Письма в ЖЭТФ, том 87, вып. 9, с. 563 – 567 © 2008 г. 10 мая

Микроволновое фотосопротивление в двойной квантовой яме при больших факторах заполнения

А. А. Быков[1)], *Д. Р. Исламов*, *А. В. Горан*, *А. И. Торопов*

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2008 г.

Исследовано влияние микроволнового излучения миллиметрового диапазона на электронный транспорт в двойной GaAs квантовой яме при температуре 4.2 К в магнитных полях до 2 Тл. Показано, что в изучаемой двумерной электронной системе в области больших факторов заполнения возникают осцилляции сопротивления (проводимости), положение максимумов которых в магнитном поле определяется условием $\Delta_{\mathrm{SAS}}/\hbar = l\omega_{\mathrm{c}}$, где $\Delta_{\mathrm{SAS}} = (E_2 - E_1)$ – расщепление подуровней размерного квантования в двойной квантовой яме, ω_{c} – циклотронная частота, а l – целое положительное число. Обнаружено, что в двойной квантовой яме микроволновое поле существенно модифицирует эти осцилляции, приводя к знакопеременной, изменяющейся с двумя периодами зависимости фотосопротивления от обратного магнитного поля.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Исследования последних лет показали, что в двумерных (2D) электронных системах в области больших факторов заполнения возникают осцилляции сопротивления, положение которых в магнитном поле определяется отношением некоторой характерной энергии к $\hbar\omega_{\mathrm{c}}$ [1–5], где $\omega_{\mathrm{c}} = eB/m^*$ – циклотронная частота вращения электрона с эффективной массой m^* в магнитном поле B. Общеизвестным типом таких осцилляций являются осцилляции сопротивления, возникающие в сильном магнитном поле и обусловленные магнетофононным резонансом (МФР) [6]. Сопротивление в этом случае является периодической функцией отношения $\omega_{\mathrm{LO}}/\omega_{\mathrm{c}}$, где ω_{LO} – частота продольного оптического фонона. Спустя много лет после открытия МФР, было обнаружено, что резонансное взаимодействие 2D электронов в полупроводниковых гетероструктурах возможно не только с оптическими [7, 8], но и с акустическими фононами [1, 9]. Оказалось, что при больших факторах заполнения – когда под уровнем Ферми находится большое число уровней Ландау – реализуются такие правила отбора, при выполнении которых МФР может возникать и при взаимодействии носителей заряда с акустическими фононами.

Суть этих правил отбора состоит в том, что при переходе электрона с заполненного уровня Ландау на следующий пустой его импульс k_x должен изменяться на удвоенную величину волнового вектора Ферми $\Delta k_x \sim 2k_{\mathrm{F}}$. Изменение импульса на $2k_{\mathrm{F}}$ соответствуют максимальной длине прыжка центра электронной орбиты Δy, равной двум циклотронным радиусам, $\Delta y \sim 2R_{\mathrm{c}}$. То есть, резонансное рассеяние электронов с участием акустических фононов происходит при выполнении условия $2k_{\mathrm{F}}u_{\mathrm{s}} = \omega_{\mathrm{s}} \sim l\omega_{\mathrm{c}}$, где u_{s} – скорость распространения акустических волн. Такая модуляция рассеяния носителей заряда в 2D системах при больших факторах заполнения приводит к осцилляциям сопротивления, период которых определяется отношением $\omega_{\mathrm{s}}/\omega_{\mathrm{c}}$ [1, 9]. Эти осцилляции ($\omega_{\mathrm{s}}/\omega_{\mathrm{c}}$-осцилляции) в отличие от $\omega_{\mathrm{LO}}/\omega_{\mathrm{c}}$-осцилляций, обусловленных резонансным взаимодействием электронов с продольными оптическими фононами, наблюдаются при $T < 30$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл.

