

Наблюдение индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления в $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ гетеропереходе бесконтактной методикой

А. Р. Хисамеева¹⁾, А. В. Щепетильников⁺, Ю. А. Нефедов⁺, И. В. Кукушкин⁺

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

* Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2021 г.

После переработки 6 августа 2021 г.

Принята к публикации 6 августа 2021 г.

В высококачественных гетеропереходах $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ были исследованы индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления посредством бесконтактной методики. Основной принцип детектирования заключался в измерении сигнала пропускания в радиочастотном диапазоне ($f \sim 50$ МГц) между двумя Т-образными антеннами, емкостно связанными с двумерной электронной системой. При воздействии на образец возбуждающим микроволновым излучением $F = 60 - 140$ ГГц в малых магнитных полях в высокочастотной проводимости хорошо разрешались не менее 3-х осцилляций. Амплитуда первой осцилляции была сопоставима по амплитуде с осцилляциями Шубникова–де Гааза в больших магнитных полях. Существенным преимуществом данного метода является отсутствие Омических контактов или нанесенной металлизации на поверхность образца, что дает дополнительную информацию для понимания природы происхождения данного явления.

DOI: 10.31857/S1234567821170079

В двумерных электронных системах с достаточно высокой подвижностью под воздействием микроволнового излучения в слабых магнитных полях было открыто явление гигантских осцилляций продольного магнетосопротивления (*Microwave-induced resistance oscillations* – MIRO) [1–3]. Несмотря на то, что данное явление неравновесного переноса активно исследуется более двадцати лет [4], физическая интерпретация его происхождения все еще является предметом широкой дискуссии. В литературе описываются два механизма возникновения осцилляций магнетосопротивления, которые связаны с объемной природой явления. Первый подход связывает данные осцилляции с непрямыми переходами между уровнями Ландау, сопровождающиеся рассеянием на примеси [5–7]. Второй метод описания основывается на использовании неравновесной функции распределения для двумерных электронов, возникающей под действием микроволнового излучения [8–10]. Однако данные подходы не позволяют объяснить ряд экспериментальных результатов, таких как невосприимчивость амплитуды осцилляций к круговой поляризации микроволнового излучения [11], поведение осцилляций в наклонном поле [12–14], пе-

ренормировку задающей период осцилляций эффективной массы вследствие электрон-электронного взаимодействия [15, 16], а также наблюдаемые температурные [17] и концентрационные [18] зависимости. Эти противоречия привели к возникновению альтернативных теорий, которые связывают причины возникновения MIRO с влиянием краевых и приконтактных областей [19, 20]. Вследствие этого, экспериментальное исследование вклада данных областей или его отсутствия на индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления представляет огромный интерес.

Долгое время осцилляции магнетосопротивления, обусловленные воздействием микроволнового излучения, наблюдались исключительно в гетероструктурах GaAs/AlGaAs *n*-типа, однако позднее, универсальность явления была подтверждена экспериментами в дырочных системах на основе напряженных квантовых ям Ge/SiGe [21], гетеропереходах ZnO/MgZnO [22, 23] и в невырожденной двумерной электронной системе, сформированной на поверхности жидкого гелия [24]. К числу основных подходов по исследованию индуцированных СВЧ-излучением осцилляций магнетосопротивления можно отнести измерение магнетотранспорта при постоянном токе. Как правило, такой подход предусматривает нали-

¹⁾e-mail: akhismeeva@issp.ac.ru

чие Омических контактов к двумерной электронной системе, при этом контактная геометрия может быть различной: холловский мостик [2], диск Корбино [25] или геометрия ван-дер-Пау [26]. Позднее была продемонстрирована возможность наблюдения осцилляций бесконтактными методиками [27, 28]. Данные эксперименты убедительно показали несущественность Омических контактов, однако, при этом на образцах всегда была нанесена металлизация, которая также могла приводить к появлению MIRO.

