

# Туннельная спектроскопия обменно-корреляционного взаимодействия электронов в барьере Шоттки в квантующем магнитном поле: переходы $n$ -GaAs/Me

А. Я. Шульман<sup>+\*</sup>□, И. Н. Котельников<sup>+\*</sup>□, Н. А. Варванин<sup>+</sup>, Е. Н. Миргородская<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Институт радиотехники и электроники РАН, 101999 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, 38042 Grenoble Cedex 9, France

□ International Lab. of High Magnetic Fields and Low Temp., 53421 Wroclaw, Poland

Поступила в редакцию 9 апреля 2001 г.

Изменение с магнитным полем ширины пика аномального сопротивления в области аномалии при нулевом смещении для туннельных переходов  $n$ -GaAs/Me исследовано в диапазоне полей до 23 Тл при температурах 4.2 и 1.5 К. Полученные кривые не зависят от способа формирования поверхности полупроводниковой подложки (срез легированного монокристалла или эпитаксиально выращенный легированный слой), от сорта легирующей примеси (Te, Si) и металла (Au, Al). Сравнение с вычисленной зависимостью обменного потенциала от магнитного поля для электронов на нижайшем уровне Ландау поддерживает интерпретацию ширины пика аномального сопротивления как меры скачка обменно-корреляционного потенциала на поверхности вырожденного электронного газа. Эти результаты дают объяснение зависимости аномалии при нулевом смещении от магнитного поля и указывают на возможность прямых измерений обменно-корреляционного взаимодействия электронов в барьере Шоттки методом туннельной спектроскопии.

PACS: 71.10.Ca, 71.15.Mb, 71.70.-d, 73.30.+y, 73.40.Gk

**Введение.** Описание пространственно-неоднородного неидеального электронного газа методом функционала плотности Хоенберга–Кона–Шэма широко используется при вычислениях электронных свойств самых разнообразных систем: от металлов до многоэлектронных молекул [1, 2]. Существенной частью этого метода является представление короткодействующей части межэлектронного взаимодействия в форме обменно-корреляционного (ОК) потенциала  $v_{xc}$ . Из-за сложности рассмотрения многоэлектронных систем при не слабом межэлектронном взаимодействии продолжают разрабатываться теоретические модели и приближения для  $v_{xc}$ , которые требуют экспериментальной проверки. Одним из объектов для таких исследований может служить плазма свободных носителей в полупроводниках, параметры которой могут, в принципе, широко варьироваться. Однако в объемных свойствах ОК взаимодействие приводит скорее к количественным поправкам, чем к качественным эффектам, и затушевывается такими, например, факторами, как флуктуации примесного потенциала. Известные объемные эффекты ОК взаимодействия – это сужение запрещенной зоны полупроводника при увеличении концентрации свободных носителей и образование электронно-дырочных капель [3].

В переходной области вблизи границы вырожденного электронного газа плотность электронов падает от ее объемного значения до нуля. Профиль плотности  $n(x)$  и ход потенциала в этой области существенно определяются ОК взаимодействием электронов. Анализ переходной области в барьере Шоттки методом функционала плотности показал, что в локальном приближении  $n(x)$  обращается в нуль на границе обедненного слоя не непрерывно, а скачком по достижении некоторого универсального критического значения  $n_{cr}$  [4]. Этот обрыв в  $n(x)$  влечет за собой скачок эффективного потенциального барьера в окрестности уровня Ферми, что проявляется как аномалия при нулевом смещении (АНС) на рассчитанных вольт-амперных характеристиках туннельных переходов (ТП) полупроводник – металл. Теоретическая ширина области АНС по оси смещений связана с величиной ОК потенциала при критической плотности  $v_{xc}^{cr} = v_{xc}(n_{cr}) \approx -0.3Ry^*$ . Было показано, что эта оценка согласуется с известными экспериментальными данными [4]. Экспериментальная проверка следствий такого объяснения АНС была проведена на туннельных переходах  $n$ -GaAs/Au [5].

