAS}$ осцилляции ШДГ в слабых магнитных полях испытывают биения, и величина Δ_{SAS} может быть определена из положения узлов биений [1, 2].

Другим типом осцилляций сопротивления, обусловленных квантованием орбитального движения электронов в магнитном поле B, являются магнето-межподзонные (ММП) осцилляции [3–6]. Эти осцилляции магнетосопротивления возникают вследствие упругого межподзонного рассеяния электронов, которое становится резонансным при пересечении уровней Ландау, принадлежащих различным подзонам. Такие пересечения в двухподзонных системах возникают при выполнении равенства:

$$\Delta_{SAS} = j\hbar\omega_c, \qquad (1)$$

где j – целое положительное число, $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, m^* – эффективная масса электронов. Положения максимумов ММП осцилляций сопротивления в перпендикулярном магнитном поле определяются соотношением (1). ММП осцилляции, как и осцилляции ШДГ, периодичны в обратном магнитном поле, но, в отличие от осцилляций ШДГ, не подавляются температурным уширением

1) e-mail: bykov@isp.nsc.ru
2) S. Albedi, S. A. Vitkalov.

функции распределения Ферми. Поэтому ММП осцилляции сопротивления широко используются для исследования квантового транспорта в области температур T, где осцилляции ШДГ уже подавлены, $\hbar\omega_c \ll k_B T$ [7–15].

Влияние параллельной компоненты наклонного магнитного поля $\mathbf{B} = (B_x, 0, B_z)$ на поведение осцилляций ШДГ в двухподзонной электронной системе в условиях $\varepsilon_F \gg \Delta_{SAS}$ исследовалось экспериментально и теоретически в работах [1, 2]. Было установлено, что параллельная компонента $B_x = B\sin(\alpha)$ сдвигает узлы биений в более сильные перпендикулярные магнитные поля $B_z = B\cos(\alpha)$, где α – угол между вектором $\mathbf{B}$ и нормалью к планарной поверхности квазидвумерной системы. Полученные экспериментальные результаты были объяснены увеличением Δ_{SAS} с ростом B_x.

Влияние наклонного магнитного поля $\mathbf{B} = (B_x, 0, B_z)$ на энергетический спектр электронов в потенциале $V(z)$ описывается гамильтонианом [16]:

$$H = \hbar^2 k_x^2/2m^* + e^2 B_z^2 x^2/2m^* + \hbar^2 k_z^2/2m^* + \\ + V(z) + e^2 B_x^2 z^2/2m^* - e^2 B_x B_z xz/m^*. \qquad (2)$$

Первые четыре члена этого гамильтониана описывают электроны в перпендикулярном магнитном поле B_z, а два последних члена возникают благодаря параллельной компоненте B_x. В двухподзонной системе зависимость энергии уровня Ландау $E_N^{S,AS}$ от магнитного поля B_z определяется следующим выражением:

$$E_N^{S,AS} = \hbar\omega_{cz}(N + 1/2) - (+)\Delta_{SAS}/2, \qquad (3)$$

где $\omega_{cz} = eB_z/m^*$, а N – номер уровня Ландау.

Решение уравнения (2) в наклонном магнитном поле для двух параллельных двумерных слоев нулевой толщины дает следующую величину межподзонного расщепления [2, 17]:

$$\Delta_{SAS} = \Delta_{SAS}^0 (1 + \gamma^2)^{1/2} (2/\pi) E(\gamma/(1 + \gamma^2)^{1/2}), \quad (4)$$

где Δ_{SAS}^0 – межподзонное расщепление в нулевом магнитном поле, $\gamma = \hbar\omega_{cx} k_F d/\Delta_{SAS}^0$, $\omega_{cx} = eB_x/m^*$, d – расстояние между двумерными слоями, а k_F – квазиимпульс Ферми, $E(\gamma/(1 + \gamma^2)^{1/2})$ – полный эллиптический интеграл второго рода. Соотношение (4) справедливо для случая слабого B_z, когда выполняется условие $\hbar\omega_{cz} \ll \Delta_{SAS}^0$ и эффекты магнитного пробоя пренебрежимо малы [2]. В этом приближении Δ_{SAS} зависит лишь от параллельной компоненты B_x и с ее ростом увеличивается в полном согласии с экспериментальными результатами работы [1]. Однако даже для $B_z = 0$ выражение (4) справедливо лишь в условиях, когда магнитная длина $(\hbar/eB_x)^{1/2} > d/2$ [1, 2].