Настоящая работа посвящена исследованию индуцированных микроволновым излучением осцилляций высокочастотной проводимости в гетеропереходе ZnO/MgZnO. Данная двумерная система существенно отличается от стандартных гетероструктур GaAs/AlGaAs и представляет большой интерес вследствие большой величины эффективной массы двумерных электронов ($m = 0.33m_0$) [22, 29]. Такая величина эффективной массы приводит к доминированию кулоновской энергии по отношению к фермиевской и позволяет исследовать новые явления, обусловленные сильным электрон-электронным взаимодействием [30, 31]. В частности, это может оказывать влияние на период осцилляций магнетосопротивления [16, 32, 33]. В качестве измерительного метода использовалась бесконтактная методика, которая основывалась на анализе сигнала пропускания между двумя T-образными антеннами, емкостно связанными с двумерной электронной системой [34, 35]. Данный подход позволяет исключить влияние приконтактных областей на MIRO, и уже был успешно апробирован на стандартных гетероструктурах GaAs/AlGaAs [36]. Принципиальной важностью исследований, представленных в настоящей работе, является проверка универсальности обнаруженных ранее свойств MIRO на совершенно другой материальной системе, сильно отличающейся по ключевым свойствам. К примеру, амплитуда MIRO в ДЭС на поверхности жидкого гелия оказывается чувствительна к знаку циркулярной поляризации микроволнового излучения [37], что противоположно результатам, полученным в ДЭС на полупроводниковых гетероструктурах [11].

Исследования проводились на высококачественных гетеропереходах ZnO/MgZnO, выращенных посредством молекулярно-лучевой эпитаксии. Низкотемпературная плотность двумерных электронов и подвижность составляли $n = 9.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 3 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при $T = 1.5 \text{ К}$. Два различных источника микроволнового излучения использовались в данной экспериментальной методике. Возбуждающее излучение доставлялось от генератора микро-

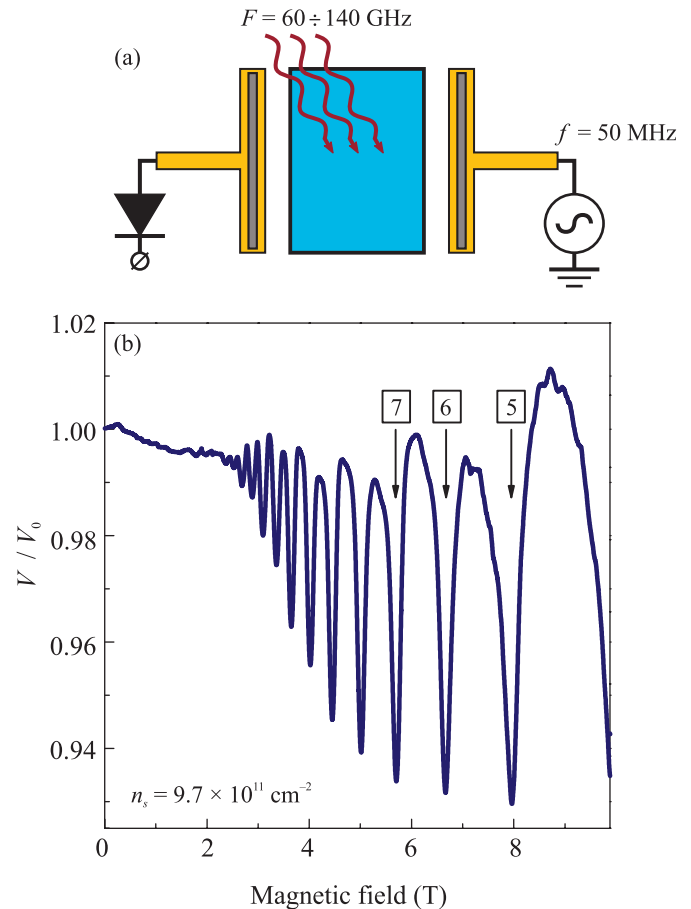


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение экспериментальной установки. (б) – Зависимость величины постоянного напряжения V на выходе детектора от магнитного поля B , нормированная на значение в нулевом магнитном поле V_0 . Частота зондирующего излучения составляла $f = 50 \text{ МГц}$. Концентрация двумерных электронов соответствовала $n = 9.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($T = 1.5 \text{ К}$). На рисунке отмечено положение нескольких минимумов осцилляций Шубникова–де Гааза для факторов заполнения $\nu = 5, 6, 7$

волнового излучения с сопряженными блоками умножения частоты ($F = 60 - 140 \text{ ГГц}$) к образцу посредством сверхразмерного волновода. Также в измерениях использовался генератор на базе лавиннопролетного диода (ЛПД) с фиксированной частотой 140 ГГц и выходной мощностью не более 40 мВт . Зондирующее излучение от второго генератора ($f \sim 50 \text{ МГц}$) передавалось по коаксиальным линиям к образцу. Сам образец имел прямоугольную форму $3.5 \times 5 \text{ мм}$ и крепился на специальном держателе на расстоянии 0.5 мм от жестко зафиксированных планарных T-образных антенн, которые соединялись с коаксиальными линиями посредством сформирован-