Измерения в квантующем магнитном поле  $B$ , параллельном туннельному току, обнаружили, что оно существенно влияет на туннельное сопротивление и

на АНС [6]. Анализ этих данных для ТП  $n$ -GaAs/Au позволил однозначно определить фон в области АНС и описать выделенный таким образом пик сопротивления распределением Лоренца [7]. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования зависимости ширины лоренциана от  $B$  на переходах  $n$ -GaAs/Au и  $n$ -GaAs/Al при  $B \leq 23$  Тл и температурах  $T = 4.2$  К и 1.5 К. Полученная кривая не зависит от металла и на основе сопоставления с расчетом интерпретируется как проявление зависимости  $v_{xc}^{cr}(B)$  в условиях квантования Ландау. Тем самым показано, что изменение ширины пика АНС отражает зависимость ОК взаимодействия электронов на поверхности вырожденного газа от магнитного поля и получены прямые экспериментальные данные об этой зависимости. Применение туннельной спектроскопии к исследованию формы поверхности неидеального электронного газа приобретает дополнительный интерес в связи с недавно выдвинутой концепцией Эйри газа (Airy gas) [8], продиктованной необходимостью развить специальную форму метода функционала плотности вблизи поверхности.

**Теория.** Критическая плотность электронов и скачок эффективного потенциала на поверхности. В подходе Кона-Шэма система взаимодействующих электронов во внешнем потенциальном поле заменяется газом невзаимодействующих электронов, находящихся в эффективном потенциале  $\Phi_{\text{eff}}(x) = \Phi(x) + v_{xc}$ , где  $\Phi(x) = -ev$  есть потенциальная энергия электрона в самосогласованном кулоновском потенциале  $v$  и  $v_{xc}(x) = v_{xc}[n(x)]$  в приближении локальной плотности. Можно показать, что если электронный газ в объеме слабо неидеален ( $r_s = (3/4\pi n a_*^3)^{1/3} < 1$ ,  $a_*$  – боровский радиус в полупроводнике), то барьер Шоттки всегда удовлетворяет условиям квазиклассичности. Форма барьера в этом случае определяется двумя соотношениями: 1) локальной связью плотности электронов с эффективным потенциалом, которая следует из системы уравнений Кона-Шэма для одночастичных волновых функций в квазиклассическом приближении после усреднения плотности по масштабам, большим фермиевской длины волны, и 2) уравнением Пуассона для кулоновского потенциала, созданного ионизованными донорами с плотностью  $N_D$  и распределением электронов

$$n(x) = n[\Phi_{\text{eff}}(x)], \quad (1)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{4\pi e^2}{\kappa} (N_D - n(\Phi(x))), \quad (2)$$

где  $\kappa$  – диэлектрическая постоянная решетки.

Без магнитного поля и в пренебрежении непараболичностью зоны проводимости эта система была рас-

смотрена в [4], когда функция  $n(\Phi)$ , стоящая в правой части (2), находится как решение уравнения