В настоящее время для экспериментального изучения энергетического спектра электронов в квазидвумерных системах в наклонных магнитных полях наиболее широко используются осцилляции ШДГ и квантовый эффект Холла [1, 16, 17]. Однако недавно было показано, что для таких исследований можно использовать ММП осцилляции [18], так как положения их максимумов в магнитном поле определяется величинами межподзонных энергетических расщеплений. Одним из преимуществ ММП осцилляций, по сравнению с осцилляциями ШДГ и квантовым эффектом Холла, является то, что они позволяют исследовать квантовый транспорт в слабых магнитных полях. Тем не менее поведение ММП осцилляций в наклонных магнитных полях до сих пор остается слабоизученным [18–20]. Настоящая работа направлена на дальнейшее изучение особенностей квантового транспорта электронов в двухподзонных системах в наклонных магнитных полях при помощи ММП осцилляций. Одной из целей нашей работы является экспериментальное изучение зависимости Δ_{SAS} от величины параллельной компоненты наклонного магнитного поля в одиночных GaAs квантовых ямах различной ширины.

В настоящей работе изучались симметрично легированные GaAs квантовые ямы шириной 46, 36, 30 и 22 нм. В качестве боковых барьеров к квантовым ямам использовались короткопериодные сверхрешетки AlAs/GaAs [21, 22]. Результаты самосогласованного расчета ограничивающего потенциала U_Γ, U_X и электронных волновых функций для квантовой ямы шириной 46 нм представлены на рис. 1. Гетеротруктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложках. Образцы для магнетотранспортных измерений представляли собой мостики Холла длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм.

Исследования проводились при $T = 4.2$ К в полях $B < 2$ Тл при различных углах α между нормалью к планарной плоскости квантовой ямы и вектором магнитного поля. Угол α изменялся путем поворота образца вокруг продольной оси мостика Холла. То есть в процессе измерений варьировались только лишь две компоненты магнитного поля B_z и B_x. Сопротивления R_{yy} и R_{xy} измерялись в линейном режиме на переменном электрическом токе, частота которого составляла 888 Гц, а его амплитуда не превышала 1 мкА. Общая концентрация электронов в квантовых ямах n_T вычислялась из сопротивления

Таблица 1. Параметры образцов: d_W – ширина квантовой ямы; n_T – общая концентрация; n_S – концентрация в первой подзоне; n_{AS} – концентрация во второй подзоне; μ_y – общая электронная подвижность; $\Delta_{SAS}^{\rm exp}$ – энергетическое расщепление, определенное из периода ММП осцилляций; $\Delta_{SAS}^{\rm theo}$ – энергетическое расщепление, определенное из самосогласованного расчета

Номер образца	d_W (нм)	n_T (10^{15} м$^{-2}$)	n_S (10^{15} м$^{-2}$)	n_{AS} (10^{15} м$^{-2}$)	μ_y (м^2/Вс)	$\Delta_{SAS}^{\rm exp}$ (мэВ)	$\Delta_{SAS}^{\rm theo}$ (мэВ)
1	46	8.4	4.4	4.0	153	1.44	1.3
2	36	8.4	4.9	3.5	162	4.76	4.6
3	30	6.8	4.8	2.0	255	9.95	10.9
4	22	10	8.1	1.9	121	21.7	23.3

