

Микроволновое фотосопротивление двумерного электронного газа в баллистическом микромостике

А. А. Быков¹⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2009 г.

Исследовано влияние микроволнового излучения миллиметрового диапазона на электронный транспорт в двумерных (2D) баллистических микромостиках на основе одиночных GaAs квантовых ям при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 0.6$ Тл. Обнаружено различие в магнетопольных зависимостях микроволнового фотосопротивления 2D электронного газа в холловских мостиках длиной L и шириной W в условиях, когда $L, W > l_p$ и $L, W < l_p$, где l_p – длина свободного пробега электрона по импульсу. В макроскопических мостиках ($L, W > l_p$) микроволновое фотосопротивление является знакопеременной периодической функцией обратного магнитного поля, а в микромостиках ($L, W < l_p$) – положительной периодической функцией $1/B$. Полученные экспериментальные результаты указывают на различие механизмов возникновения микроволнового фотосопротивления 2D электронного газа в макроскопических и микроскопических мостиках.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Открытые Зудовым более 5 лет назад гигантские магнетопольные осцилляции микроволнового фотосопротивления в полупроводниковой двумерной (2D) системе с высокой электронной подвижностью [1] являются и в настоящее время предметом всестороннего экспериментального и теоретического изучения [2–9]. Обусловлено это тем, что до сих пор остаются дискуссионными причины зануления сопротивления в минимумах этих осцилляций [10–18]. Сопротивление 2D электронной системы при облучении ее микроволновым полем частотой $\omega/2\pi$ может быть выражено как $R^\omega = R^0 + \Delta R^\omega$, где R^0 – темновое сопротивление, то есть сопротивление в отсутствии облучения, ΔR^ω – добавка к сопротивлению, обусловленная облучением образца. Магнетопольные осцилляции R^ω возникают в 2D электронном газе под действием микроволнового излучения вследствие того, что ΔR^ω является осциллирующей знакопеременной функцией отношения ω/ω_c [19–26], где ω_c – циклотронная частота в магнитном поле B .

К настоящему времени разработано несколько теоретических моделей микроволнового фотосопротивления (фотопроводимости) в 2D системах при больших факторах заполнения. Первую из них предложил Рыжий более 30 лет назад [19]. В рамках этой модели микроволновая фотопроводимость 2D электронного газа в сильных магнитных полях обусловлена непрямыми оптическими переходами между уровнями Ландау, наклоненными постоянным электричес-

ким полем. В ситуации, когда уровень Ферми находится между уровнями Ландау, разделенными энергетически, ток вдоль приложенного электрического поля в 2D системе с высокой электронной подвижностью практически отсутствует. Если на 2D систему действует микроволновое поле с круговой частотой ω , близкой к циклотронной частоте ω_c или ее гармонике, то в системе возникает постоянный ток, обусловленный непрямыми межуровневыми переходами электронов с одновременным поглощением фотонов и рассеянием на примесях или фононах. При $\omega > \omega_c$ избыток энергии $\hbar(\omega - \omega_c)$ идет на увеличение потенциальной энергии электрона в постоянном электрическом поле, что приводит к возникновению тока, направленного против поля. То есть появляется отрицательная микроволновая фотопроводимость. При $\omega < \omega_c$ нехватка энергии для межуровневых переходов компенсируется за счет энергии постоянного электрического поля. Фототок в этом случае направлен по полю, а фотопроводимость является положительной.

Альтернативное объяснение осцилляций Зудова, основанное на неравновесном заполнении электронных состояний на уширенных за счет беспорядка уровнях Ландау было предложено Дорожкиным [20]. Эта модель базируется на том факте, что результирующая продольная проводимость 2D электронного газа σ_{xx} есть сумма парциальных проводимостей по уровням с энергией ϵ по всем возможным энергиям, взвешенная первой производной функции распределения $(-\partial f/\partial \epsilon)$ [20, 24]: $\sigma_{xx} = \int \sigma_{xx}(\epsilon)(-\partial f/\partial \epsilon)d\epsilon$.

