Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 10, с. 671 – 676 © 2019 г. 25 ноября

Индуцированное микроволновым излучением магнето-межподзонное рассеяние в квадратной решетке антиточек

А. А. Быков[*×1)], *И. С. Стрыгин*[*×], *А. В. Горан*[*], *Е. Е. Родякина*[*×], *Д. В. Номоконов*[*], *И. В. Марчишин*[*], *С. Абеди*[+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 9 октября 2019 г.
После переработки 9 октября 2019 г.
Принята к публикации 9 октября 2019 г.

Исследовано влияние микроволнового излучения на низкотемпературный магнетотранспорт электронов в квадратной решетке антиточек с периодом $d \approx 0.8$ мкм, изготовленной на основе GaAs квантовой ямы с двумя заполненными энергетическими подзонами E_1 и E_2. Показано, что в исследуемой решетке антиточек вследствие значительной разницы концентраций электронов в подзонах наблюдаются соизмеримые осцилляции сопротивления лишь для первой подзоны. Обнаружено, что под действием микроволнового излучения в условиях циклотронного резонанса на фоне основного соизмеримого пика возникают осцилляции сопротивления, периодичные по обратному магнитному полю. Установлено, что период этих осцилляций соответствует периоду магнето-межподзонных осцилляций. Обнаруженный эффект объясняется возрастанием скорости межподзонного рассеяния вследствие различного разогрева электронов в подзонах E_1 и E_2.

DOI: 10.1134/S0370274X19220065

Влияние микроволнового излучения на транспорт двумерного (2D) электронного газа в решетках антиточек, изготовленных на основе GaAs квантовых ям с одной заполненной энергетической подзоной E_1, изучается со времени создания таких низкоразмерных систем [1–3]. Всплеск интереса к этой области исследований в последнее десятилетие был обусловлен открытием осцилляций сопротивления, индуцированных микроволновым излучением (английская аббревиатура MIRO – *microwave-induced resistance oscillations*) в 2D электронном газе при больших факторах заполнения [4–6]. Период этих осцилляций определяется отношением круговой частоты микроволнового излучения ω к циклотронной частоте $\omega_c = eB/m^*$, где B – магнитное поле, а m^* – эффективная масса электронов, вследствие чего такие осцилляции сопротивления часто называют ω/ω_c-осцилляциями. Сравнительно недавно ω/ω_c-осцилляции были обнаружены в одномерных латеральных сверхрешетках [7, 8]. В этих работах было показано, что, как и в "мелкой" треугольной решетке антиточек [3], соизмеримые геометрические резонансы сопротивления и ω/ω_c-осцилляции сосуществуют.

Заполнение в квантовой яме второй энергетической подзоны E_2 приводит к тому, что в этом случае сопротивление ρ_{xy} будет определяться уже суммарной концентрацией электронов в подзонах $n_H = n_1 + n_2$, а в зависимости $\rho_{xx}(B)$ будут проявляться две серии осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ). Транспорт в двухподзонной системе определяется не только процессами рассеяния электронов в каждой из подзон в отдельности, но также еще и межподзонным рассеянием [9–13]. Наиболее ярким проявлением межподзонного рассеяния являются магнето-межподзонные (ММП) осцилляции сопротивления (английская аббревиатура MISO – *magneto-intersubband oscillations*), период и амплитуда которых определяются выражениями:

$$E_2 - E_1 = k\hbar\omega_c, \qquad (1)$$

$$\Delta\rho_{\rm MISO}/\rho_0 = A_{\rm MISO}\lambda^2_{\rm MISO}\cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c), \qquad (2)$$

где E_1 – положение дна первой подзоны, E_2 – положение дна второй подзоны, k – целое положительное число, $\rho_0 = \rho_{xx}(B=0)$, $A_{\rm MISO} = 2\tau_{tr}/\tau_{12}$, τ_{tr} – транспортное время рассеяния, τ_{12} – время межподзонного

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

рассеяния, $\lambda^2_{\mathrm{MISO}} = \lambda_1\lambda_2$, $\lambda_1 = \exp(-\pi/\omega_c\tau_{q1})$ и $\lambda_2 = \exp(-\pi/\omega_c\tau_{q2})$ – факторы Дингла в первой и второй подзонах, τ_{q1} и τ_{q2} – квантовые времена жизни в энергетических подзонах, $\lambda_{\mathrm{MISO}} = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q^{\mathrm{MISO}})$, $\tau_q^{\mathrm{MISO}} = 2\tau_{q1}\tau_{q2}/(\tau_{q1}+\tau_{q2})$, $\Delta_{12} = (E_2 - E_1)$.

