

Экспериментальное наблюдение краевых акустических магнитоплазменных возбуждений в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла

М. Н. Ханнанов¹⁾, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 14 октября 2009 г.

В спектрах резонансного микроволнового поглощения системы двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле обнаружены новые низкочастотные моды, отвечающие акустическим краевым магнитоплазменным возбуждениям. Показано, что дополнительные моды возбуждений проявляются исключительно в режиме квантового эффекта Холла (в узкой области магнитных полей вблизи целочисленных значений фактора заполнения), когда наблюдается резкое сужение линий резонансного микроволнового поглощения. Абсолютные величины резонансных частот поглощения и их зависимости от параметров электронной системы совпадают (без использования подгоночных параметров) с соответствующими значениями, полученными из теоретической формулы, описывающей свойства акустических мод краевых магнитоплазменных возбуждений.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Плазменные колебания в ограниченной двумерной (2D) электронной системе в сильных магнитных полях обладают уникальными свойствами. В пределе сильных магнитных полей ($\omega_c \tau \gg 1$) краевые магнитоплазмоны (КМП) [1] сильно локализованы у края 2D слоя, имеют бесщелевой закон дисперсии $\omega(q_y)$ и слабо затухают даже при очень низких ($\omega \tau \ll 1$) частотах [2, 3] (здесь ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации импульса электрона, q_y – волновой вектор КМП, направленный вдоль края системы). В первых теоретических работах по КМП использовалась модель резкого края электронной системы [4, 5]. Однако в реальных образцах край размыт на $a \sim 1$ мкм [6], что в сильных полях существенно влияет на спектр КМП. Учет размытости края электронной системы приводит в теории к появлению новых мультипольных возбуждений со звуковым законом дисперсии – акустических краевых магнитоплазмонов (АКМП) [7, 8]. Помимо линейного закона дисперсии, АКМП отличаются от основной моды КМП меньшей фазовой скоростью, причем эта скорость падает с увеличением номера моды, а также тем, что частота АКМП стремится к нулю при $B \rightarrow 0$.

В модели гладкого края закон дисперсии основной краевой моды в больших магнитных полях описывается формулой [8]

$$\omega_0(q_y) = \frac{2Ne^2}{\epsilon m^* \omega_c} q_y \ln \frac{e^{-\gamma_0}}{2q_y a}, \quad (1)$$

где N – концентрация двумерных электронов, ϵ – усредненная диэлектрическая проницаемость, m^* – эффективная масса электрона, $\gamma_0 \approx 0.577$ – константа Эйлера. Основная краевая мода имеет монополярное распределение заряда в направлении оси X , перпендикулярном краю 2D электронной системы (см. вставку с $j = 0$ на рис.2). Дополнительные низкочастотные КМП с мультипольным распределением заряда в направлении X обладают акустическим законом дисперсии [8]:

$$\omega_j(q_y) = S_j q_y, \quad j = 1, 2, \dots, \quad S_j = \frac{2Ne^2}{\epsilon m^* \omega_c j}, \quad (2)$$

где j – индекс моды, описывающий число осцилляций электронной плотности на ширине края. Зарядовая плотность этих мультипольных возбуждений $\rho_j(x)$ меняет знак j раз при движении от края в глубь образца вдоль оси x . Акустические магнитоплазмоны подробно изучались также в других моделях [2, 7, 9–10]. Экспериментальное наблюдение АКМП затруднено, в частности, тем, что из-за дипольного, квадрупольного и т.д. распределений краевого заряда они слабо взаимодействуют с внешним однородным переменным электрическим полем [11, 12]. Однако главная сложность в наблюдении АКМП состоит в другом. В отличие от основной моды, АКМП имеют существенно большее затухание при значительно меньшей частоте, поэтому обнаружение акустических мод в электронных системах GaAs/AlGaAs является трудной задачей и требует использования структур с электронной подвижностью, превышаю-