Энергия, необходимая электрону для межуровневых переходов в условиях сильных магнитных полей, может быть получена не только от фононной подсистемы, но и при поглощении микроволнового излучения [2]. В этом случае при больших факторах заполнения возникают осцилляции сопротивления, положение которых в магнитном поле задается отношением $\omega/\omega_{\mathrm{c}}$, где $\omega/2\pi$ – частота микроволнового поля. При этом сопротивление 2D электронного газа при облучении его микроволновым полем может быть выражено как $R^\omega = R^0 + \Delta R^\omega$, где R^0 – темновое сопротивление, то есть сопротивление в отсутствие облучения, ΔR^ω – добавка к сопротивлению, обусловленная облучением образца (фотосопротивление). Магнетополевые осцилляции R^ω возникают в 2D электронном газе под действием микроволнового излучения вследствие того, что ΔR^ω является осциллирующей знакопеременной функцией отношения

1)e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

ω/ω_c с максимумами и минимумами, расположенными около циклотронного резонанса и его гармоник [10 – 16]. Мы обнаружили, что возникающие под действием микроволнового поля ω/ω_c-осцилляции в двойной GaAs квантовой яме в отличие от одиночной “изрезаны” $\omega_{\rm SAS}/\omega_c$-осцилляциями, где $\omega_{\rm SAS} = \Delta_{\rm SAS}/\hbar$, а $\Delta_{\rm SAS}$ – расщепление подуровней размерного квантования в двойной квантовой яме.

Исследуемые в работе гетероструктуры представляли собой симметрично легированные одиночные и двойные GaAs квантовые ямы. Толщина AlGaAs барьера в двойной квантовой яме составляла 2 нм. Ширина одиночной квантовой ямы и туннельно-связанных квантовых ям составляла 13 нм. Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на GaAs подложках, отклонение у которых от плоскости (100) не превышало 0.02°. Измерения проводились методом ван дер Пау и в геометрии диска Корбино при температуре 4.2 К в магнитных полях до 2 Тл. Микроволновое излучение подавалось на образец по круглому волноводу с внутренним диаметром 6 мм. Образец располагался в 2–3 мм от открытого конца волновода. Максимальная выходная мощность микроволнового излучения используемых генераторов составляла $P_{\rm out} = (4-10)$ мВт. Влияние микроволнового поля на сопротивление и проводимость 2D электронного газа исследовалось в режиме непрерывной генерации.

Измерения методом ван дер Пау проводились на переменном токе $I_{\rm ac}$ частотой (0.3–1) кГц с амплитудой $(1-10)\cdot 10^{-6}$ А на образцах квадратной формы размером 4×4 мм с омическими контактами, расположенными в углах квадрата. Стороны квадрата были ориентированы вдоль направлений [110] и [1$\bar{1}$0]. Концентрация 2D электронов n_e вычислялась из холловского напряжения, измеряемого с омических контактов, расположенных на одной из диагоналей квадрата при протекании тока $I_{\rm ac}$ между контактами, лежащими на другой диагонали образца. Для одиночной квантовой ямы электронная концентрация составляла $n_e = 8.1\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, а для двойной – $n_e = 9.0\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Удельные сопротивления $\rho_{\rm xx}$ и $\rho_{\rm yy}$ вычислялись по методике, описанной в работе [17], из результатов измерения напряжений с контактов, расположенных на одной из сторон квадрата при протекании тока между контактами, находящимися на противоположной стороне образца в соответствии со схемами, изображенными на вставках рис.1. Подвижности $\mu_{\rm x}$ и $\mu_{\rm y}$, соответствующие направлениям [110] и [1$\bar{1}$0], вычислялись из величин $\rho_{\rm xx}$ и $\rho_{\rm yy}$ при $B = 0$ и величин n_e, определенных из холловского сопротивления $\rho_{\rm xy}$. При $T = 4.2$ К они составляли: для