К настоящему времени ω/ω_c – осцилляции обнаружены не только в одноподзонных электронных системах, но и в двухподзонных [14–16]. Особенностью микроволнового фотосопротивления двухподзонной электронной системы, по сравнению с одноподзонной, является то, что в ней ω/ω_c-осцилляции сопротивления интерферируют с ММП-осцилляциями [15]. В настоящей работе приводятся первые результаты экспериментального изучения микроволнового фотосопротивления двухподзонной электронной системы в квадратной решетке антиточек, изготовленной на основе одиночной GaAs квантовой ямы с двумя заполненными энергетическими подзонами. Основная цель работы состояла в установлении роли межподзонного рассеяния в микроволновом фотосопротивлении квазидвумерного электронного газа в квадратной решетке антиточек в классически сильных магнитных полях.

Исходная гетероструктура представляла собой одиночную GaAs квантовую яму шириной 26 нм с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [17–19]. Результаты самосогласованного расчета волновых функций электронов для первых двух энергетических подзон в GaAs квантовой яме и зонной диаграммы гетероструктуры представлены на рис. 1. Величина энергетического расщепления $\Delta_{12} = E_2 - E_1$, полученная из расчета, составляла $\Delta_{12} \approx 13.2$ мэВ. Наличие носителей заряда в GaAs квантовой яме обеспечивалось Si δ-легированием. Одиночные Si δ-легированные слои располагались с двух сторон от GaAs квантовой ямы на расстоянии 29.4 нм от ее границ. Расстояние от центра квантовой ямы до планарной поверхности структуры составляло 117.7 нм. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке.

Исследования проводились на мостиках шириной $W = 50$ мкм и длиной $L = 100$ мкм. Мостики изготавливались с использованием оптической фотолитографии и жидкостного травления. На вставке к рис. 2a изображена упрощенная геометрия образца. Образец состоит из двух мостиков, на одном из которых формировалась квадратная решетка антиточек. Период решетки d и диаметр антиточек a составляли: $d \approx 800$ нм; $a \approx 200$ нм. Решетка изготавливалась при помощи электронно-лучевой литографии и "сухого" травления. Эксперименты проводились при температуре $T = 4.2$ K в магнитных полях $B < 2$ Тл. Сопротивление образцов измерялось на переменном токе частотой 762 Гц, величина которого не превышала 10^{-6} А. В исходной гетероструктуре концентрация и подвижность электронов составляли: $n_H \approx 8.1 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$; $\mu \approx 73$ м^2/Вс. Микроволновое излучение подавалось на образец при помощи круглого волновода диаметром 6 мм. Образец располагался в нескольких миллиметрах от открытого конца волновода.