$$n(x) = N_D [(\mu_F - \Phi(x) - v_{xc}(n(x)))/\mu_0]^{3/2}, \quad (3)$$

где  $\mu_0 = \hbar k_F^2/2m$ ,  $k_F = (3\pi^2 N_D)^{1/3}$  и  $\mu_F$  есть энергия Ферми электронов в глубине полупроводника, определяемая этим же уравнением при  $n(x) = N_D$  и  $\Phi = 0$ . Анализ решения уравнения (3) при учете ОК взаимодействия показал, что при переходе от объема полупроводника к поверхности с ростом  $\Phi$  от нуля плотность электронов падает от объемного значения до некоторого конечного, а с дальнейшим увеличением  $\Phi$  полученное решение теряет физический смысл. Условие на эту минимальную плотность может быть получено из соотношения  $dn/d\Phi|_{\Phi \rightarrow \Phi_{cr}} \rightarrow -\infty$ ,  $n_{cr} = n(\Phi_{cr})$ , и означает, что при дальнейшем повышении  $\Phi$  (уменьшении  $n$ , согласно найденному решению) пространственно-однородное распределение электронов окажется неустойчивым по отношению к коротковолновым возмущениям плотности. Это легко увидеть из (2), выписав соответствующее дисперсионное уравнение для малых возмущений и приняв во внимание смену знака  $dn/d\Phi$  при переходе через бесконечность. Такой обрыв на конечной величине плотности электронов вблизи границы вырожденной плазмы соответствует условию, определяющему радиус многоэлектронного атома в приближении Томаса-Ферми-Дирака (ср. с уравнением (2.21) в [9] и с замечанием на стр.79 в обзоре [10]). Поскольку выражение (3) соответствует длинноволновому приближению, полученному усреднением по масштабам порядка  $1/k_F$ , обращение  $dn/d\Phi$  в бесконечность следует рассматривать как указание на возникновение ближнего порядка в “электронной жидкости” (см. более подробное обсуждение в [11]).

Более удобно рассматривать в качестве решения уравнения (3) обратную функцию  $\Phi(n)$ . Тогда условие на критическую плотность принимает вид  $d\Phi/dn|_{n_{cr}} = 0$ . Согласно [4], решение этого уравнения с использованием выражения Вигнера для корреляционной энергии дает критическую плотность, которой соответствует  $r_s^{cr} = 5.42$  и  $v_{xc}^{cr} = -0.3 \text{ Ry}^*$ . Взятая с обратным знаком последняя величина есть мера скачка эффективного потенциала в барьере Шоттки, связанного с исчезновением  $v_{xc}$  при переходе от области, где  $n \leq n_{cr}$ , к обедненному слою, где  $n(x) \equiv 0$ . Если в приведенных выше соотношениях оставить только обменную энергию, то для критических значений плотности и потенциала получим  $r_s^{cr} = 6.03$  и  $v_x^{cr} = -0.2 \text{ Ry}^*$ , соответственно. Найденные числа ограничивают возможные значения скачка потенциала в рассматриваемом приближении. В случае  $n$ -

GaAs эффективный Ридберг  $Ry^* = 6$  мэВ и мы получаем оценку для скачка от 1.2 до 1.8 мэВ.

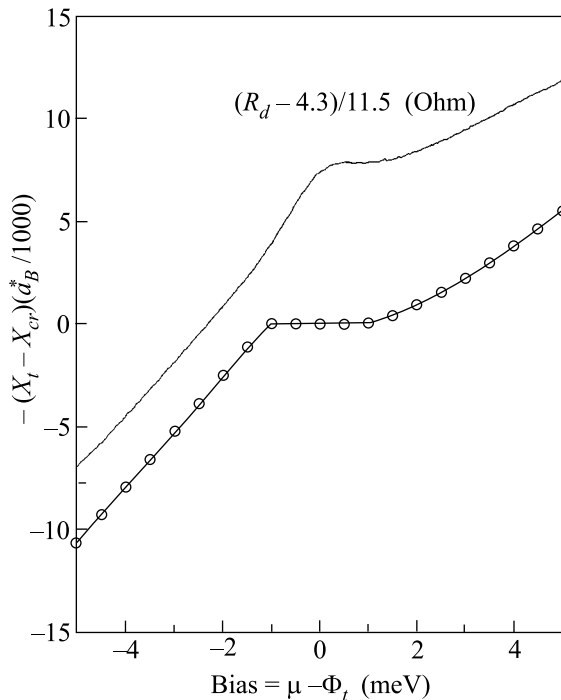


Рис.1. Рассчитанная форма эффективного потенциального барьера вблизи уровня Ферми (нижняя кривая) в сопоставлении с измеренной зависимостью сопротивления  $R_d$  от смещения  $V$  в области аномалии (переход # 1,  $T = 1.5$  К,  $B = 0$ ). Чтобы наглядно подчеркнуть отражение формы барьера в кривой  $R_d(V)$ , зависимость  $\Phi_{\text{eff}}(x)$  преобразована в зависимость положения точки поворота для электрона с энергией  $\mu - eV$  (см. формулу (7)). Верхняя кривая получена из кривой  $R_d(V)$  линейным преобразованием масштаба, выписанным на рисунке. В форме барьера существенно не только наличие скачка, но и резкое различие в ходе потенциала барьера выше и ниже уровня Ферми. Это различие тоже принимает участие в формировании области аномалии, определяя разницу в углах наклона кривой  $R_d(V)$  слева и справа от  $V = 0$