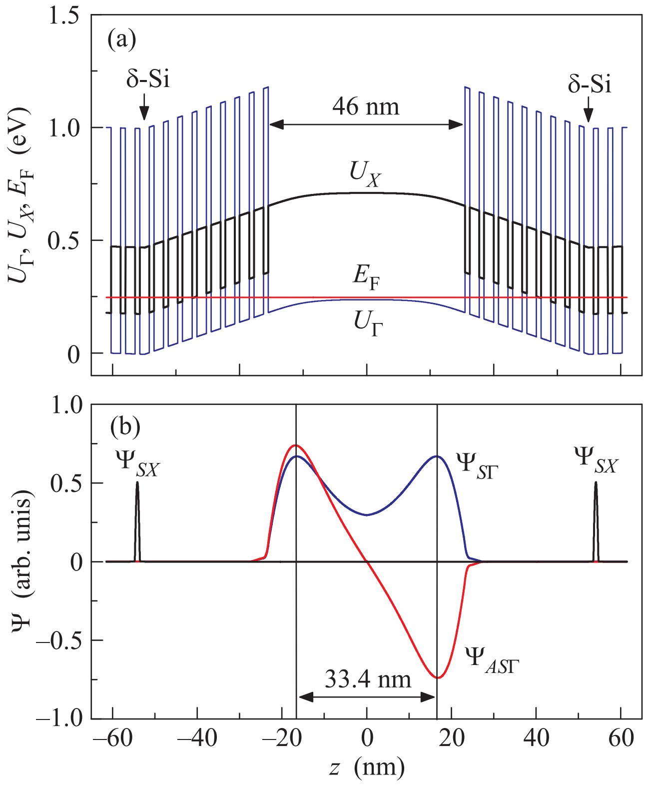

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Самосогласованный расчет ограничивающих потенциалов $U_\Gamma(z)$, $U_X(z)$ и положения уровня Ферми E_F для широкой GaAs квантовой ямы с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs. Стрелками указаны δ-легированные слои. (b) – Волновые функции Г-электронов для S и AS подзон в GaAs квантовой яме шириной $d_W = 46$ нм и волновые функция X-электронов для S подзоны в AlAs квантовых ямах, расположенных вблизи δ-легированных слоев

R_{xy} в магнитном поле $B = 0.5$ Тл при $\alpha = 0$. Подвижности электронов μ_y вычислялись из n_T и величин сопротивлений в нулевом магнитном поле R_0. Параметры образцов приведены в табл. 1.

На рисунке 2a приведена зависимость R_{yy}/R_0 от магнитного поля $B_z = B$ для квантовой ямы шириной 46 нм. Как следует из зависимости, ММП осцилляции начинают проявляться при $B_z > 0.05$ Тл. В области полей $B_z > 0.5$ Тл ММП пик, соответствующий номеру $j = 1$, сосуществует с осцилляциями ШДГ. На рисунке 2b представлены веерные диаграммы для двух серий уровней Ландау, показывающие, что максимумы ММП осцилляций возникают в условиях, когда энергетические уровни первой (E_N^S) и второй подзон (E_N^{AS}) пересекаются. При этом разность номеров пересекающихся уровней Ландау $\delta N = N^{AS} - N^S$ равна номеру $j = \hbar\omega_{cz}/\Delta_{SAS}^0$, а энергетические уровни E_N^S и E_N^{AS} с одинаковыми номерами не пересекаются. Кроме того, веерные диаграммы показывают, что пересечения уровней Ландау для каждого из значений $j = \delta N$ происходят при одних и тех же величинах магнитных полей B_{zj}. Такие пересечения на рис. 2b отмечены вертикальными линиями.

На рисунке 3a приведены экспериментальные зависимости R_{yy}/R_0 от обратного магнитного поля $1/B_z$ для трех различных углов α. Анализ данных, приведенных на рис. 3a, показал, что ММП осцилляции в наклонных магнитных полях уже не периодичны по $1/B_z$. Зависимости $R_{yy}(1/B_z)/R_0$ демонстрируют, что в наклонном B максимумы ММП осцилляций смещаются в более сильные магнитные поля B_z по сравнению с углом $\alpha = 0$. Такое поведение наблюдалось ранее в GaAs квантовой яме шириной 56 нм [18], однако из-за малой величины Δ_{SAS}^0 не было изучено в широком диапазоне магнитных полей. Формула (1) позволяет, зная номер ММП максимума j и его положение в магнитном поле B_{zj}, определить величину энергетического расщепления Δ_{SAS} и тем самым изучить зависимость $\Delta_{SAS}(B_x)$.