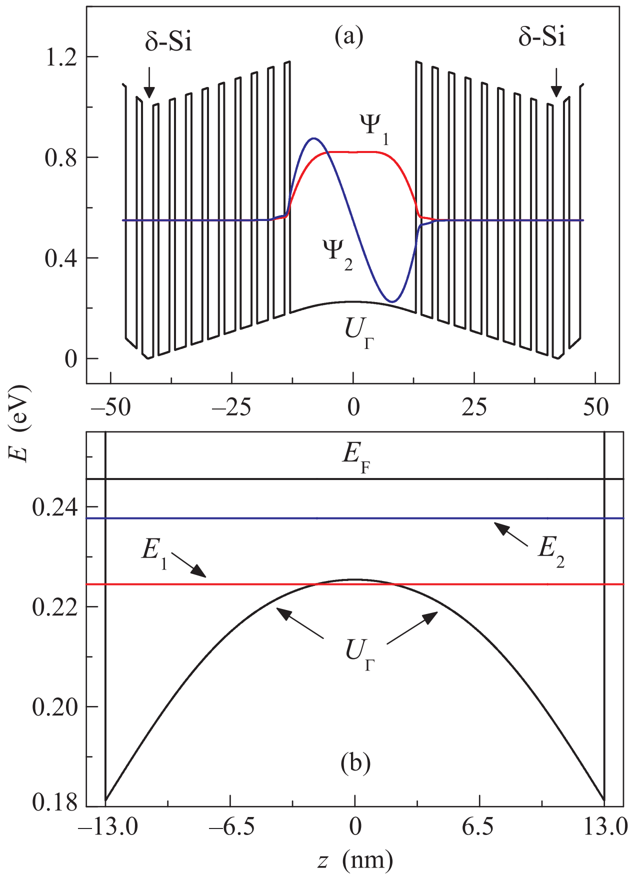

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Потенциальный профиль дна зоны проводимости в Г-точке и волновые функции симметричного $\Psi_1(z)$ и антисимметричного $\Psi_2(z)$ энергетических состояний для квантовой ямы GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs. Стрелками обозначены положения δ-легированных слоев в боковых барьерах. (b) – Зависимости U_Γ, E_1, E_2 и E_F от z

На рисунке 2a представлена зависимость сопротивления R_{23} от магнитного поля B, измеренная при температуре $T = 4.2$ K на контрольном мостике. На этой зависимости в диапазоне магнитных полей $0.1 < B < 0.6$ Тл наблюдаются ММП осцилляции, а в магнитных полях $B > 0.6$ Тл ММП осцилляции

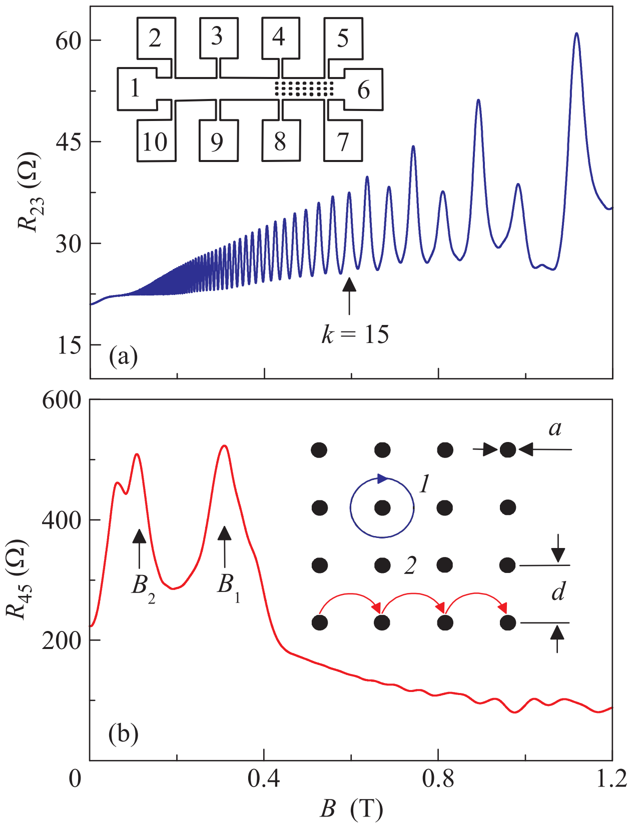

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость $R_{23}(B)$ на контрольном мостике, измеренная при $T = 4.2$ K. Стрелкой указано положение ММП максимума под номером $k = 15$. На вставке изображена геометрия образца, один сегмент которого покрыт антиточками. (b) – Зависимость $R_{45}(B)$, измеренная на мостике с квадратной решеткой антиточек при $T = 4.2$ K. Стрелками указаны магнитные поля B_1 и B_2, при которых $R_{c1}/d \approx 0.5$ и 1.5. На вставке изображены два характерных типа электронных траекторий в квадратной решетке антиточек: *1* – пиннингованная орбита; *2* – убегающая траектория