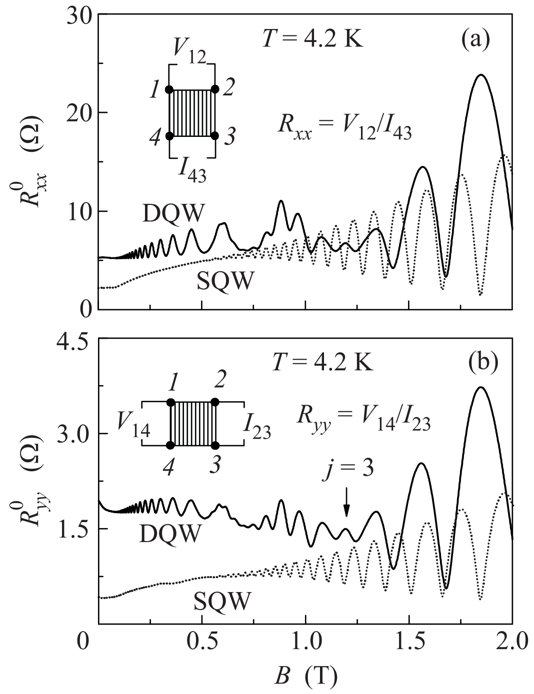

Рис.1. Зависимости сопротивления от B 2D электронного газа в двойной GaAs квантовой яме (DQW, сплошная линия) и в одинарной (SQW, пунктирная линия), измеренные на квадратных образцах методом ван дер Пау при $T = 4.2$ К: (a) $R^0_{\rm xx}(B)$, (b) $R^0_{\rm yy}(B)$. Стрелкой указано положение узла биений $j = 3$. На вставках изображены измерительные схемы

одиночной GaAs квантовой ямы $\mu_{\rm x} = 1.2\cdot 10^6$ см^2/Вс, $\mu_{\rm y} = 2.0\cdot 10^6$ см^2/Вс; для двойной GaAs квантовой ямы $\mu_{\rm x} = 0.4\cdot 10^6$ см^2/Вс, $\mu_{\rm y} = 0.54\cdot 10^6$ см^2/Вс.

Диски Корбино изготавливались методом вжигания индия. Так же, как и для измерений методом ван дер Пау, исходные образцы имели форму квадрата размером 4×4 мм со сторонами, ориентированными вдоль направлений [110] и [1$\bar{1}$0]. Внутренний диаметр 2D электронного диска составлял ~ 0.5 мм, а внешний – ~ 3 мм. Схематический вид диска Корбино представлен на вставке к рис.2b. Серые области соответствуют индиевым контактам к 2D электронному газу, который изображен белым цветом. Проводимость диска Корбино $G_{\rm rr} = I_{\rm ac}/V_{\rm ac}$ измерялась на переменном токе $I_{\rm ac}$ частотой (0.3–1) кГц. Напряжение между контактами $V_{\rm ac}$ не превышало 1 мВ.

На рис.1 представлены зависимости $R^0_{\rm xx}(B)$ и $R^0_{\rm yy}(B)$ для 2D электронного газа в двойной квантовой яме и одиночной. В исследуемых гетероструктурах величины $R^0_{\rm xx}(B)$ и $R^0_{\rm yy}(B)$ в нулевом магнитном поле существенно отличаются. Такое различие связано с анизотропией электронной подвижности в направлениях [1$\bar{1}$0] и [110], обусловленной простран-