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

В равновесных условиях $(-\partial f/\partial \epsilon) > 0$ и $\sigma_{xx} > 0$. В неравновесных условиях, создаваемых микроволновым излучением, наличие в симметричной по импульсам части областей с инверсным заполнением $(-\partial f/\partial \epsilon < 0)$ приводит к отрицательной фотопроводимости. Для уширенных беспорядком уровней Ландау области с инверсной заселенностью возникают в условиях, когда энергия фотона несколько превосходит значение, кратное циклотронной энергии $\hbar\omega_c$. То есть как и в модели, которую предложил Рыжий, в модели Дорожкина, основанной на неравновесном заполнении электронных состояний на уширенных за счет беспорядка уровнях Ландау, микроволновая фотопроводимость (фотоспротивление) является знакопеременной функцией отношения ω/ω_c .

Во всех экспериментальных работах, выполненных к настоящему времени на макроскопических образцах с высокой электронной подвижностью, микроволновое фотоспротивление ΔR^ω является осциллирующей знакопеременной функцией отношения ω/ω_c , что согласуется с теорией. В настоящей работе представлены первые экспериментальные результаты по исследованию микроволнового фотоспротивления в 2D баллистических микромостиках. Полученные данные показывают, что в этом случае функция $\Delta R^\omega(1/B)$ не является знакопеременной. Положительное микроволновое фотоспротивление в изучаемых микромостиках, как и в макроскопических образцах, возникает в условиях, когда энергия фотона несколько меньше значения, кратного циклотронной энергии $\hbar\omega_c$. Отрицательное микроволновое фотоспротивление, возникающее в макроскопических образцах, когда энергия фотона несколько превосходит значение, кратное циклотронной энергии $\hbar\omega_c$, в 2D баллистических микромостиках отсутствует. Обнаруженное поведение не согласуется с теоретическими моделями микроволнового фотоспротивления, разработанными для макроскопических образцов.

Исследуемые в работе макроскопические и микроскопические холловские мостики изготавливались при помощи оптической литографии и жидкостного травления. Схематический вид мостиков и их размеры приведены на рис.1а и рис.2а. Исходные гетероструктуры с модулированным легированием представляли собой одиночные GaAs квантовые ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Ширина GaAs квантовой ямы составляла 13 нм. GaAs/AlAs гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложках. Концентрация, подвижность и длина свободного пробега по импульсу 2D электронов в исходных гетеро-

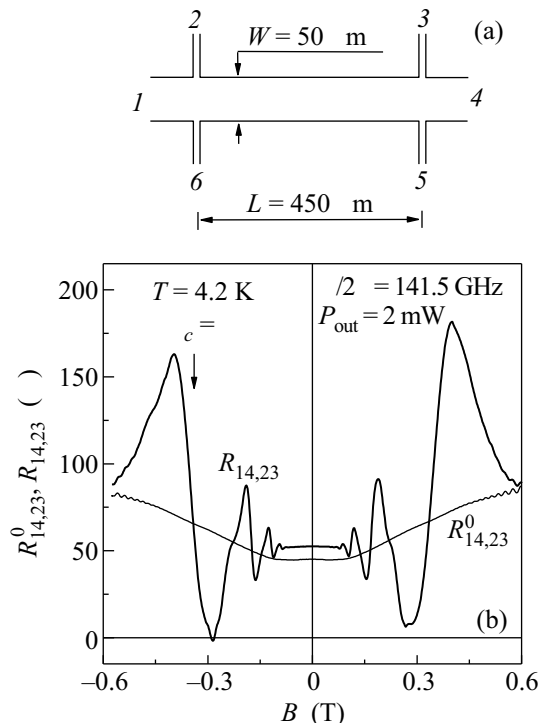


Рис.1. (а) Схематический вид макроскопического мостика Холла длиной L и шириной W . (б) Зависимости $R_{14,23}^0(B)$ и $R_{14,23}^{\omega}(B)$ 2D электронного газа в GaAs/AlAs гетероструктуре, измеренные на макроскопическом мостике в отсутствие (тонкая линия) и присутствии (жирная линия) микроволнового излучения. $T = 4.2$ К. Частота излучения $\omega/2\pi = 141.5$ ГГц. Мощность излучения $P_{out} = 2$ мВт приведена для выхода из генератора. Стрелкой указано положение циклотронного резонанса