сосуществуют с осцилляциями ШдГ [17]. В Фурье-спектре зависимости $R_{23}(1/B)$ для контрольного мостика проявляются три частоты. Две из них соответствуют частотам осцилляций ШдГ в первой и второй подзонах ($f_{\mathrm{SdH1}} \approx 12.9$ Тл и $f_{\mathrm{SdH2}} \approx 4.0$ Тл), а третья – ММП осцилляциям ($f_{\mathrm{MISO}} \approx 8.9$ Тл). Вычисленные из частот осцилляций ШдГ концентрации электронов в подзонах составили: $n_1 \approx 6.2 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$; $n_2 \approx 1.9 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$. Определенная из частоты f_{MISO} величина межподзонного расщепления составила $\Delta_{12} \approx 15.2$ мэВ, что близко к значению, полученному из самосогласованного расчета исследуемой квантовой ямы.

На рисунке 2b представлена зависимость сопротивления R_{45} от магнитного поля B, измеренная при температуре $T = 4.2$ K на мостике с квадратной решеткой антиточек. Наиболее ярко в этой зависимости проявляются два пика, отмеченные на рисунке стрелками: $B_1 \approx 0.31$ Тл и $B_2 \approx 0.11$ Тл. Аналогичные пики наблюдались впервые в магнетосопротивлении одноподзонных электронных систем в квадратных решетках антиточек и были объяснены соизмеримостью циклотронного радиуса электронов R_c и периода решетки d [20–23]. Появление геометрических резонансов сопротивления связано с тем, что в решетках антиточек значительный вклад в классический магнетотранспорт вносят электроны, движущиеся по устойчивым пиннингованным и убегающим траекториям [22, 23]. В квадратной решетке антиточек два наиболее ярких соизмеримых пика сопротивления возникают в магнитных полях, при которых $R_c/d \approx 0.5$ и 1.5.

Аналогично двухподзонному магнетотранспорту в одномерных латеральных сверхрешетках [24, 25], в зависимости $R_{45}(B)$ должны наблюдаться две серии геометрических резонансов для каждой из подзон. Однако, как и для одноподзонной системы электронов в квадратной решетке антиточек [21], в зависимости $R_{45}(B)$ наблюдаются лишь два соизмеримых пика. Такую зависимость $R_{45}(B)$ можно объяснить тем, что в решетке антиточек n_1 много больше чем n_2. В этом случае вклад второй подзоны в магнетотранспорт будет незначительным по сравнению с вкладом первой подзоны. Вычисленные из частот осцилляций ШдГ концентрации электронов в подзонах для мостика с решеткой антиточек составили $n_1 \approx 5.9 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$ и $n_2 \approx 1.8 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$, т.е. выполняется условие $n_1 > 3n_2$, что согласуется с нашей интерпретацией. Величины B, при которых отношение $R_{c1}/d \approx 0.5$ и 1.5, составили: $B_1 \approx 0.32$ Тл и $B_2 \approx 0.11$ Тл. Эти расчетные величины хорошо совпадают с их экспериментальными значениями, что указывает на доминирующий вклад первой подзоны в классический магнетотранспорт в исследуемой решетке антиточек.

Рисунок 3a показывает влияние микроволнового излучения на сопротивление двухподзонной электронной системы. В отличие от одноподзонной системы, в двухподзонной наблюдается интерференция ω/ω_c-осцилляций и ММП осцилляций. Такое поведение объясняется влиянием межподзонной связи на частотно зависимую фотоиндуцированную часть неравновесной функции распределения электронов [15]. Рисунок 3b демонстрирует иное влияние микроволнового излучения на сопротивление двухпод-