¹⁾ e-mail: kmn@issp.ac.ru

щей $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [8]. Единственная попытка измерения АКМП в электронной структуре GaAs/AlGaAs предпринималась 13 лет назад [13] на образце с подвижностью $8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Помимо увеличения качества структур, к уменьшению затухания АКМП может приводить появление в больших полях и при низких температурах несжимаемых полосок на краю образца [6], которые могут становиться довольно широкими в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ). Экспериментальные подтверждения существования АКМП были получены также на поверхности жидкого гелия [11, 12, 14–16]. При этом во всех работах имеется лишь качественное согласие с [8], и в большинстве работ авторы лишь предположительно классифицируют новые низкочастотные моды как акустические. В единственной работе по экспериментальному наблюдению АКМП на полупроводниковой гетероструктуре [13] магнитоплазменные возбуждения не измерялись напрямую, по спектрам резонансного поглощения. Вместо этого в [13] измерялось прохождение короткого импульса напряжения через двумерную электронную структуру. Входной импульс напряжения подавался на один из контактов, расположенных на противоположных сторонах прямоугольной двумерной электронной структуры, при этом возле входного контакта возбуждались КМП. Волновой пакет, состоящий из КМП и АКМП, распространялся вдоль края системы до следующего контакта. В достаточно большом магнитном поле исходный импульс (волновой пакет) по мере движения вдоль края образца распадался на три, что объяснялось тремя различными групповыми скоростями магнитоплазмонов $d\omega_j/dq_y$. По времени прохождения от контакта до контакта определялась групповая скорость каждого из волновых пакетов, которая с точностью до численного коэффициента 1.3 совпала с групповыми скоростями основной краевой моды и двух верхних АКМП (с $j = 1, 2$), вычисленных в [8], что по сути и явилось основным результатом работы [13]. При использовании такой методики открытым остается вопрос о возможном вкладе в вышеупомянутые волновые пакеты вышележащих по энергии возбужденных мод КМП (с $j = 0$), групповая скорость которых падает с ростом частоты. Затухание магнитоплазменных волн, которое можно оценить по тому, в каком поле появляются АКМП (в этом поле $\omega_j\tau_j \approx 1$), в [13] оказалось существенно ниже, чем предсказывалось в [8]. Авторы [13] связывают уменьшение затухания АКМП с наличием на краю системы несжимаемых полосок. Однако никаких попыток доказать этот тезис не предпринималось. Одним из простейших доказательств могло бы стать исчезновение акустических пиков с повы-

шением температуры, поскольку в небольших полях несжимаемые полоски должны исчезать даже при незначительном повышении температуры. Таким образом, для прямого экспериментального наблюдения АКМП необходимо обнаружение низкочастотных резонансов в спектрах поглощения. Для этого надо проводить измерения на высокоподвижных электронных структурах GaAs/AlGaAs в очень больших полях. Особое внимание требуется уделить области полей, соответствующей КЭХ, поскольку именно в этой области затухание АКМП минимально и вероятность обнаружения АКМП представляется наиболее реалистичной.

В настоящей работе исследованы низкочастотные спектры поглощения 2D электронов с целью прямого измерения фундаментальной и акустических магнитоплазменных мод в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Исследованы зависимости частоты и затухания АКМП, а также интенсивности соответствующих линий от магнитного поля и температуры.

Измерения производились на двумерных структурах GaAs/AlGaAs, имеющих форму диска диаметром 1 мм, которые получены методом оптической литографии из квантовых ям шириной 300 \AA с концентрацией двумерных электронов $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $6 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при 4.2 К. На этих структурах с помощью методики оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения, эффективно применяющейся в течение последнего десятилетия для микроволновой спектроскопии магнитоплазменных возбуждений в двумерных полупроводниковых структурах [17–19], измерялись размерные магнитоплазменные резонансы. Методика основана на высокой чувствительности спектров рекомбинации фотовозбужденных электронов и дырок к температуре двумерной электронной системы и подробно описана в [17–19]. Когда частота микроволн, падающих на двумерную систему, совпадает с частотой магнитоплазменного резонанса, 2D электронный газ разогревается, что можно детектировать по фиолетовому сдвигу спектра люминесценции. В настоящей работе предложена оригинальная методика возбуждения магнитоплазмонов, позволяющая измерять резонансный контур плазменных возбуждений при развертке по частоте. Для возбуждения магнитоплазменных колебаний образец помещался в SMA разъем, с одной стороны подключенный к СВЧ генератору с помощью коаксиального кабеля, с другой – к согласованной нагрузке. Такая схема подачи СВЧ от генератора к образцу позволяла, плавно разворачивая частоту генератора от 250 кГц до 25 ГГц, в любом фиксированном магнитном поле получать в