На рис.1 показано рассчитанное поведение эффективного потенциала  $\Phi_{\text{eff}}$  в барьере вблизи уровня Ферми полупроводника  $\mu_s$ . Там же построена измеренная зависимость дифференциального сопротивления  $R_d = dV/dI$  от напряжения  $V$  в области аномалии при нулевом смещении. Для лучшего выявления сходства и различия этих кривых зависимость  $\Phi_{\text{eff}}(x)$  построена в координатах  $(\mu - \Phi_t, x_t - x_{cr})$ . Через  $x_t$  обозначена координата точки поворота для электрона, туннелирующего с энергией, соответствующей поло-

жению уровня Ферми металла  $\mu_m = \mu - eV$ , где  $V$  – напряжение смещения на переходе, и принято  $V > 0$ , когда электроны туннелируют из полупроводника в металл. Соответственно,  $\Phi_t = \Phi_{\text{eff}}(x_t)$  и  $x_{cr}$  – координата скачка потенциала при  $V = 0$ . Отметим, что сдвиг точки поворота при таких смещениях измеряется в тысячных долях эффективного боровского радиуса. Это позволяет надеяться, что отличия в форме барьеров, рассчитанных при использовании различных выражений для корреляционной энергии, будут достаточны, чтобы сопоставление с данными туннельной спектроскопии позволило выбрать из них наиболее оправданное.

Легко усмотреть корреляцию между изменением скорости роста  $R_d(V)$  при переходе из области отрицательных смещений к положительным и изменением скорости движения точки поворота. Последняя определяет скорость изменения со смещением толщины барьера Шоттки для состояний, дающих основной вклад в сопротивление при малых смещениях. Расчет ВАХ в рамках данной модели дал не только качественное, но и количественное согласие с экспериментом [4, 5] вне области пика, что видно и из рис.1. Важно подчеркнуть, что без учета ОК взаимодействия никакого резкого изменения хода кулоновского потенциала в рассматриваемой области получить невозможно. Невозможно, следовательно, и объяснить изменение наклона в зависимости  $R_d(V)$ .

Пик сопротивления в окрестности  $V = 0$  можно объяснить дополнительным (по отношению к затуханию волновых функций в барьере) вкладом в туннельное сопротивление отражения электронов на разрыве квазиклассического потенциала. Его масштаб по  $V$  связан с величиной скачка потенциала, что позволяет исследовать зависимость ОК на поверхности электронного газа от различных параметров методом туннельной спектроскопии.

При наличии квантующего магнитного поля ( $\hbar\omega_B \gg T$ ,  $\omega_B$  – циклотронная частота), нормального к поверхности раздела полупроводник-металл, основной вклад в ток дают состояния нижайшего уровня Ландау ( $N = 0$ ). Для состояний с  $N > 0$  эффективный барьер будет большей высоты и ширины. В силу малости эффективного фактора Ланде для электронов в GaAs ( $g^* = -0.44$  [12]) можно пренебречь спиновым расщеплением этого уровня в части использованных значений магнитных полей и температур. При самых больших  $B$  спиновое расщепление становилось больше  $T$ . Однако теоретическая величина скачка потенциала оказалась одинаковой в обоих предельных случаях. Проведя для невырожденного по спину нижайшего уровня