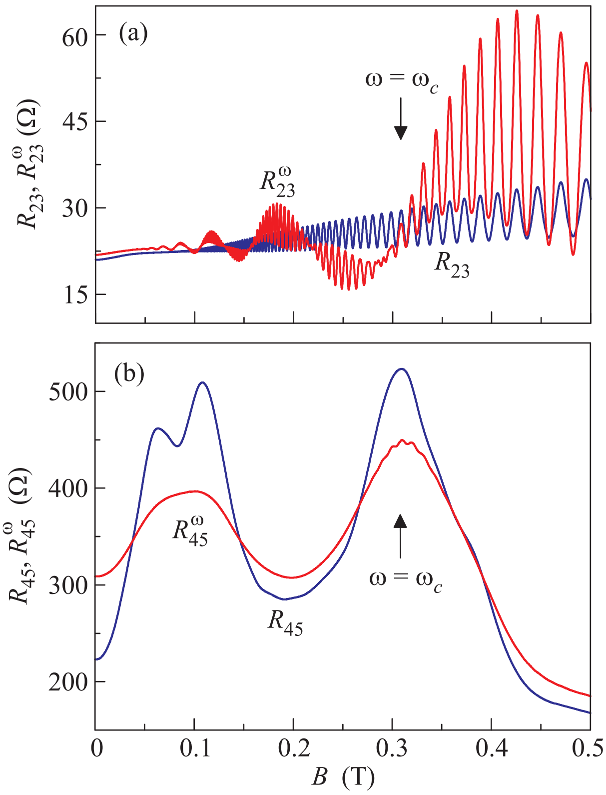

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $R_{23}(B)$ и $R^{\omega}_{23}(B)$, измеренные при $T = 4.2$ K на контрольном мостике без облучения и с облучением на частоте $\omega/2\pi \approx 150$ ГГц. Стрелкой указано положение циклотронного резонанса. (b) – Зависимости $R_{45}(B)$ и $R^{\omega}_{45}(B)$, измеренные при $T = 4.2$ K на квадратной решетке антиточек без облучения и с облучением на частоте $\omega/2\pi \approx 150$ ГГц. Стрелкой указано положение циклотронного резонанса

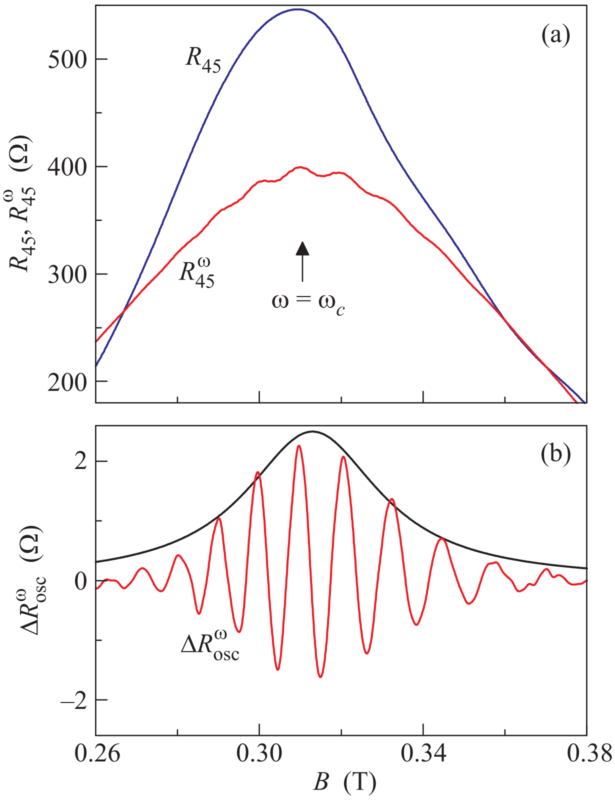

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $R_{45}(B)$ и $R^{\omega}_{45}(B)$ вблизи основного соизмеримого пика, измеренные при $T = 4.2$ K на мостике с квадратной решеткой антиточек без облучения и с облучением на частоте $\omega/2\pi \approx 150$ ГГц. (b) – Толстая линия – зависимость осциллирующей компоненты $\Delta R^{\omega}_{\rm osc}(B)$. Тонкая линия – расчет по формуле Лоренца с подгоночным параметром $\tau_{CR} = 9.7$ пс

зонной электронной системы в квадратной решетке антиточек. В зависимости $R^{\omega}_{45}(B)$ отсутствуют ω/ω_c-осцилляции, а амплитуда соизмеримых пиков значительно подавлена. Мы связываем подавление соизмеримых осцилляций с разогревом электронного газа микроволновым излучением, а отсутствие ω/ω_c-осцилляций – с рассеянием электронов на потенциале антиточек. Необычным является то, что в зависимости $R^{\omega}_{45}(B)$ в условиях циклотронного резонанса появилась осциллирующая компонента, отсутствующая в зависимости $R_{45}(B)$.