При больших номерах уровней Ландау в условиях $\hbar\omega_{cz} \ll \Delta_{SAS}^0$ электроны совершают квазиклассическое движение вдоль траекторий, соответствующих симметричному E^S и антисимметричному E^{AS} состояниям. Для $\alpha = 0$ квазиклассическим траекториям электронов с энергией ε_F в пространстве квазиимпульсов k соответствуют концентрические окружности с радиусами Ферми k_{FS} и k_{FAS}, площади которых определяются электронными концентрациями в подзонах n_S и n_{AS}. В этом случае Δ_{SAS} не зави-

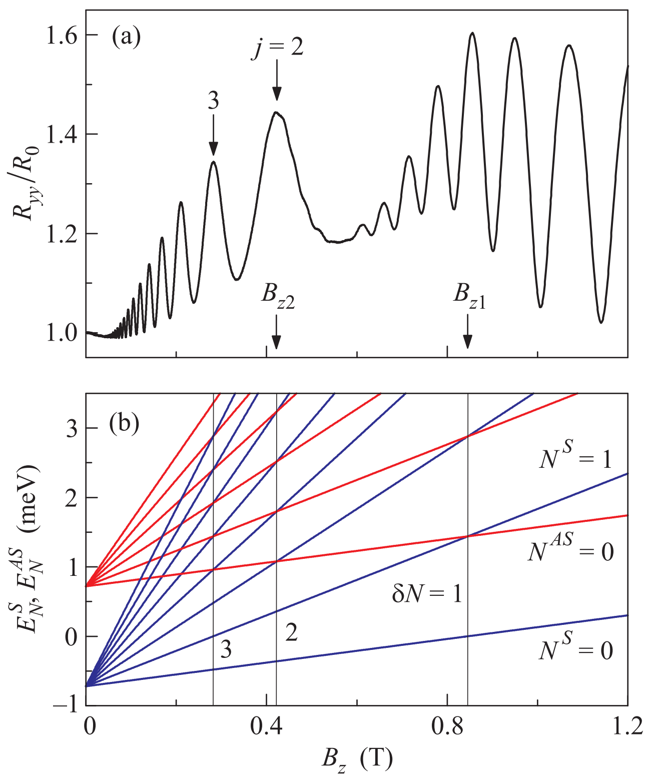

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость $R_{yy}(B_z)/R_0$ при $T = 4.2$ К для образца # 1. Угол наклона $\alpha = 0$. Стрелками обозначены ММП максимумы под номерами $j = 2$ и 3, и значения B_{z1} и B_{z2}. (b) – Зависимости E_N^S и E_N^{AS} от B_z для уровней Ландау в S и AS подзонах, рассчитанные по формуле (3): $\Delta_{SAS} = 1.44$ мэВ; $m^* = 0.068m_0$. Вертикальными линиями обозначены значения B_z, при которых пересекаются уровни Ландау с разностями номеров $\delta N = 1$, 2 и 3