явном виде спектры резонансного поглощения КМП. Типичная СВЧ мощность, подаваемая на выходе генератора, составляла 0.1–1 мВт. Все магнитоплазменные резонансы измерялись в линейном по мощности СВЧ режиме. Отметим, что в большинстве альтернативных СВЧ методик, например, в методиках, в которых образец помещен в волновой тракт, развертка по частоте невозможна из-за интерференции микроволн, которая приводит к модуляции СВЧ мощности на порядки при изменении частоты. Измерения производились при температурах 1.5–4.2 К в магнитных полях от 0 до 4.5 Тл.

На рис.1 представлены типичные спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные в

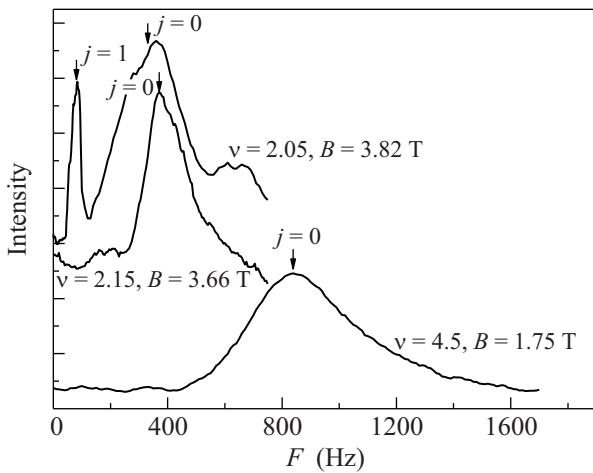


Рис.1. Типичные частотные зависимости интенсивности резонансного поглощения, измеренные в 2D электронной структуре с геометрией диска диаметром $d = 1$ мм в различных магнитных полях при температуре 1.5 К. $j = 0$ обозначает фундаментальную краевую моду, $j = 1$ – первую акустическую. Концентрация двумерных электронов $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

окрестностях факторов заполнения 2 и 4, в которых наблюдались основная и акустическая моды краевых магнитоплазменных возбуждений. Из этих спектров видно, что вдали от целочисленного заполнения в спектрах поглощения (при числах заполнения $\nu = 4.5$ и 2.15) проявляется лишь основная ($j = 0$) мода КМП, резонансная частота и ширина которой уменьшаются с ростом магнитного поля. Однако вблизи целочисленного значения фактора заполнения (при $\nu = 2.05$) в спектре резонансного микроволнового поглощения возникает дополнительная узкая линия. Мы приписываем эту новую линию акустическим КМП, поскольку ее резонансная частота совпадает с высокой точностью с теоретической величиной (для большинства экспериментальных точек точность составляет

несколько процентов), вычисленной по формуле (2), и при этом важно, что при таком сравнении мы не использовали никаких подгоночных параметров. Следует отметить, что, в отличие от [13], где авторам для получения совпадения между экспериментальными и теоретическими результатами пришлось использовать “странную” величину диэлектрической проницаемости $\epsilon = 5.3$, в нашем случае совпадение между теорией и экспериментом реализовывалось при стандартной величине эффективной диэлектрической проницаемости, отвечающей значению 6.9 ($\epsilon = (\epsilon_{\text{vac}} + \epsilon_{\text{GaAs}})/2$, среднему между диэлектрической проницаемостью вакуума $\epsilon_{\text{vac}} = 1$ и проницаемостью образца $\epsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$), которое всегда используется для описания частоты фундаментальной моды [1, 18]. Акустические магнитоплазменные резонансы значительно уже, то есть обладают меньшим затуханием, чем обычные КМП. Следует отметить, что, согласно [8], в отсутствие КЭХ верно обратное. Столь малое затухание АКМП, по всей видимости, связано с отсутствием диссипации в несжимаемых полосках [8]. Вдали от целочисленных факторов заполнения эти полоски слишком узки, чтобы влиять на спектр КМП и АКМП [8]. Наиболее широкой такая полоска должна становиться вблизи целочисленных факторов заполнения [6], что, по всей видимости, и позволило нам наблюдать АКМП. Экспериментальные подтверждения вышесказанного приводятся ниже, при обсуждении рис.3, 4.