( $N = 0, \uparrow$ ) вычисления, аналогичные вышеизложенным, но с использованием формул для обменной энергии электронов при  $N = 0$ , приведенными в [9], получаем из условия  $d\Phi/dn|_{n_{cr}} = 0$  уравнение для критической плотности

$$n_{\uparrow cr}(B) = \frac{n_B}{2^{3/2}\pi} \frac{L_B}{a_*} F_{00}(2n_{\uparrow cr}/n_B) \quad (4)$$

и выражение для соответствующего значения обменного потенциала

$$v_{\uparrow x}^{cr}(B) = -\hbar\omega_B \frac{1}{2^{3/2}\pi} \frac{L_B}{a_*} F_{00}^1(2n_{\uparrow cr}(B)/n_B). \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:  $L_B^2 = \hbar c/eB$ ;  $n_B = 1/\sqrt{2\pi^2} L_B^3$ ;

$$F_{00}(x) = \int_0^\infty \frac{dx \exp(-t)}{x^2 + t}; \quad F_{00}^1(x) = \int_0^x dt F_{00}(t).$$

В случае вырождения по спину заполнение обеих подуровней одинаково и  $n_{cr} = 2n_{\uparrow cr}$ . Условием, при котором измеряемая ширина аномального пика сопротивления может быть сопоставлена с соотношением (5), является неравенство  $\hbar\omega_B > v_{xc}^{cr}$  при  $B = 0$ .

**Эксперимент. Аномальный пик сопротивления в квантующем магнитном поле.** В отсутствие магнитного поля имеются, вообще говоря, вариации в степени выраженности и форме АНС, некоторое представление о которых можно получить, сравнивая соответствующие кривые на рис.2. Однако масштаб АНС по смещению и ее изменение с магнитным полем оказались одинаковыми во всех случаях. Это позволяет рассматривать действие магнитного поля как результат влияния магнитного квантования на электроны в барьере Шоттки. В таблице представлены характеристики исследованных переходов под этим углом зрения, то есть указаны существенные этапы технологии и металл электрода, а также плотность заряда примесей, определенная по туннельным ВАХ согласно [13, 14]. Для переходов #1, 2, изготовленных на вырезанных из легированного монокристаллического слитка подложках, эти данные подтверждены измерениями объемной концентрации электронов по осцилляциям Шубникова – де Гааза.

Представление туннельных спектров в виде логарифмической производной от дифференциальной проводимости  $\sigma(V) = dI/dV$  имеет ряд преимуществ с измерительной и физической точек зрения.

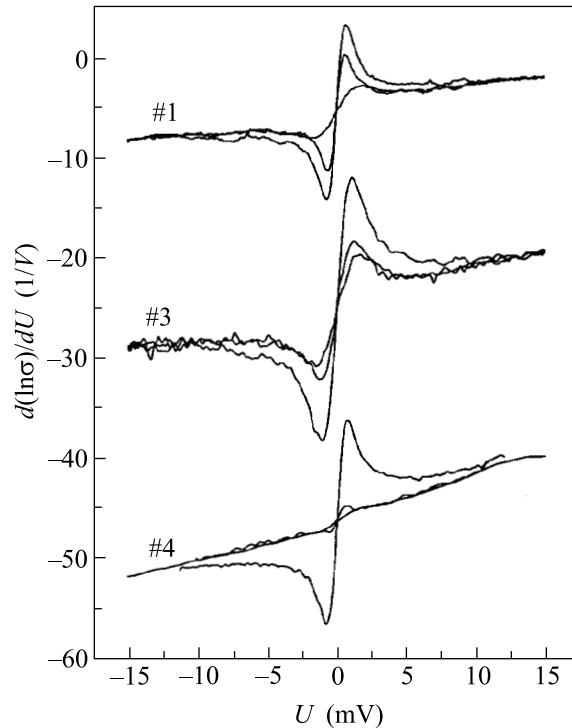


Рис.2. Туннельные спектры трех переходов при двух температурах в отсутствие и при наличии магнитного поля. Увеличение амплитуды АНС в каждой серии из трех кривых соответствует изменению значений пары параметров  $\{T, B\}$  в последовательности  $\{4.2, 0\}$ ,  $\{1.5, 0\}$  и  $\{1.5, 14\}$ , где  $T$  – в градусах Кельвина,  $B$  – в Тесла. Номера у кривых обозначают номера переходов из таблицы. Две нижние кривые сдвинуты произвольно по вертикали.