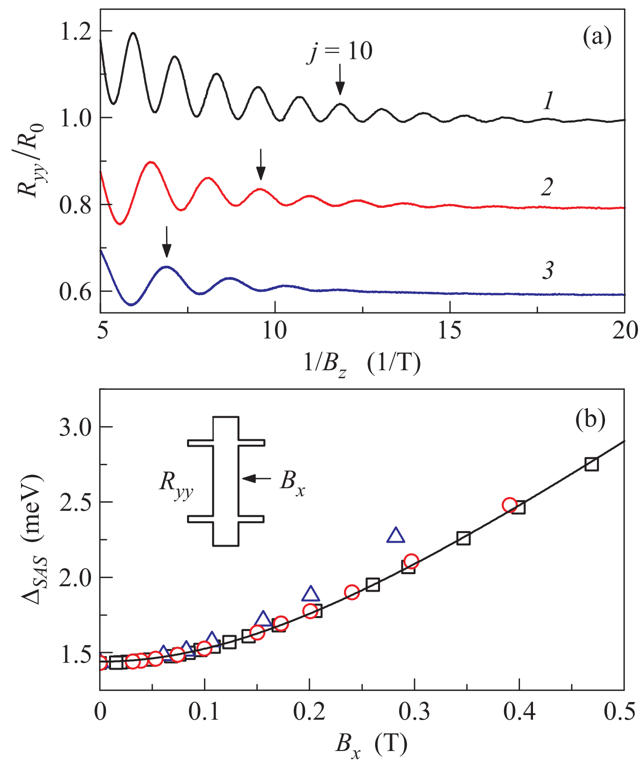

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $R_{yy}(1/B_z)/R_0$ для образца # 1 при $T = 4.2$ К для различных углов наклона α: *1* – $\alpha = 0$; *2* – $\alpha \approx 63.1°$; *3* – $\alpha \approx 70.1°$. Стрелками обозначены ММП максимумы под номером $j = 10$. Кривые *2* и *3* для наглядности смещены вниз по вертикальной оси. (b) – Зависимости $\Delta_{SAS}(B_x)$ для образца # 1. Треугольники, окружности и квадраты – значения Δ_{SAS}, полученные из позиций ММП максимумов под номерами $j = 2$, 5 и 10 соответственно. Сплошная линия – расчет по формуле (4) для $\Delta_{SAS}^0 = 1.44$ мэВ, $dk_F = 4.22$. На вставке изображена упрощенная экспериментальная схема. Стрелкой указано направление B_x

сит от k [1, 2]. Увеличение B_x приводит к возрастанию разницы между площадями, охватываемыми электронными траекториями симметричного и антисимметричного состояний и, соответственно, к увеличению Δ_{SAS}.

Экспериментальные значения $\Delta_{SAS}(B_x)$, полученные из значений B_{zj} для номеров $j = 2$, 5 и 10 представлены на рис. 3b треугольниками, окружностями, и квадратами соответственно. Расчетная зависимость $\Delta_{SAS}(B_x)$, полученная по формуле (4) для подгоночного параметра $dk_F = 4.22$ изображена на рис. 3b сплошной кривой. Хорошее согласие расчетной зависимости с экспериментальными данными наблюдается для ММП максимумов с номерами $j > 10$. Отклонение расчетных значений Δ_{SAS} от экспериментальных величин для $j = 2$ и 5 указывает на то, что в этом случае влиянием B_z на энергетический спектр электронов пренебрегать уже нельзя [18].

Следует отметить, что величина подгоночного параметра $dk_F = 4.22$ отличается от величины $dk_F = 5.42$, полученной для образца # 1 из произведения $(k_{FS} + k_{FAS})/2 = 1.62 \times 10^8$ м$^{-1}$ и расстояния между максимумами волновых функций $\Psi_{S\Gamma}$ и $\Psi_{AS\Gamma}$, $d_\Psi = 33.4$ нм (рис. 1b). На рисунке 4 приведены расчетные и экспериментальные данные $\Delta_{SAS}(B_x)$ для квантовых ям шириной 36, 30 и 22 нм. Для всех ям наблюдается хорошее согласие эксперимента и квазиклассической теории. Однако, как и для образца # 1, для образцов # 2, 3 и 4 нет согласия подгоночных величин dk_F с величинами этого параметра, определенными из $k_F = (k_{FS} + k_{FAS})/2$ и d_Ψ.

На рисунке 5a приведена зависимость R_{yy}/R_0 от магнитного поля B_z для квантовой ямы шириной