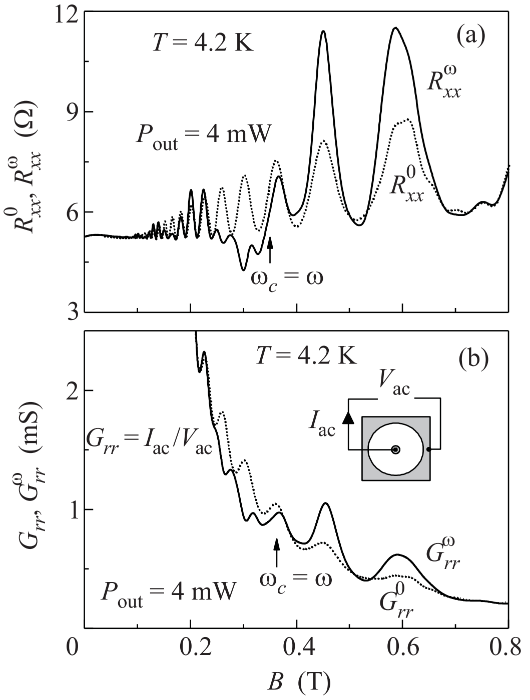

Рис.2. Зависимости сопротивления и проводимости от B 2D электронного газа в двойной GaAs квантовой яме в отсутствие (пунктирная линия) и присутствии (сплошная линия) микроволнового излучения частотой 142 ГГц, измеренные методом ван дер Пау и в геометрии диска Корбино при $T = 4.2$ K: (a) $R^0_{\rm xx}(B)$ и $R^\omega_{\rm xx}(B)$, (b) $G^0_{\rm rr}(B)$ и $G^\omega_{\rm rr}(B)$. Стрелками указано положение циклотронного резонанса. На вставке изображена измерительная схема

ственной модуляцией гетерограниц, возникающей в процессе синтеза гетероструктур методом МЛЭ на (100) GaAs подложках [18 – 20]. Из рисунка видно, что магнетополевые зависимости сопротивления в двойной квантовой яме и одиночной существенно отличаются. Фурье-анализ показал, что в гетероструктурах с одиночной квантовой ямой при $B > 0.6$ Тл проявляются лишь осцилляции Шубникова-де Гааза (ШдГ). Их период в обратном магнитном поле соответствует электронной концентрации, определенной из холловского сопротивления. При этом в области $B < 0.6$ Тл в зависимости $R^0_{yy}(B)$ наблюдается несколько осцилляций, связанных с акустическим МФР в одиночных GaAs квантовых ямах [9].

Анализ зависимостей $R^0_{\rm xx}(1/B)$ и $R^0_{\rm yy}(1/B)$ для двойной квантовой ямы показал, что в этом случае в экспериментальных кривых проявляются осцилляции с двумя существенно отличающимися периодами [21]. Осцилляции с меньшим периодом являются осцилляциями ШдГ, как и в одиночной квантовой яме, они проявляются в полях более 0.6 Тл. Их период в обратном магнитном поле приблизительно соответствует половинной концентрации, определенной из холловского сопротивления. Как видно из рисунка, осцилляции ШдГ в двойной квантовой яме испытывают биения. Положение узлов биений соответствует соотношению [22] $B_j = h(n_1 - n_2)/je$, где $(n_1 - n_2)$ – разность электронных концентраций на уровнях E_1 и E_2, j – целое нечетное число. На рис.1b узел для $j = 3$ показан стрелкой. Исходя из величины B_3, мы определили, что в нашей структуре $(n_1 - n_2) = 0.86 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Такая разность концентраций соответствует $E_2 - E_1 = \Delta_{\rm SAS} \sim 3.1$ мэВ, что близко к расчетному значению энергетического расщепления подуровней размерного квантования, обусловленного туннельной связью в исследуемой двойной GaAs квантовой яме с AlGaAs барьером толщиной 2 нм. Мы установили, что положение максимумов осцилляций сопротивления с большим периодом в обратном магнитном поле определяется условием $\Delta_{\rm SAS}/\hbar = \omega_{\rm SAS} = l\omega_{\rm c}$. В двойной GaAs квантовой яме при $T = 4.2$ К $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляции начинают проявляться при $B > 0.1$ Тл.