Следует отметить, что вблизи целочисленных значений фактора заполнения, когда возникает дополнительная акустическая КМП мода, в спектре основной КМП моды также наблюдаются разительные изменения: широкая линия фундаментальной моды расщепляется на несколько более узких компонент, которые наблюдаются только в режиме квантового эффекта Холла. Наблюдаемое расщепление основной моды КМП на компоненты, скорее всего, связано с формированием широких несжимаемых полосок на краю образца, однако подробному исследованию этого явления будет посвящена отдельная статья.

На рис.2 представлена зависимость частоты акустических краевых магнитоплазменных мод от фактора заполнения ν . Поскольку частота основной краевой моды ($j = 0$) существенно больше акустических ($j = 1, 2$), основная мода представлена только на вставке в уменьшенном масштабе. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости (1) и (2) для $j = 0, 1, 2$. При этом в уравнении (1) для основной моды ширина края выбиралась из соображений наилучшего соответствия с экспериментальными точками и бралась равной 0.46 мкм. В закон

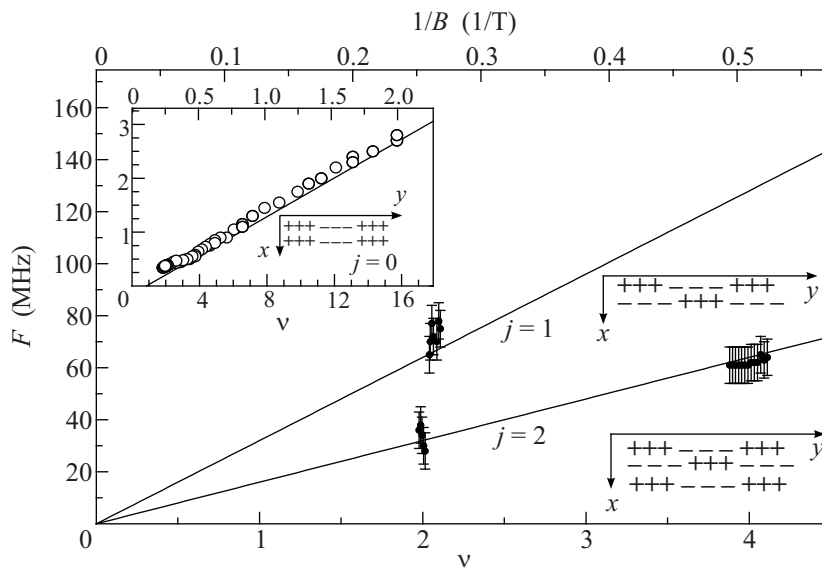


Рис.2. Экспериментальные зависимости частот резонансного возбуждения различных краевых магнитоплазменных мод от фактора заполнения. Сплошной линией проведены теоретические зависимости частоты фундаментальной $j = 0$ (на вставке) и акустических $j = 1, 2$ мод. Рядом с каждой краевой модой схематично нарисовано распределение зарядовой плотности для акустических и основной моды

дисперсии акустических мод (2) не входит ширина края, поэтому прямые, соответствующие $j = 1, 2$, вычислялись независимо от положения экспериментальных точек. Несмотря на то, что (2) выведена без учета КЭХ, она довольно хорошо описывает положение наблюдаемых резонансов. Акустические краевые моды, в отличие от основной, видны в достаточно узком (порядка 100 мТ) диапазоне полей вблизи целочисленных факторов заполнения $\nu = 2$ и 4. Акустическую краевую моду с $j = 1$ вблизи фактора заполнения 4 обнаружить не удалось, так как в частотах 200–300 МГц возникает новая широкая мода неизвестной природы, положение которой зависит от СВЧ мощности.