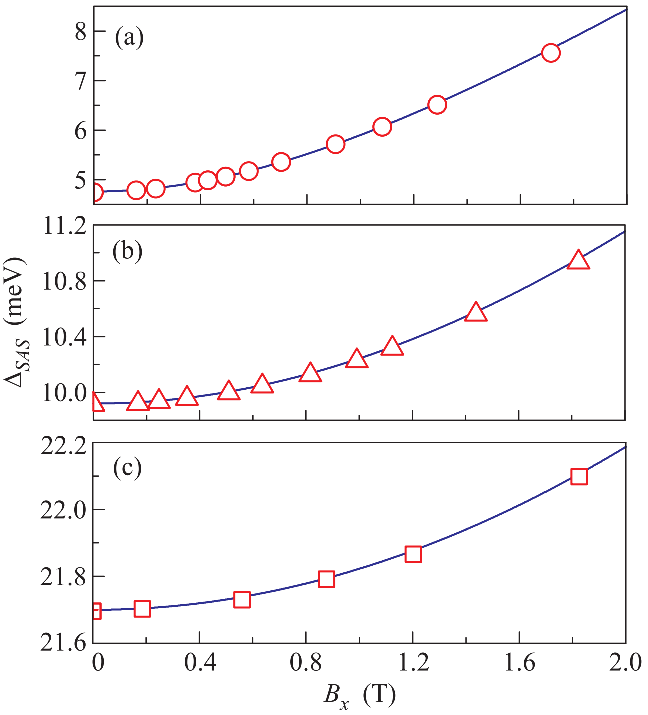

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости $\Delta_{SAS}(B_x)$ для образцов # 2, 3 и 4. Окружности, треугольники и квадраты – экспериментальные значения Δ_{SAS}, полученные для квантовых ям шириной 36, 30 и 22 нм из позиций ММП максимумов под номерами $j = 21$, 20 и 40, соответственно. Сплошные линии – расчет по формуле (4): (a) – $\Delta^0_{SAS} = 4.76$ мэВ; $dk_F = 2.92$; (b) – $\Delta^0_{SAS} = 9.92$ мэВ; $dk_F = 2.14$; (c) – $\Delta^0_{SAS} = 21.7$ мэВ; $dk_F = 1.93$

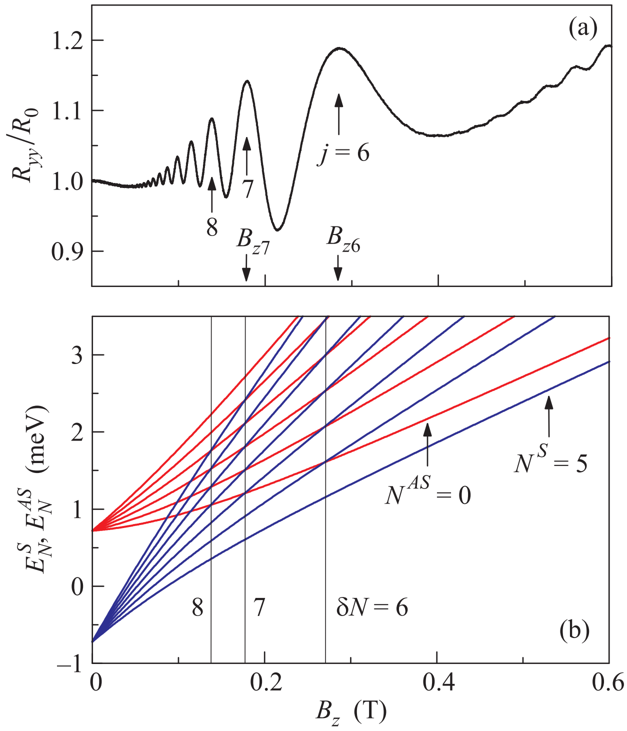

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость $R_{yy}(B_z)/R_0$ при $T = 4.2$ K для образца # 1. Угол наклона $\alpha \approx 59.9°$. Стрелками обозначены ММП максимумы под номерами $j = 6$, 7 и 8, и значения B_{z6} и B_{z7}. (b) – Зависимости E_N^S и E_N^{AS} от B_z для уровней Ландау в S и AS подзонах, рассчитанные по формулам (3) и (4): $\Delta^0_{SAS} = 1.44$ мэВ; $m^* = 0.068 m_0$ и $dk_F = 4.22$. Вертикальными линиями обозначены значения B_z, при которых пересекаются уровни Ландау с разностями номеров $\delta N = 6$, 7 и 8

46 нм для угла $\alpha \approx 60°$. В этой зависимости ММП максимумы с номерами $j < 6$ отсутствуют. На рисунке 5b представлены веерные диаграммы для двух серий уровней Ландау, рассчитанные по формуле (3). Зависимость $\Delta_{SAS}(B_x)$ в наклонном магнитном поле B учитывалась при помощи соотношения (4) с величиной подгоночного параметра $dk_F = 4.22$. Отсутствие ММП максимумов с номерами $j < 6$ обусловлено зависимостью $\Delta_{SAS}(B_x)$. Эта зависимость приводит к тому, что уровни Ландау с $\delta N < 6$ для $\alpha \approx 60°$, в отличие от $\alpha = 0$, не пересекаются. Веерные диаграммы показывают (рис. 5b), что уровни Ландау различных подзон для $\delta N > 5$ пересекаются при одних и тех же величинах магнитных полей, как и для $\alpha = 0$. Такие пересечения на рис. 5b отмечены вертикальными линиями. Однако ММП максимум $j = 6$ смещен в более сильные поля по сравнению с положением пересечений для $\delta N = 6$. Это обусловлено тем, что формула (4) справедлива лишь для $j > 10$ (рис. 3b).