Параметры переходов

#	Переход	Технология изготовления	Металл	$N_e$ , $10^{18} \text{ см}^{-3}$
1	s312	Монокрист.+СВК <sup>1)</sup>	Au	5.8
2	s311	Монокрист.+СВК <sup>1)</sup>	Au	5.8
3	s7d21	МЛЭ+СВК <sup>2)</sup>	Au	3.0
4	s7a11	МЛЭ <sup>3)</sup>	Al	3.1
5	s8a11	МЛЭ <sup>3)</sup>	Al	2.9

<sup>1)</sup> Подложки вырезаны из монокристаллического слитка GaAs, легированного Те и выращенного зонной плавкой. Напыление металла (Au) проводилось в сверхвысоковакуумной камере (СВК) после термической очистки поверхности с контролем по оже-спектрам [13, 14].

<sup>2)</sup> Подложки изготовлены методом МЛЭ. Металл (Au) напылялся в СВК после термической очистки поверхности.

<sup>3)</sup> Подложки изготовлены в камере молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) выращиванием легированного Si слоя GaAs толщиной 1.5 мкм. Металл (Al) напылялся после окончания роста в той же камере.

Полезность логарифмической производной с физической точки зрения легко увидеть из выражения для туннельного тока и того обстоятельства, что исследуется область смещений, близкая к нулю. Не вдаваясь в детали, а лишь с целью пояснить суть дела, выпишем упрощенно-схематическое выражение для туннельного тока (подробнее см. [13, 14]):

$$I(V) \propto -e \int_0^{\infty} dE [f(E) - f(E + eV)] \tilde{D}(E, V), \quad (6)$$

где  $E$  – полная энергия электрона в полупроводнике,  $f(E)$  – функция распределения Ферми,  $\tilde{D}(E, V)$  – эффективная прозрачность барьера Шоттки для электрона с энергией  $E$ , усредненная по состояниям с допустимыми значениями импульса вдоль границы полупроводник/металл,  $e$  – элементарный заряд,  $V$  – напряжение смещения, считающееся положительным, когда свободные носители переходят из полупроводника в металл. Все энергии отсчитываются от дна зоны проводимости полупроводника. Подставив (6) в определение  $\sigma$  и полагая  $T = 0$ , имеем:

$$\sigma(V) \equiv \frac{dI}{dV} \propto \tilde{D}(\mu - eV, V) + \text{sgn}(V) \int_{\mu - eV}^{\mu} dE \frac{\partial \tilde{D}(E, V)}{\partial V}. \quad (7)$$

Видно, что при  $V = 0$  проводимость перехода просто пропорциональна прозрачности барьера на уровне Ферми. Вклад интегрального члена мал в малой окрестности  $V = 0$ , так что измерение  $\sigma(V)$  в этой области дает нам зависимость прозрачности для электронов с энергией, отвечающей уровню Ферми металла. При  $V > 0$  просматривается прозрачность барьера для состояний ниже уровня Ферми полупроводника, при  $V < 0$  – наоборот.

Одной из существенных проблем при экспериментальном изучении АНС является устранение произвола в определении фоновой зависимости  $\sigma(V)$ , относительно которой отсчитывается “аномальное поведение” (см., например, подробное обсуждение в [15]). В нашем случае для этого использовалась обнаруженная в [6] независимость логарифмической производной  $\sigma(V)$  от магнитного поля вне участков смещения, где проявляются многочастичные особенности в туннельных спектрах.