Теоретическая зависимость времени затухания АКМП, предсказанная в [8], имеет вид

$$\tau_j = \frac{qa\omega_c\tau\beta_j}{j^2\omega_j} \sim B^2, \quad (3)$$

где волновой вектор q определяется обратным размером мезы [20], $\tau = m^*\mu/e$ – время релаксации импульса, β_j – медленно меняющийся с j численный коэффициент $\beta_1 = 6/5, \beta_2 = 60/53, \dots$. Сравнивая теоретические зависимости для частоты и затухания АКМП, можно видеть, что наблюдение АКМП с $j = 1, 2$ без учета КЭХ возможно при факторе заполнения меньше четырех. Однако известно также, что теория [8] дает в больших полях существенно завышенную (в области наблюдения АКМП на один-два

порядка) оценку времени затухания основной моды, поскольку оно пропорционально не квадрату магнитного поля B^2 , а его первой степени B [20]. Поэтому следует предположить, что (3) также дает заниженную оценку затухания АКМП, и в отсутствие условий КЭХ наблюдение АКМП невозможно даже на современных высокоподвижных гетероструктурах. В условиях КЭХ затухание АКМП значительно уменьшается, и они появляются в спектрах поглощения. В подтверждение этого мы исследовали, как ведут себя интенсивность и затухание АКМП по мере отдаления от целочисленного фактора заполнения по магнитному полю, а также при повышении температуры.

На рис.3 показана зависимость интенсивности АКМП от фактора заполнения. На рис.4а пред-

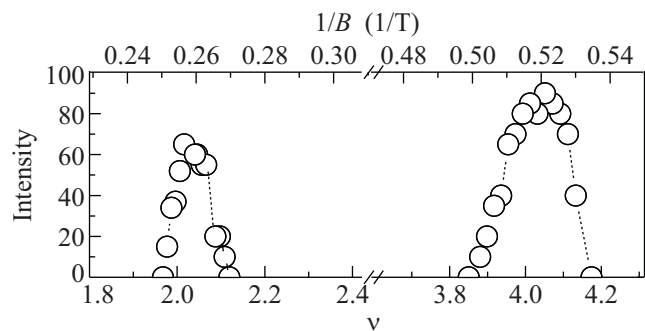


Рис.3. Зависимость интенсивности линии АКМП в спектре поглощения от магнитного поля.

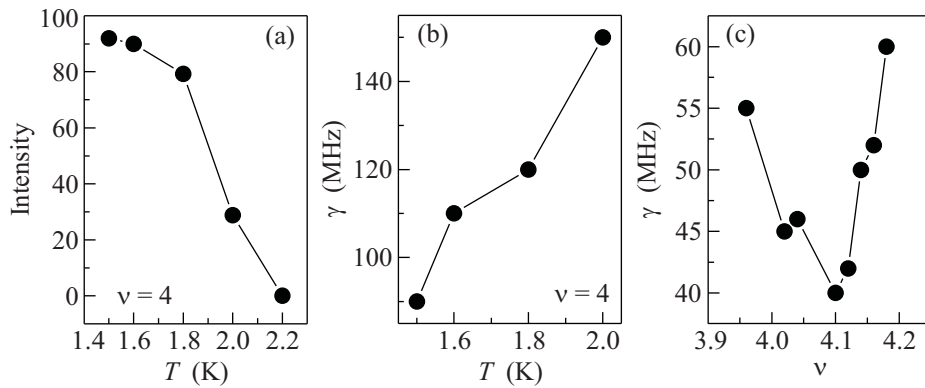


Рис.4. (а) Зависимость интенсивности линии АКМП в спектре поглощения от температуры. (б) Зависимость ширины линии резонансного поглощения нижней акустической плазменной моды γ от температуры. (с) Зависимость γ от фактора заполнения.