На рисунке 6a приведена зависимость $R_{yy}(1/B_z)/R_0$ для угла $\alpha \approx 74°$. В зависимости наблюдается сбой фазы ММП осцилляций между номерами $j = 13$ и 14. Видно, что при этом угле наклона для номеров $j > 13$ фаза осцилляций изменяется на π. Такое поведение ММП осцилляций в наклонных магнитных полях ранее не наблюдалось [18, 20]. Сбой фазы ММП осцилляций происходит в области магнитных полей, где выполняется условие $\hbar\omega_{cz} \ll \Delta^0_{SAS}$ и, соответственно, справедливо соотношение (4). В этом случае должно наблюдаться лишь плавное смещение максимумов ММП осцилляций в область более сильных B_z, обусловленное зависимостью $\Delta_{SAS}(B_x)$. Сбой фазы ММП осцилляций также наблюдался для квантовой ямы шириной 36 нм при углах наклона более 85°. В более узких ямах сбой фазы нам обнаружить не удалось.

Используя величину параметра $dk_F = 4.22$, мы рассчитали по формуле (4) зависимости $B_{xj}(1/B_z)$

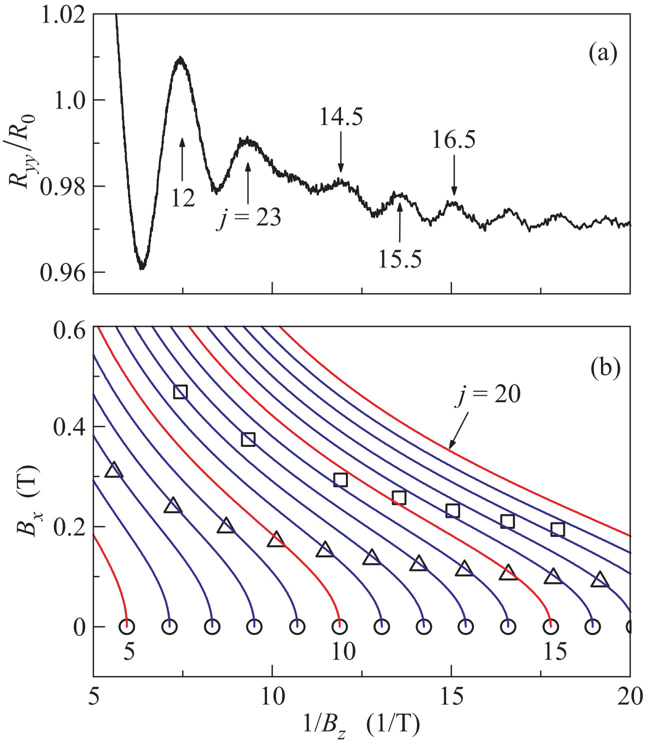

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость $R_{yy}(B_z)/R_0$ при $T = 4.2$ K для образца # 1. Угол наклона $\alpha \approx 74^\circ$. Стрелками отмечены ММП максимумы. (b) – Сплошные линии – положения ММП максимумов в плоскости координат $(B_x, 1/B_z)$ для квантовой ямы шириной $d_W = 46$ нм, расчетные по формуле (4): $\Delta^0_{SAS} = 1.44$ мэВ; $dk_F = 4.22$; $j = 5, 6, 7,...,20$. Окружности, треугольники и квадраты – экспериментальные позиции ММП максимумов для углов $\alpha = 0$, 59.9° и 74.0°, соответственно

для ММП максимумов с номерами $j > 5$. Результаты расчетов представлены на рис. 6b сплошными кривыми. Позиции ММП максимумов для углов наклона $\alpha = 0$, 59.9° и 74.0° на этом рисунке обозначены окружностями, треугольниками и квадратами, соответственно. Для углов $\alpha < 72^\circ$ все максимумы ложатся на расчетные зависимости, как это показано на рис. 6b для угла $\alpha = 59.9^\circ$. Для углов $\alpha > 72^\circ$ ММП максимумы до точки сбоя ложатся также на расчетные зависимости, однако после сбоя они располагаются между ними. Это означает, что ММП максимумам сопротивления после точки сбоя соответствуют полуцелые значения j. Другими словами, ММП осцилляции после сбоя меняют фазу на π.