Подробное поведение зависимостей $R_{45}(B)$ и $R^{\omega}_{45}(B)$ в области основного соизмеримого пика представлено на рис. 4a. Видно, что в зависимости $R^{\omega}_{45}(B)$, в отличие от $R_{45}(B)$, имеется осциллирующая компонента. Анализ этой компоненты показал, что обнаруженные осцилляции периодичны по $1/B$, а их период соответствует ММП осцилляциям. Удивительным является то, что ММП осцилляции возникают в присутствии микроволнового излучения. В соответствии с формулой (2) амплитуда ММП осцилляций зависит экспоненциально от величины $1/\tau_q^{\rm MISO}$. Рассеяние на антиточках уменьшает $\tau_q^{\rm MISO}$, что приводит к подавлению ММП осцилляций. Разогрев электронного газа также должен приводить к подавлению ММП осцилляций, так как при увеличении температуры $\tau_q^{\rm MISO}$ падает [17]. Однако в эксперименте микроволновое излучение в условиях циклотронного резонанса, наоборот, возрождает ММП осцилляции.

Мы считаем, что появление ММП осцилляций в решетке антиточек под действием микроволнового излучения в области основного соизмеримого пика обусловлено увеличением межподзонного рассеяния вследствие разогрева электронов в подзонах E_1 и E_2 до различных неравновесных температур T_{e1} и T_{e2}. Значительная часть электронов в подзоне E_1 в магнитном поле B_1 движется по пиннингованным орбитам и не сталкивается с антиточками, в отличие от электронов в подзоне E_2. Поэтому ширина линии циклотронного резонанса для электронов в подзоне E_1 будет уже, чем для электронов в подзоне E_2. Таким образом, поглощение микроволнового излучения в условиях циклотронного резонанса в окрестности магнитного поля B_1 будет более интенсивным в первой подзоне, чем во второй, и, соответственно, T_{e1} будет больше T_{e2}.

С нашей точки зрения, в условиях, когда $T_{e1} = T_{e2}$, скорость упругих электронных переходов между подзонами изменится несущественно по сравнению с равновесной ситуацией. В этом случае микроволновый разогрев двухподзонной системы электронов в решетке антиточек должен приводить лишь к уменьшению τ_q^{MISO} за счет увеличения электрон-электронного рассеяния. Однако в условиях, когда $T_{e1} > T_{e2}$, скорость упругих электронных переходов между подзонами на краях энергетического интервала $k_B T_{e1}$ должна увеличиться, что приведет к уменьшению τ_{12}. В энергетическом диапазоне между $E_F + k_B T_{e1}/2$ и $E_F + k_B T_{e2}/2$ скорость переходов из первой подзоны во вторую увеличится, так как энергетические состояния в этом диапазоне в первой подзоне заняты, а во второй – свободны. В диапазоне энергий между $E_F - k_B T_{e1}/2$ и $E_F - k_B T_{e2}/2$ возникают дополнительные электронные переходы из второй подзоны в первую, так как в первой подзоне для таких переходов имеются свободные энергетические состояния.

Рисунок 4b показывает, что зависимость амплитуды обнаруженных ММП осцилляций от B, как и форма классической резонансной линии, хорошо описывается контуром Лоренца с одним подгоночным параметром τ_{CR}. Полученная величина $\tau_{\mathrm{CR}} = 9.7$ пс превышает транспортное время рассеяния электронов в решетке антиточек $\tau_{tr}^{\mathrm{SAL}} \approx 2.9$ пс в несколько раз. Такое соотношение между τ_{tr}^{SAL} и τ_{CR} указывает на то, что ширину резонансной линии определяют электроны в первой подзоне, не сталкивающиеся с антиточками. ММП осцилляции имеют максимальную амплитуду в условиях резонансного поглощения микроволнового излучения, когда T_{e1} максимальна. В этих условиях разность $T_{e1} - T_{e2}$ имеет также максимальную величину, и, соответственно, скорость межподзонных переходов будет максимальна.