ставлена зависимость интенсивности АКМП с $j = 2$ при $\nu \approx 4$ от температуры. Видно, что интенсивность обеих линий демонстрирует резонансное увеличение при приближении к центру холловского плато и уменьшении температуры. Такое же поведение интенсивности в условиях КЭХ демонстрирует и основная мода КМП. Увеличение амплитуды плазменного резонанса в условиях КЭХ, по всей видимости, связано с увеличением времени жизни плазмонов (см. зависимость затухания АКМП от магнитного поля и температуры на вставках), что при той же мощности поглощения СВЧ приводит к большему эффективному нагреванию электронной системы из-за образования большего количества плазмонов. Акустические краевые моды, в отличие от основной, видны только при температурах ниже 2 К и вблизи целых факторов заполнения 2 и 4. В этих условиях затухание АКМП резко падает, что видно из зависимости ширины линии резонансного поглощения АКМП $\gamma \sim 1/\tau_j$, измеренной на полувысоте, от магнитного поля и температуры, показанной на рис.4б,с. При повышении температуры или отклонении от целочисленного фактора заполнения по магнитному полю перестает выполняться условие $\omega_j \tau_j > 1$, что ведет к исчезновению АКМП в наблюдаемых спектрах поглощения. К сужению линий АКМП, по всей видимости, приводит уширение несжимаемых полосок, что подтверждается всеми приведенными на рис.3, 4 зависимостями и, прежде всего, зависимостью ширины линии АКМП от температуры. Ширина несжимаемой полоски резко падает при повышении температуры, и вместе с ней падает время затухания АКМП.

Таким образом, в электронных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в спектрах поглощения обнаружены низкочастотные магнитоплазменные колебания, час-

тота которых с точностью до ошибки измерений совпадает с частотой АКМП, предсказанной в [8]. Вблизи целочисленных факторов заполнения исследованы зависимости частоты, ширины и интенсивности резонансных контуров от магнитного поля, а также амплитуды и ширины резонансов от температуры. Показано, что максимальную амплитуду и минимальную ширину резонансы имеют при самой низкой температуре из исследуемого интервала, когда фактор заполнения равен ровно 2 и 4. При отклонении от целочисленного фактора заполнения по магнитному полю, а также при увеличении температуры наблюдается уменьшение интенсивности линии и увеличение ее ширины. Таким образом, установлено, что anomalous узость наблюдаемых АКМП по сравнению с фундаментальной модой непосредственно связана с КЭХ.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875 (1983).
2. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields, in Landau Level Spectroscopy*, Modern Problems in Condensed Matter Sciences, vol. **27.2**, Eds G. Landwehr and E. I. Rashba, chapter 15, p. 855–907, North-Holland, Amsterdam, 1991.
3. В. А. Волков, С. А. Михайлов, *ЖЭТФ* **94**, 217 (1988).
4. A. L. Fetter, *Phys. Rev. B* **32**, 7676 (1985).
5. В. А. Волков, С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 450 (1985).
6. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
7. С. С. Назин, Н. В. Шикин, *ЖЭТФ* **94**, 133 (1988).

8. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2935 (1994).
9. I. L. Aleiner, D. X. Yue, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **51**, 13467 (1995).
10. С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 412 (1995).
11. P. K. H. Sommerfeld, A. M. C. Valkering, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, *Surf. Sci.* **362**, 839 (1996).
12. O. I. Kirichek, I. B. Berkutov, Y. Z. Kovdrya, and V. N. Grigorev, *J. Low Temp. Phys.* **109**, 397 (1997).
13. G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl, et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4245 (1996).
14. O. I. Kirichek, P. K. H. Sommerfeld, Y. P. Monarkha et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1190 (1995).
15. О. И. Киричек, И. Б. Беркутов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **21**, 1023 (1995).
16. O. I. Kirichek, I. B. Berkutov, Y. Z. Kovdrya, and V. N. Grigorev, *Fizika nizkikh temperatur* **22**, 243 (1996).
17. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 662 (2000).
18. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
19. С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 134 (2004).
20. М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 261 (2006).