структурах при температуре $T = 4.2$ К составляли $n_e = 7.0 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $\mu = 1.8 \cdot 10^6$ см 2 /Вс, $l_p = 25$ мкм, соответственно. Измерения проводились при температуре 4.2 К в магнитных полях B до 0.6 Тл. Микроволновое излучение подавалось на образец по круглому волноводу с внутренним диаметром 6 мм. Максимальная выходная мощность излучаемого генератора составляла $P_{out} = 4$ мВт. Сопротивление измерялось на переменном токе I_{ac} частотой $f = (0.3 - 1)$ кГц, который имел величину менее 1 мкА. При изучении влияния микроволнового поля на сопротивление 2D электронного газа использовался режим непрерывной генерации излучения.

На рис.1 приведены зависимости $R_{14,23} = V_{23}/I_{14}$ от магнитного поля B , измеренные на макроскопическом мостике. Видно, что под действием микроволнового излучения в образце возникают гигантские осцилляции сопротивления. Причем магнетополева зависимость сопротивления $R_{14,23}^{\omega}(B)$, измеренная для освещенного микроволновым излучением

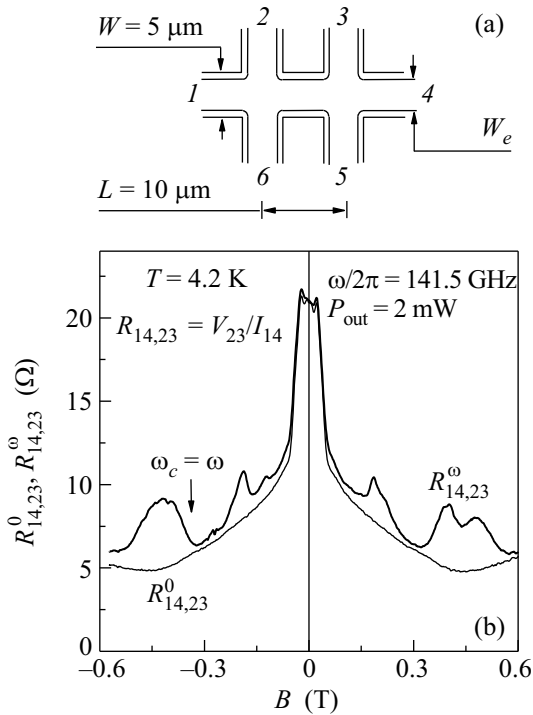


Рис.2. (а) Схематический вид микроскопического мостика Холла длиной L и шириной W . W_e – ширина электронного канала. (б) Зависимости $R_{14,23}^0(B)$ и $R_{14,23}^\omega(B)$ 2D электронного газа в GaAs/AlAs гетероструктуре, измеренные на микроскопическом мостике в отсутствие (тонкая линия) и присутствии (жирная линия) микроволнового излучения. $T = 4.2 \text{ K}$. Частота излучения $\omega/2\pi = 141.5 \text{ ГГц}$. Мощность излучения $P_{\text{out}} = 2 \text{ мВт}$ приведена для выхода из генератора. Стрелкой указано положение циклотронного резонанса

ем мостика, периодически пересекает зависимость $R_{14,23}^0(B)$ для неосвещенного образца. Самый глубокий минимум магнетопольных осцилляций, индуцированных микроволновым излучением, расположен вблизи циклотронного резонанса, в условиях которого ($\omega = \omega_c$) фотосопротивление равно нулю (“световая” и “темновая” зависимости пересекаются). В этом минимуме в исследуемой 2D электронной системе сопротивление может достигать не только нулевой величины [10, 11, 15], но и отрицательной [13, 17]. На рис.2 представлены зависимости $R_{14,23}(B)$ для освещенного и неосвещенного микроволновым излучением баллистического мостика. Видно, что в основном минимуме зависимости $R_{14,23}^\omega(B)$, расположенном вблизи циклотронного резонанса, сопротивление микромостика, освещенного микроволновым излучением, больше темнового $R_{14,23}^0(B)$. Рис.3 демонстрирует поведение зависимостей микроволнового фотосопротивления от B для макроскопического и микроскопического мостиков. Для макроско-