ных на поверхности держателя копланарных волноводов (см. рис. 1а). Одна из антенн через коаксиальную линию подводилась к генератору зондирующего излучения и использовалась как излучатель в радиочастотном диапазоне. Вторая Т-образная антенна была соединена с детектором, представляющим собой диод Шоттки, для измерения сигнала пропускания. В соответствии с оптимальной чувствительностью детектора в данном частотном диапазоне была выбрана частота зондирующего излучения $f = 50$ МГц. Образец погружался в полтораградусную камеру криостата, откачка паров ^4He позволяла достигать температуры $T = 1.5$ К. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца, измерения проводились в диапазоне до 10 Т.

На рисунке 1b продемонстрирована зависимость величины постоянного напряжения V на выходе детектора от магнитного при частоте зондирующего излучения $f = 50$ МГц. Выходное напряжение нормировалось на значение в нулевом магнитном поле V_0 . Видно, что осцилляции Шубникова–де Гааза хорошо разрешаются в области сильных магнитных полей, а положения минимумов соответствуют электронной концентрации двумерных электронов, полученной из независимых транспортных измерений. Это указывает на то, что зондирующее излучение частично поглощается двумерным каналом, а величина этого поглощения связана с проводимостью структуры. Полученный результат наглядно демонстрирует возможность экспериментального исследования проводимости двумерного канала [34, 35], без необходимости формирования Омического контакта к нему. Измерения проводились методикой двойного синхронного детектирования для улучшения соотношения сигнал/шум. И возбуждающее, и зондирующее излучения модулировались по амплитуде на частотах 30 Гц и 1.5 кГц соответственно. Первый синхронный детектор был настроен на частоту модуляции зондирующего излучения и считывал значение выходного напряжения V . Второй детектор, синхронизированный с частотой модуляции возбуждающего излучения, получал сигнал с выхода первого, и тем самым измерял изменение напряжения δV , обусловленное воздействием микроволнового излучения.

Типичные магнитополевые зависимости изменения выходного напряжения δV , нормированные на величину в нулевом магнитном поле V_0 , показаны на рис. 2 для серии возбуждающих частот микроволнового излучения от $F = 64, 74$ и 84 ГГц. На графике видны хорошо разрешенные осцилляции δV , индуцированные микроволновым излучением, ампли-

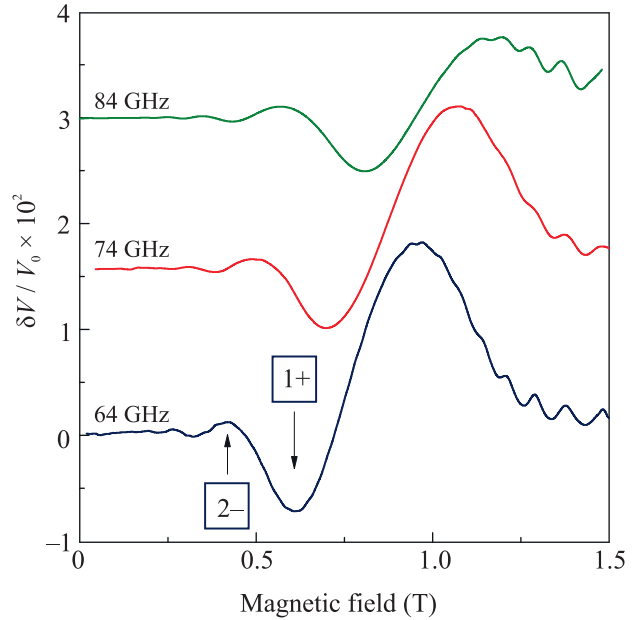


Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичные кривые зависимости изменения выходного напряжения δV , вызванное возбуждающим микроволновым излучением с $F = 64, 74$ и 84 ГГц, от магнитного поля B . Изменение напряжения δV нормировано на величину напряжения в нулевом магнитном поле V_0 . Обозначены положения первых экстремумов осцилляций. Температура образца составляла $T = 1.5$ К

туда которых сравнима по величине с осцилляциями Шубникова–де Гааза в выходном напряжении V . Данные осцилляции наблюдались во всем диапазоне частот возбуждающего микроволнового излучения.