Таким образом, в настоящей работе исследован магнетотранспорт двухподзонной системы электронов в квадратной решетке антиточек. Показано, что в исследуемой решетке наблюдаются соизмеримые осцилляции сопротивления лишь для первой подзоны, концентрация электронов в которой больше, чем во второй. Установлено, что под действием микроволнового излучения амплитуда соизмеримых осцилляций в решетке антиточек уменьшается, а ω/ω_c-осцилляции не возникают. Обнаружено, что в условиях циклотронного резонанса на фоне основного соизмеримого пика возникают осцилляции сопротивления, обусловленные магнето-межподзонным рассеянием. Зависимость амплитуды обнаруженных ММП осцилляций от B количественно описывается контуром Лоренца, ширина которого определяется временем релаксации, превышающим транспортное время рассеяния электронов в решетке антиточек. Обнаруженный эффект объясняется уменьшением времени рассеяния между подзонами в условиях различного разогрева электронных подсистем микроволновым излучением.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 18-02-00603 и Национального научного фонда США (Отдел материаловедения, грант # 1702594). При изготовлении образцов было использовано оборудование ЦКП "Наноструктуры" при ИФП СО РАН.

1. A. A. Bykov, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, V. M. Kudryashev, and V. G. Plyukhin, JETP Lett. **53**, 427 (1991).
2. E. Vasiliadou, R. Fleischmann, D. Weiss, D. Heitmann, K. V. Klitzing, T. Geisel, R. Bergmann, H. Schweizer, and C. T. Foxon, Phys. Rev. B **52**, R8658(R) (1995).
3. Z. Q. Yuan, C. L. Yang, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **74**, 075313 (2006).
4. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
5. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, J. A. Simmons, J. R. Wendt, G. A. Vawter, and J. L. Reno, Appl. Phys. Lett. **79**, 2193 (2001).
6. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, Rev. Mod. Phys. **84**, 1709 (2012).
7. A. A. Bykov, I. S. Strygin, E. E. Rodyakina, W. Mayer, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **101**, 703 (2015).
8. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, A. K. Kalagin, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, Appl. Phys. Lett. **108**, 012103 (2016).
9. V. M. Polyanovskii, Sov. Phys. Semicond. **22**, 1408 (1988).
10. P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).
11. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).

12. N.S. Averkiev, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2517 (2001).
13. O.E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
14. A.A. Bykov, D.R. Islamov, A.V. Goran, and A.I. Toropov, JETP Lett. **87**, 477 (2008).
15. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev, T. E. Lamas, A.K. Bakarov, and J.C. Portal, Phys. Rev. B **78**, 121301(R) (2008).
16. A. A. Bykov, A. V. Goran, and A. K. Bakarov, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 28LT01 (2018).
17. A.V. Goran, A.A. Bykov, A.I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
18. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
19. A. A. Bykov, JETP Lett. **100**, 786 (2015).
20. K. Ensslin and P. M. Petroff, Phys. Rev. B **41**, 12307(R) (1990).
21. D. Weiss, M.L. Roukes, A. Menschig, P. Grambow, K. von Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **66**, 2790 (1991).
22. R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, Phys. Rev. Lett. **68**, 1367 (1992).
23. E. M. Baskin, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov, and M. V. Entin, JETP Lett. **55**, 678 (1992).
24. J. P. Lu and M. Shayegan, Phys. Rev. B **58**, 1138 (1998).
25. А. А. Быков, И. С. Стрыгин, А. В. Горан, Д. В. Номоконов, И. В. Марчишин, А. К. Бакаров, Е. Е. Родякина, А. В. Латышев, Письма в ЖЭТФ **110**, 337 (2019).