**Результаты и обсуждение.** Получающийся после вычитания остаточного фона пик хорошо описывается распределением Лоренца [7] при  $T = 4.2$  К. Однако при  $T = 1.5$  К появились указания на возможные отклонения от такой формы. Чтобы не связывать получаемые данные с модельной формой пика

и ввиду отсутствия в настоящее время теоретического описания формы ВАХ внутри области АНС, мы определяли зависимость ширины пиков на полувысоте от магнитного поля. Результаты такой обработки представлены на рис.3 вместе с теоретической кривой, описывающей зависимость обменной энер-

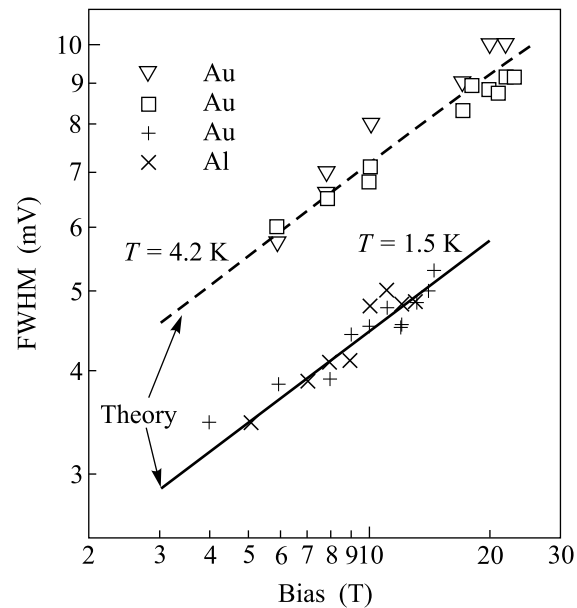


Рис.3. Зависимость ширины пика аномального сопротивления от магнитного поля при двух температурах. Несмотря на различие полученных значений по абсолютной величине, характер зависимости остается неизменным и с точностью до множителя согласуется с теоретическим расчетом обменной энергии электронов на границе Ферми газа в квантующем магнитном поле при  $T = 0$ . Для совмещения с экспериментальными точками при  $T = 1.5$  К и  $T = 4.2$  К теоретические значения увеличены в 2.2 и 3.5 раза, соответственно

гии при критической плотности электронов от магнитного поля и рассчитанной по формуле (5). Для удобства сопоставления теоретическая кривая была умножена на множители, указанные в подписи к рисунку. Видно, что экспериментально полученный ход ширины пика сопротивления с изменением магнитного поля согласуется с теоретической зависимостью обменной энергии от магнитного поля.

Отличие в абсолютных значениях связано с температурным уширением. Известно, что температурное размытие распределения Ферми в (6) приводит к уширению линейчатых спектров неупругого туннелирования, обусловленных молекулярными колебаниями примесей в барьерах, которое оценивается величиной порядка  $5.5 T$  (см., например, [16], ch.10).

Отношение ширины пиков АНС, измеренных при 4.2 и 1.5 К, уже меньше отношения температур, что указывает на ослабление температурной зависимости. Однако отличие измеренных ширины при  $T = 1.5$  К и теории в 2 раза не дает возможности отнести еще выявленное различие за счет неучета в расчете корреляционной энергии, вклад которой в поверхностные свойства вырожденного газа обычно оценивается не выше 30% ([17], раздел 2.4).

**Заключение.** Проведенные исследования позволяют рассматривать туннельную спектроскопию области АНС в переходах металл – полупроводник как возможное средство изучения ОК взаимодействия электронов на границе вырожденной плазмы.

Следует отметить, что АНС такого же типа, как в переходах металл – полупроводник с барьером Шоттки, наблюдается и в других туннельных структурах, в которых имеется граница вырожденной плазмы свободных носителей, сформированная пересечением самосогласованным потенциальным барьером уровня Ферми. Сюда можно отнести туннельные  $p$ - $n$  диоды (многочисленные примеры можно найти в [18]), туннельные переходы с барьером Шоттки на полупроводниках  $p$ -типа [15], туннельные структуры, образованные в полупроводнике гетеробарьером с протяженным спэйсером [19]. Недавно была обнаружена аналогичная АНС в туннельном спектре перехода с барьером Шоттки, образованного двумерным электронным газом дельта-легированного GaAs [20].