Была построена зависимость положения экстремумов по магнитному полю от частоты возбуждающего излучения F (рис. 3). Максимум первой осцилляции (1–) не включался в анализ вследствие того, что из-за наложения на осцилляции Шубникова–де Гааза сильно искажается его положение и форма. На рисунке отмечены: синими квадратами – положение первого минимума (1+), кружками и треугольниками – экстремумы второй и третьей осцилляции, соответственно. Из-за снижения выходной мощности генератора с сопряженным блоком умножения для частот выше 100 ГГц, количество хорошо разрешенных осцилляций уменьшалось в данном диапазоне. Однако использование генератора ЛПД позволило получить данные для трех экстремумов на частоте 140 ГГц. Покажем, что наблюдаемые осцилляции δV напрямую связаны с осцилляциями магнетосопротивления, индуцированные микроволновым излучением. Полученные ранее результаты исследова-

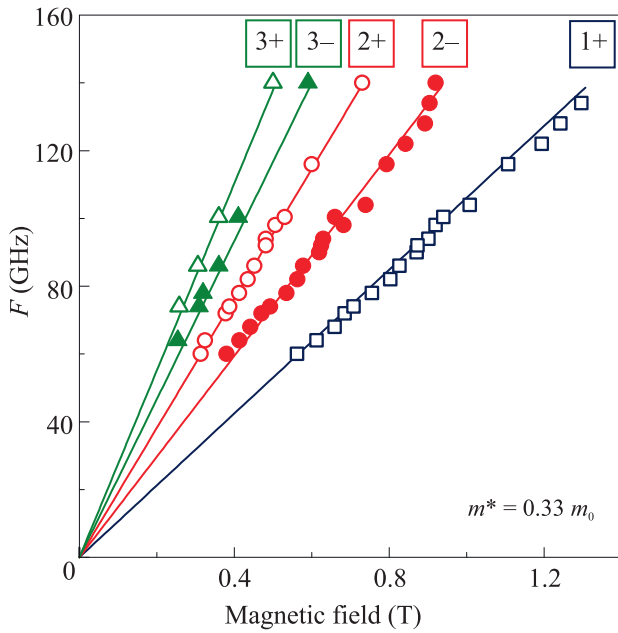


Рис. 3. (Цветной онлайн) Магнитодисперсия положений минимумов и максимумов осцилляций индуцированных микроволновым излучением от частоты возбуждающего излучения F . Номер соответствующей осцилляции указан рядом с соответствующим набором данных. Линии представляют теоретические подгонки: $F = (n - 1/4)eB/2\pi m$ – для положения n -го максимума; и $F = (n + 1/4)eB/2\pi m$ – для n -го минимума. Подгонка проводилась с одним свободным параметром – значением эффективной массой электрона $m = 0.33m_0$

ний MIRO на постоянном токе продемонстрировали, что [4]:

$$\rho_{xx} \sim \sin(2\pi\epsilon), \tag{1}$$

где ρ_{xx} – индуцированный высокочастотным полем вклад в сопротивление образца, ϵ определяется через отношение возбуждающей частоты к циклотронной $\epsilon \equiv \omega/\omega_c$, а положения максимумов и минимумов сопротивления соответствуют $\epsilon^- = n - \phi$ и $\epsilon^+ = n + \phi$ (где n – положительное целое число). Величина сдвига ϕ может зависеть от номера осцилляции, но для гармоник MIRO с номерами $\epsilon \geq 2$ в эксперименте обычно наблюдается $\phi = 1/4$ [38–40]. Тогда положения n -го максимума и минимума можно выразить как:

$$F = (n \mp 1/4)eB/2\pi m^*, \tag{2}$$

где знак минус соответствует максимумам $\epsilon^- = n - 1/4$, а знак плюс – минимумам $\epsilon^+ = n + 1/4$, m^* – эффективная масса электрона, e – заряд электрона, B – величина магнитного поля. На рисунке 3 прямыми линиями показана подгонка экспериментальных данных согласно формуле (2). Стоит отметить хоро-

шую согласованность результатов с учетом использования только одного подгоночного параметра – величины эффективной массы $m^* = 0.33m_0$, которая совпадала со значением, полученным независимо из транспортных измерений [16]. Данный факт указывает на то, что наблюдаемые осцилляции в сигнале пропускания между двумя Т-образными антеннами напрямую связаны с индуцированными микроволновым излучением осцилляциями магнетосопротивления.