На рис.2a представлены зависимости сопротивления 2D электронного газа в двойной GaAs квантовой яме от B при $T = 4.2$ К без излучения и с излучением на частоте 142 ГГц. Видно, что излучение слабо влияет на сопротивление в минимумах $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляций. Как и в одиночных квантовых ямах [2, 11, 23 – 25], микроволновое поле не изменяет сопротивление 2D электронного газа в двойной GaAs квантовой яме в условиях, соответствующих циклотронному резонансу и его гармоникам $\omega \sim l\omega_{\rm c}$. Наиболее драматично под действием излучения изменяется сопротивление в максимумах $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляций. В областях, соответствующих максимумам $\omega/\omega_{\rm c}$-осцилляций, их амплитуда значительно возрастает, а в областях, соответствующих минимумам, максимумы $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляций трансформируются в минимумы. То есть эксперимент показывает, что под действием микроволнового излучения в двойной GaAs квантовой яме, как и в одиночной, возникают $\omega/\omega_{\rm c}$-осцилляции. Однако в этом случае они “изрезаны” $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляциями. Рис.2b показывает, что аналогичное поведение наблюдается для проводимости, измеренной в геометрии диска Корбино. При этом положения экстремумов магнетополевых зависимостей сопротивления и проводимости совпадают. Причем, как это хорошо видно на рис.3, $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляции в микроволновом поле изменяются не только по амплитуде, но и по фазе.

Рис.4 демонстрирует зависимости $\Delta R^\omega_{\rm xx}(B)$ для двух ω, отличающихся в два раза, при различных

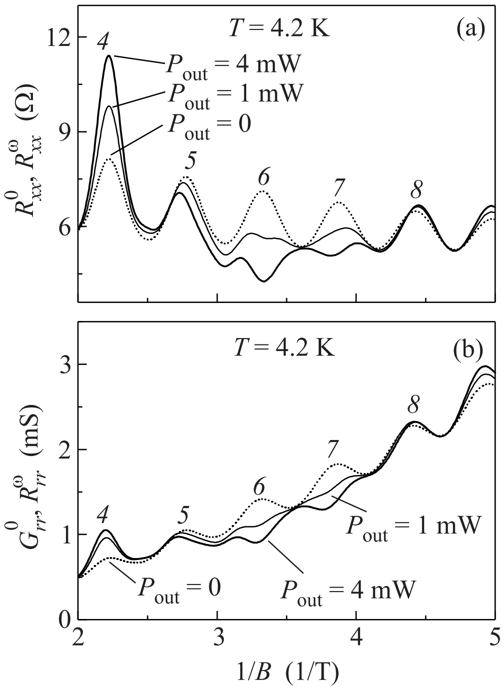

Рис.3. Зависимости сопротивления и проводимости от $1/B$ 2D электронного газа в двойной GaAs квантовой яме для различных мощностей микроволнового излучения частотой 142 ГГц на выходе из генератора, измеренные методом ван дер Пау и в геометрии диска Корбино при $T = 4.2$ K: (a) $R^0_{\rm xx}(1/B)$ и $R^\omega_{\rm xx}(1/B)$, (b) $G^0_{\rm rr}(1/B)$ и $G^\omega_{\rm rr}(1/B)$. Цифрами обозначены максимумы $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляций сопротивления и проводимости