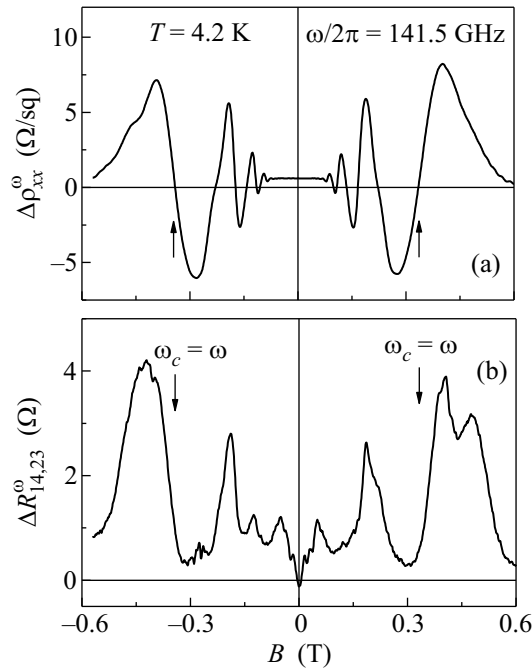


Рис.3. (а) Зависимость микроволнового фотосопротивления от B , измеренная на макроскопическом мостике. (б) Зависимость микроволнового фотосопротивления от B , измеренная на микроскопическом мостике. $T = 4.2 \text{ K}$. Частота излучения $\omega/2\pi = 141.5 \text{ ГГц}$. Стрелками указано положение циклотронного резонанса

пического мостика, как это было установлено ранее в подобных гетероструктурах [15, 17], наблюдается знакопеременная зависимость $\Delta\rho_{xx}^\omega(B)$, а для микроскопического мостика фотосопротивление во всем диапазоне B , за исключением нулевого, является положительным.

Приведенная на рис.2 зависимость $R_{14,23}^0(B)$ для баллистического мостика определяется в исследуемом диапазоне магнитных полей рассеянием электронов на краях микроструктуры [27]. Резкое возрастание сопротивления (приблизительно в 2 раза) при изменении B от 0.05 Тл до 0 обусловлено тем, что для $B < 0.05 \text{ Тл}$ удвоенный циклотронный радиус $2R_c$ начинает превышать ширину электронного канала W_e , что и приводит к увеличению продольного сопротивления баллистического мостика. В этом интервале магнитных полей уровни Ландау не возникают и поэтому осцилляции Зудова не проявляются. В магнитных полях более 0.05 Тл , с одной стороны, изменяется спектр за счет квантования Ландау, а с другой – становится существенным вклад в электронный транспорт инфинитных траекторий, возникающих вдоль края 2D системы и обусловленных многократным столкновением носителей заряда с ним. В этих условиях, как показывает эксперимент, отрицательное микроволновое фотосопротивление отсут-

ствует. Качественно похожее поведение микроволнового фотосопротивления наблюдается и для баллистического перекрестка (рис.4). Однако в отличие