В заключение, в рамках данной работы были исследованы индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления в высококачественных гетеропереходах ZnO/Mg_xZn_{1-x}O посредством бесконтактной методики. В эксперименте исследовался сигнал пропускания между двумя Т-образными антеннами, емкостно связанными с двумерной электронной системой. При частоте зондирующего излучения 50 МГц и падающем возбуждающем излучении $F = 60 - 140$ ГГц в изменении выходного сигнала δV хорошо разрешались не менее 3-х осцилляций. Было продемонстрировано, что наблюдаемые осцилляции в сигнале пропускания напрямую связаны с MIRO. Важным результатом стала проверка применимости экспериментального метода к другим полупроводниковым структурам, отличным от гетероструктур GaAs/AlGaAs. Отсутствие Омических контактов или нанесенной металлизации на поверхность образца является существенным преимуществом данного подхода и позволяет исключить влияние приконтактных областей, что дает дополнительную информацию для понимания природы происхождения MIRO.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 19-72-30003).

Авторы благодарны Дж. Фалсон (J. Falson) за предоставленные для исследования гетероструктуры.

1. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, arXiv:cond-mat/9711149v1 (1997).
2. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
3. 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).
4. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, Rev. Mod. Phys. **84**, 709 (2012).
5. V. Ryzhii, Phys. Rev. B **68**, 193402 (2003).
6. A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **20**, 117 (2003).

7. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **69**, 035303 (2004).
8. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
9. S. I. Dorozhkin, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 681 (2003).
10. I. A. Dmitriev, S. I. Dorozhkin, and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **80**, 125418 (2009).
11. J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang, L. Pfeiffer, K. West, V. Umansky, M. Dressel, R. Meisels, F. Kuchar, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 116804 (2005).
12. R. G. Mani, *Phys. Rev. B* **72**, 075327 (2005).
13. C. L. Yang, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **74**, 045315 (2006).
14. A. Bogan, A. T. Hatke, S. A. Studenikin, A. Sachrajda, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **86**, 235305 (2012).
15. A. T. Hatke, M. A. Zudov, J. D. Watson, M. J. Manfra, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **87**, 161307(R) (2013).
16. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **107**, 770 (2018).
17. Q. Shi, S. A. Studenikin, M. A. Zudov, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **93**, 121305(R) (2016).
18. X. Fu, M. D. Borisov, M. A. Zudov, Q. Qian, J. D. Watson, and M. J. Manfra, *Phys. Rev. B* **98**, 121303(R) (2018).
19. S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **70**, 165311 (2004).
20. A. D. Chepelianskii and D. L. Shepelyansky, *Phys. Rev. B* **80**, 241308(R) (2009).
21. M. A. Zudov, O. A. Mironov, Q. A. Ebner, P. D. Martin, Q. Shi, and D. R. Leadley, *Phys. Rev. B* **89**, 125401 (2014).
22. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **102**, 811 (2015).
23. D. F. Karcher, A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, J. Falson, I. A. Dmitriev, Y. Kozuka, D. Maryenko, A. Tsukazaki, S. I. Dorozhkin, I. V. Kukushkin, M. Kawasaki, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **93**, 041410(R) (2016).
24. R. Yamashiro, L. V. Abdurakhimov, A. O. Badrutdinov, Yu. P. Monarkha, and D. Konstantinov, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 256802 (2015).
25. C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuuttila, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 096803 (2003).
26. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
27. A. A. Bykov, I. V. Marchishin, A. V. Goran, and D. V. Dmitriev, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 082107 (2010).
28. I. V. Andreev, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. B* **83**, 121308(R) (2011).
29. V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, V. V. Solovyev, J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **91**, 085304 (2015).
30. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 115131 (2017).
31. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 121412(R) (2018).
32. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Phys. Rev. B* **95**, 161305(R) (2017).
33. X. Fu, Q. A. Ebner, Q. Shi, M. A. Zudov, Q. Qian, J. D. Watson, and M. J. Manfra, *Phys. Rev. B* **95**, 235415 (2017).
34. I. M. Grodnensky, D. Heitmann, K. von Klitzing, and A. Yu. Kamaev, *Phys. Rev. B* **44**, 1946(R) (1991).
35. A. M. C. Valkering, P. K. H. Sommerfeld, R. A. M. van de Ven, R. W. van der Heijden, F. A. P. Blom, M. J. Lea, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5398 (1998).
36. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Yu. A. Nefyodov, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **102**, 075445 (2020).
37. A. A. Zadorozhko, Y. P. Monarkha, and D. Konstantinov, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 046802 (2018).
38. M. A. Zudov, *Phys. Rev. B* **69**, 041304(R) (2004).
39. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 146801 (2004).
40. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **84**, 241304(R) (2011).