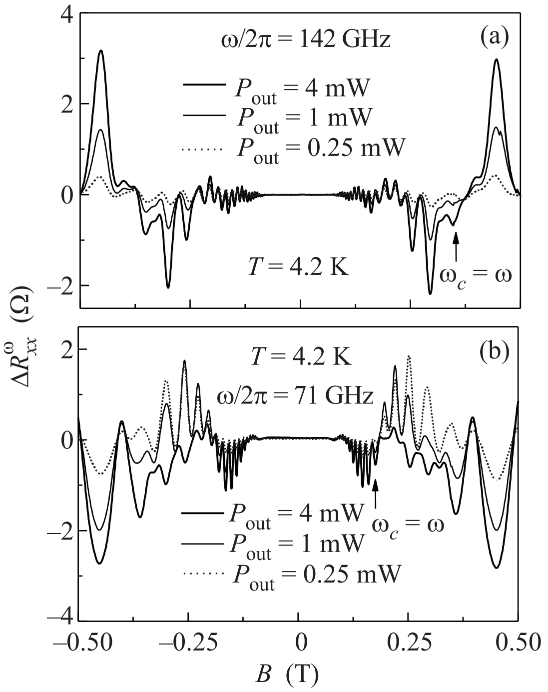

Рис.4. Зависимости фотосопротивления от B 2D электронного газа в двойной GaAs квантовой яме для различных мощностей микроволнового излучения на выходе из генератора, измеренные на квадратном образце методом ван дер Пау при $T = 4.2$ K: (a) $\omega/2\pi = 142$ ГГц, (b) $\omega/2\pi = 71$ ГГц. Стрелками указано положение циклотронного резонанса

уровнях выходной мощности генераторов излучения $P_{\rm out}$. Как видно из рисунка, зависимости $\Delta R^\omega_{\rm xx}(B)$ симметричны относительно $B = 0$. При этом для зависимостей $\Delta R^\omega_{\rm yy}(B)$ наблюдалась незначительная магнетополевая асимметрия (не приведено на рисунках). Мы связываем это с тем, что вклад в $\Delta R^\omega_{\rm yy}(B)$ от краевых магнетоплазмонов больше (из-за меньшего сопротивления), чем в $\Delta R^\omega_{\rm xx}(B)$. Период $\omega/\omega_{\rm c}$-осцилляций в двойных квантовых ямах, как и в одиночных, при уменьшении ω в два раза также изменяется в два раза. Кроме того, видно, что для $\omega/2\pi = 71$ ГГц в области B, где $\omega_{\rm c} > \omega$, при увеличении $P_{\rm out}$ наблюдается изменение $\Delta R^\omega_{\rm xx}$ с положительного на отрицательное. Для частоты 142 ГГц в этой области магнитных полей нами такого поведения $\Delta R^\omega_{\rm xx}(P_{\rm out})$ обнаружено не было. Мы объясняем это тем, что для $\omega/2\pi = 142$ ГГц максимальной выходной мощности используемого генератора было недостаточно для наблюдения такого поведения. Отметим, что потери в используемом нами волноводе на частоте $\omega/2\pi = 142$ ГГц существенно больше, чем потери на частоте 71 ГГц. Это означает, что для одинаковой $P_{\rm out}$ падающая на образец мощность была больше на частоте 71 ГГц по сравнению с частотой $\omega/2\pi = 142$ ГГц.

Возникновение $\omega_{\rm SAS}/\omega_{\rm c}$-осцилляции в двойных квантовых ямах, по нашему мнению, обусловлено модуляцией рассеяния носителей заряда в области больших факторов заполнения [1]. Как отмечалось выше, такая модуляция связана с тем, что при переходе электрона между уровнями Ландау его импульс $k_{\rm x}$ должен изменяться на $2k_{\rm F}$. Изменение $k_{\rm x}$ на $2k_{\rm F}$ соответствует максимальной длине прыжка центра электронной орбиты на величину $\Delta y \sim 2R_{\rm c}$. В одиночной квантовой яме для таких прыжков требуется кинетическая энергия, которая может быть получена от фононной подсистемы [1, 9] или за счет поглощения микроволнового излучения [2]. В двойной квантовой яме, когда под уровнем Ферми находятся два уровня размерного квантования (E_1 и E_2), в магнитном поле возникают две "лестницы" уровней Ландау. Это приводит к тому, что при выполнении условия $\Delta_{\rm SAS}/\hbar = l\omega_{\rm c}$ в магнитном поле возникают точки пересечения уровней Ландау, относящихся к двум различным "лестницам". При совпадении уровня Ферми с точкой пересечения двух уровней Ландау для реализации наиболее вероятного прыжка в координатном пространстве на расстояние $2R_c$ изменение кинетической энергии не требуется, однако необходимо изменение импульса на $2k_F$. Изменение импульса электрона в этом случае происходит при его рассеянии на короткодействующем потенциале [26].