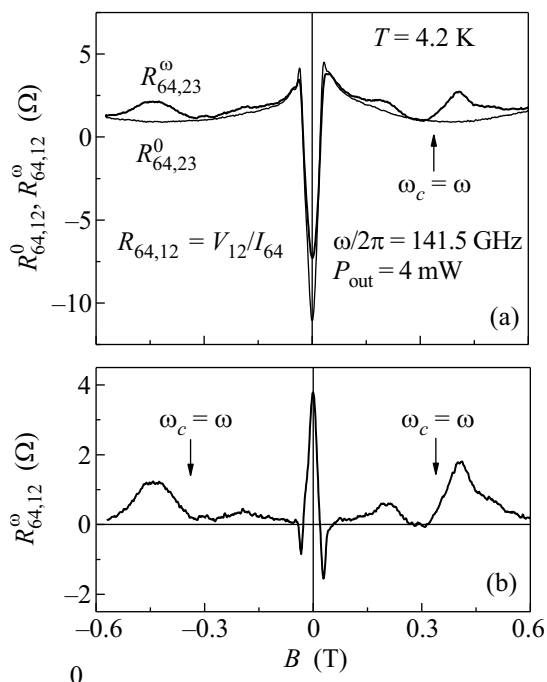


Рис.4. (а) Зависимости $R_{64,12}^0(B)$ и $R_{64,12}^\omega(B)$ 2D электронного газа, измеренные в баллистическом перекрестке в отсутствие (тонкая линия) и присутствии (жирная линия) микроволнового излучения. (б) Зависимость $\Delta R_{64,12}^\omega(B)$, измеренная в баллистическом перекрестке. $T = 4.2$ К. Частота излучения $\omega/2\pi = 141.5$ ГГц. Мощность излучения $P_{\text{out}} = 4$ мВт приведена для выхода из генератора. Стрелками указано положение циклотронного резонанса

от продольного сопротивления изгибное (bend) сопротивление в нулевом магнитном поле существенно изменяется под действием микроволнового излучения. По всей видимости, микроволновое фотосопротивление баллистического перекрестка при $B=0$ связано с разогревом 2D электронного газа и может быть использовано для определения электронной температуры в таких системах.

Таким образом, полученные экспериментальные данные показывают, что микроволновое фотосопротивление, обусловленное электронными переходами между уровнями Ландау, в баллистических структурах является положительным. В рамках модели, базирующейся на непрямых оптических переходах, это означает, что при $\omega > \omega_c$ не возникает фототок, направленный против поля, а в рамках модели Дорожкина не возникает инверсная заселенность электронных состояний. Обнаруженное поведение инду-

цированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления в баллистических мостиках и перекрестках качественно согласуется с результатами недавно разработанной теории [28] и может быть объяснено ролью диффузного рассеяния электронов на краях микроструктуры.

Автор благодарит А.В. Горана за конструктивные замечания к статье, а В.А. Ткаченко и Д.В. Номоконова за полезные дискуссии. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 08-02-01051.

1. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
2. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **75**, 2445320 (2007).
3. T. A. Sedrakyan and M. E. Raikh, Phys. Rev. Lett. **100**, 086808 (2008).
4. M. Khodas and M. G. Vavilov, Phys. Rev. B **78**, 245319 (2008).
5. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 563 (2008).
6. И. В. Печенежский, С. И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **88**, 137 (2008).
7. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 707 (2008).
8. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **102**, 066804 (2009).
9. X. L. Lei, Phys. Rev. B **79**, 115308 (2009).
10. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Nature **420**, 646 (2002).
11. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
12. A. V. Andreev, I. L. Aleiner, and A. J. Millis, Phys. Rev. Lett. **91**, 056803 (2003).
13. R. L. Willett, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **93**, 026804 (2004).
14. J. Inarrea and G. Platero, Phys. Rev. Lett. **94**, 016806 (2005).
15. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
16. A. D. Chepelianskii, A. S. Pikovsky, and D. L. Shepelyansky, Eur. Phys. J. B **60**, 225 (2007).
17. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **86**, 695 (2007).
18. I. G. Finkler and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **79**, 085315 (2009).
19. В. И. Рыжий, ФТТ **11**, 2577 (1969).
20. С. И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 681 (2003).

21. X.L. Lei and S.Y. Liu, Phys. Rev. Lett. **91**, 226805 (2003).
22. A.A. Koulakov and M.E. Raikh, Phys. Rev. B **68**, 115324 (2003).
23. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **70**, 165311 (2004).
24. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner et al., Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
25. A. Kashuba, Письма в ЖЭТФ **83**, 351 (2006).
26. В.А. Волков, Э.Е. Тахтамиров, ЖЭТФ **131**, 681 (2007).
27. C. W. Beenakker and H. van Houten, Solid State Physics **44**, 1 (1991).
28. A.D. Chepelianskii and D.L. Shepelyansky, arXiv:cond-mat/0905.0593v1 (2009).