Одной из умозрительных причин биений ММП осцилляции может быть расщепление Зеемана, которое возрастает с увеличением угла α в области полей B_z, где биения наблюдаются. Однако величина этого расщепления зависит линейно от B, поэтому оно должно приводить лишь к расщеплению ММП пиков, а не к биениям [23]. К тому же мы не видим влияния расщепления Зеемана на осцилляции ШДГ в магнитном поле $B_z \sim 2$ Тл, что позволяет исключить эту причину из рассмотрения. Так как биения ММП осцилляций наблюдаются в области полей B_z, где осцилляции ШДГ уже подавлены, то они могут быть связаны только лишь с пересечениями уровней Ландау. То есть при увеличении α одна серия пересечений уровней Ландау с номерами j распадается на две серии, что приводит к ММП осцилляциям с близкими периодами и, соответственно, к их биениям. В работах [16, 20, 24] было показано, что при больших углах α пересечения уровней Ландау для одной и той же разности номеров $\delta N = j$ происходят уже не при одном и том же магнитном поле B_{zj}, а при различных. Мы считаем, что такая трансформация пересечений и приводит к биениям ММП осцилляций.

Таким образом, нами показано, что для одиночных GaAs квантовых ям шириной от 22 до 46 нм с двумя заполненными подзонами E^S и E^{AS} экспериментальные зависимости $\Delta_{SAS}(B_x)$ в условиях $\hbar\omega_{cz} \ll \Delta_{SAS}$ и $(\hbar/eB_x)^{1/2} > d/2$ хорошо описываются уравнением (4) с одним подгоночным параметром dk_F. Кроме того, показано, что исчезновение ММП осцилляций с малыми номерами в наклонных магнитных полях хорошо описывается с помощью формул (3) и (4). В квантовых ямах шириной 46 и 36 нм при углах наклона магнитного поля $\alpha > 72^\circ$ и $\alpha > 85^\circ$ соответственно, обнаружены биения ММП осцилляций. Теоретическая интерпретация такого неожиданного поведения ММП осцилляций пока отсутствует.

Авторы благодарят Алексея Ненашева за плодотворные обсуждения экспериментальных результатов.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект: # 16-02-00592 и Национальный научного фонда (Отдел материаловедения, грант # 1702594).

1. G. S. Boebinger, A. Passner, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **43**, 12673(R) (1991).
2. J. Hu and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **46**, 12554 (1992).
3. V. M. Polyanovskii, Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov **22**, 2230 (1988) [Sov. Phys.-Semicond. **22**, 1408 (1988)].
4. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
5. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
6. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).

7. A. A. Bykov, D. R. Islamov, A. V. Goran, and A. I. Toropov, JETP Lett. **87**, 477 (2008).
8. N. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, and O. E. Raichev, Phys. Rev. B **77**, 205327 (2008).
9. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
10. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
11. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **82**, 165333 (2010).
12. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **100**, 891 (2014) [JETP Lett. **100**, 786 (2015)].
13. S. Dietrich, J. Kanter, W. Mayer, S. Vitkalov, D. V. Dmitriev, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **92**, 155411 (2015).
14. A. A. Bykov, A. V. Goran, and A. K. Bakarov, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 28LT01 (2018).
15. 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).
16. N. Kumada, K. Iwata, K. Tagashira, Y. Shimoda, K. Muraki, Y. Hirayama, and A. Sawada, Phys. Rev. B **77**, 155324 (2008).
17. I. A. Larkin, S. Ujevic, S. Wiedmann, N. Mamani, G. M. Gusev, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, J. Phys.: Conf. Ser. **456**, 012025 (2013).
18. W. Mayer, J. Kanter, J. Shabani, S. Vitkalov, A. K. Bakarov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **93**, 115309 (2016).
19. W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **93**, 245436 (2016).
20. W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **96**, 045436 (2017).
21. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
22. D. V. Dmitriev, I. S. Strygin, A. A. Bykov, S. Dietrich, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **95**, 420 (2012).
23. С. А. Тарасенко, Н. С. Аверкиев, Письма в ЖЭТФ **75**, 669 (2002) [JETP Lett. **75**, 552 (2002)].
24. Yu. G. Arapov, V. N. Neverov, G. I. Harus, N. G. Shelushinina, and M. Ya. Yakunin, Low Temp. Phys. **35**, 133 (2009).