Таким образом, при больших факторах заполнения в двойных квантовых ямах при совпадении уровня Ферми с двумя пересекающимися уровнями Ландау возникает "резонансный" канал диффузионного движения электронов с длиной прыжка $\sim 2R_c$, который приводит к ω_{SAS}/ω_c-осцилляциям сопротивления и проводимости. Такая модель возникновения ω_{SAS}/ω_c-осцилляций полностью согласуется с влиянием микроволнового поля на их амплитуду. Вероятность непрямых оптических переходов электронов в максимумах ω_{SAS}/ω_c-осцилляций увеличивается, по меньшей мере, в два раза по сравнению с минимумами, так как в этом случае переходы происходят с двух заполненных уровней Ландау на два пустых. Зависимость вероятности непрямых оптических переходов от величины отношения ω_{SAS}/ω_c модифицирует индуцированные микроволновым излучением ω/ω_c-осцилляции. Эта модификация приводит к тому, что ω/ω_c-осцилляции в двойной квантовой яме являются "огибающими" для ω_{SAS}/ω_c-осцилляций.

Таким образом, мы экспериментально обнаружили, что в двойной GaAs квантовой яме с модулированным легированием микроволновое поле существенно модифицирует поведение диссипативного сопротивления (проводимости) при больших факторах заполнения, приводя к осциллирующей с двумя периодами зависимости его (ее) величины от обратного магнитного поля. Больший период этих осцилляций обусловлен тем, что микроволновое фотосопротивление 2D электронной системы, помещенной в перпендикулярное магнитное поле, является осциллирующей знакопеременной функцией отношения ω/ω_c с максимумами и минимумами, расположенными около циклотронного резонанса и его гармоник [10–16]. Меньший период обусловлен влиянием микроволнового поля на амплитуду и фазу ω_{SAS}/ω_c-осцилляций. Мы установили, что микроволновое фотосопротивление 2D электронного газа в некоторых максимумах ω_{SAS}/ω_c-осцилляций имеет знакопеременную зависимость от уровня микроволновой мощности. Строгая интерпретация полученных экспериментальных данных требует построения теории микроволновой фотопроводимости в туннельно-связанных квантовых ямах при больших факторах заполнения.

Авторы благодарят А.В. Чаплика и Д.В. Номоконова за полезные дискуссии. Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 08-02-01051.

---

1. M. A. Zudov, I. V. Ponamorev, A. L. Efros et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3614 (2001).
2. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons et al., Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
3. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
4. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 348 (2005).
5. A. A. Bykov, Jing-qiao Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
6. В. Л. Гуревич, Ю. Фирсов, ЖЭТФ **40**, 199 (1961).
7. D. C. Tsui, T. Englert, A. Y. Cho, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **44**, 341 (1980).
8. C. Faugeras, D. K. Maude, G. Martinez et al., Phys. Rev. B **69**, 073405 (2004).
9. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 646 (2005).
10. В. И. Рыжий, ФТТ **11**, 2577 (1969).
11. С. И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 681 (2003).
12. X. L. Lei and S. Y. Liu, Phys. Rev. Lett. **91**, 226805 (2003).
13. В. Шикин, Письма в ЖЭТФ **77**, 281 (2003).
14. J. Inarrea and G. Platero, Phys. Rev. Lett. **94**, 016806 (2005).
15. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner et al., Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
16. В. А. Волков, Э. Е. Тахтамиров, ЖЭТФ **131**, 681, (2007).
17. O. Bierwagen, R. Pomraenke, S. Eilers et al., Phys. Rev. B **70**, 165307 (2004).
18. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 182 (2001).
19. А. К. Бакаров, А. А. Быков, Н. Д. Аксенова и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 794 (2003).
20. А. В. Горан, А. А. Быков, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 608 (2004).
21. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 1048 (2003).
22. G. S. Boebinger, A. Passner, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. B **43**, 12673 (1991).
23. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Nature **420**, 646 (2002).
24. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
25. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
26. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 165 (2003).