Авторы признательны И. М. Котелянскому, В. Г. Мокерову, Ю. В. Федорову, А. В. Гуку, А. Л. Мусатову, К. Израэлянцу, В. П. Кошельцу и С. А. Ковтанюку за технологическую поддержку и изготовление образцов. Приносим особую благодарность Prof. J.-C. Portal и Dr. D. Maude (Grenoble HMF Lab.), а также проф. В. И. Нижанковскому из Вроцлавской лаб. сильных магнитных полей и низких температур за плодотворное сотрудничество и помощь в постановке экспериментов во время визитов в эти научные центры. Работа поддержана финансово грантами Российского фонда фундаментальных исследований и INTAS # 97-11475.

- [Теория неоднородного электронного газа, пер. под ред. Д. А. Киржница и Е. Г. Максимова, М.: Мир, 1987].
2. W. Kohn, Rev. Mod. Phys. **71**, 1253 (1999).
  3. Электронно-дырочные капли в полупроводниках, под ред. К. Д. Джеффриса и Л. В. Келдыша, М.: Наука, 1988.
  4. А. Я. Шульман и В. В. Зайцев, Sol. State Comm. **18**, 1623 (1976).
  5. I. N. Kotel'nikov and A. Ya. Shul'man, Proc. 19th Int. Conf. Phys. Semicond. **1**, 681 (1988).
  6. И. Н. Котельников, А. Я. Шульман, Д. Мод и др. Письма в ЖЭТФ **60**, 849 (1994).
  7. А. Я. Shul'man and I. N. Kotel'nikov, Proc. 12th Int. Conf. High Magn. Fields in Phys. Semicond., **1**, Eds. G. Landwehr and W. Ossau, World Scientific Publ., Singapore, 1997, p. 461.
  8. W. Kohn and A. E. Mattsson, Phys. Rev. Lett. **81**, 3487 (1998).
  9. I. Fushiki, E. H. Gudmundsson, C. J. Pethick et al., Ann. Phys. (N.Y.) **216**, 29 (1992).
  10. М. Б. Партенский, УФН **198**, 69 (1979).
  11. И. Н. Котельников, А. Я. Шульман, Письма в ЖЭТФ **15**, 529 (1972).
  12. С. Weisbuch, С. Hermann, в сб. Оптическая ориентация, под ред. Б. П. Захарчени и Ф. Майера, Л.-д.: Наука, 1989, с. 372.
  13. И. Н. Котельников, И. Л. Бейнихес, А. Я. Шульман, ФТТ **27**, 401 (1985).
  14. Е. М. Dizhur, А. Я. Shul'man, I. N. Kotel'nikov, and А. N. Voronovsky, Phys. Stat. Solidi (b) **223**, No.1 (2001).
  15. T. Carruthers, Phys. Rev. **B10**, 3356 (1974).
  16. E. L. Wolf, Principles of Electron Tunneling Spectroscopy, Oxford Univ. Press, Oxford, 1985.
  17. W. Kohn and P. Vashishta, Ch. 2 in [1].
  18. R. A. Logan, Tunneling Phenomena in Solids, Eds. E. Burstein and S. Lundqvist, Plenum Press, N.Y. 1969, Ch. 11 [Перевод под ред. В. И. Переля, Туннельные явления в твердых телах, М.: Мир, 1973].
  19. Ю. В. Дубровский, Ю. Н. Ханин, Т. Г. Андерсон и др., ЖЭТФ **109**, 868 (1996).
  20. И. Н. Котельников, В. А. Кокин, Ю. В. Федоров и др., Письма в ЖЭТФ, **71**, 564 (2000).

1. Theory of the inhomogeneous electron gas, Eds. S. Lundquist and N. H. March, Plenum Press, N.Y., 1983