

6. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981)
7. Каган Ю М, неопубликованные данные. Для бесконечных 2D-систем критическая температура фазового перехода в сверхтекучее состояние при $B = 0$ также приблизительно линейно зависит от плотности. Fisher D S, Hohenberg P C *Phys. Rev. B* **37** 4936 (1988)
8. Butov L V et al. *Phys. Rev. B* **46** 12765 (1992)
9. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ЖЭТФ* **71** 738 (1976)
10. Шевченко С И *ФНТ* **2** 251 (1976)
11. Zhu X et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1633 (1995)
12. Bauer G E W, in *Optics of Excitons in Confined Systems*, IOP Conf. Ser. No. 123 (Institute of Physics, Giardini Naxos, Italy, 1991) p. 283
13. Рашба Э И, Гургеншвили Г Е *ФТТ* **4** 759 (1962)
14. Kash J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2247 (1991)
15. Yoshioka D, MacDonald A H J. *Phys. Soc. Jpn.* **59** 4211 (1990)
16. Gilliland G D et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3717 (1993)
17. Dzyubenko A B, Bauer G E W *Phys. Rev. B* **51** 14524 (1995)
18. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994)

InAs квантовая точка в роли квантового микроскопа для исследования двумерного электронного газа

Т. Ин, А. Торнтон, И.Е. Ицкевич, П.Х. Бетон, П. Мартин, П. Мориарти, Е. Мюллер, А. Ногаре, П.С. Мэйн, Л. Ивс, М. Хенини

Наши познания о двумерном электронном газе (ДЭГ) при низких температурах в сильном магнитном поле стремительно выросли в последние десятилетия. Развита теоретическая концепция, описывающая свойства ДЭГ на основе квантовой механики в нанометровой шкале. Сейчас актуальны эксперименты, позволяющие проверить предсказания этих концепций. Мы использовали одиночную InAs квантовую точку для исследования ДЭГ-эмиттера туннельного диода с одиночным барьером [1–3]. Данный метод имеет существенные преимущества по сравнению с экспериментами по 2D–2D-туннелированию [4]. Квантовая точка является локальным зондом характерного диаметра 10 нм, слабо влияющим на туннельные характеристики образца. Дискретный спектр состояний в квантовой точке позволяет проводить туннельную спектроскопию, управляя напряжением смещения. В отличие от обычных измерений параллельного магнитотранспорта, это позволяет исследовать в магнитном поле не только свойства на уровне Ферми, но и состояния (т.е. уровни Ландау) под уровнем Ферми [2, 3]. Кроме того, свойства одиночной квантовой точки интересны сами по себе. Наши измерения дали возможность обнаружить спиновое расщепление основного состояния одиночной квантовой точки.

Образцами являлись однобарьерные $n-i-n$ -туннельные диоды, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии при 520 °C на поверхности n^+ -GaAs подложки. Используя режим роста Странски–Крастанова, мы внедрили слой InAs квантовых точек в центр 10-нанометрового барьера из AlAs, который располагался между двумя 100-нанометровыми слоями GaAs. Селективное легирование n -типа позволило создать омические контакты сверху и со стороны подложки. Мезы диаметром порядка 50 мкм были созданы методом обычной фотолитографии.

Характерный размер квантовой точки, ~ 10 нм, и плотность точек, $\sim 10^{11}$ см $^{-2}$, были определены с

помощью сканирующей туннельной спектроскопии и сканирующей электронной микроскопии на образцах, выращенных в тех же условиях, что и исследуемые образцы. Исследования с помощью поперечной просвечивающей электронной микроскопии (ППЭМ) были проведены непосредственно на образце, выращенном для туннельно-транспортных измерений. Найдено, что высота точки составляет $\sim 2-3$ нм. Из-за конечной высоты точки толщина туннельного барьера под квантовой точкой оказывается несколько больше, чем над ней. Тем не менее оба GaAs/AlAs интерфейсы имеют хорошее качество, а квантовые точки являются совершенными кристаллическими структурами. На ППЭМ-снимках можно увидеть небольшие деформации решетки внутри и около квантовых точек. Они обусловлены рассогласованием постоянных решетки в InAs и GaAs, которое составляет $\sim 7\%$.

Результаты вольт-емкостных измерений на частотах в диапазоне 30 Гц–1 МГц могут быть объяснены в модели плоского конденсатора. При нулевом смещении измеряемая емкость определяется расстоянием между верхним и нижним легированными контактными слоями. Вплоть до напряжений смещения ~ 100 мВ емкость сильно увеличивается благодаря образованию ДЭГ с эмиттерной стороны барьера (см. вставку на рис. 1). Этот процесс эффективно уменьшает расстояние между обкладками конденсатора и тем самым увеличивает его емкость. С помощью магнито-емкостных измерений мы определили концентрацию электронов в ДЭГ и время упругого рассеяния (зависящее от концентрации). Магнитоосцилляции наблюдались при напряжениях смещения, начиная с 90 мВ, что соответствовало электронной плотности $3,5 \times 10^{10}$ см $^{-2}$.

Поскольку слой квантовых точек находился внутри плоского конденсатора, при приложении напряжения энергетические уровни нульмерных (0D) состояний сдвигались относительно химических потенциалов в контактных слоях (вставка на рис. 1). Измеренная разность

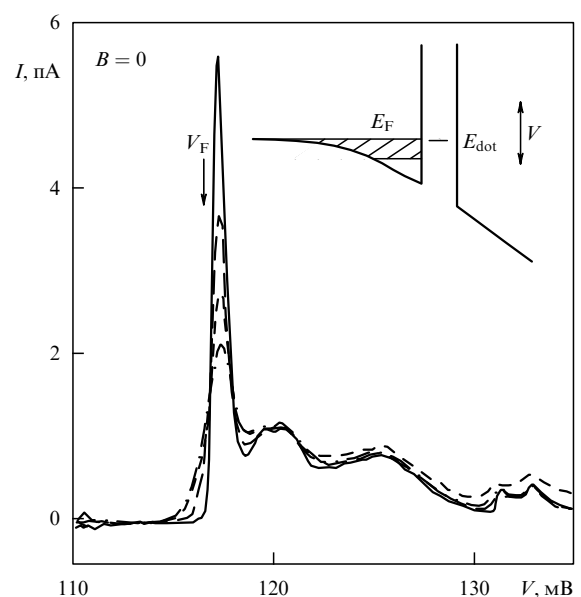


Рис. 1. Температурная зависимость для изолированного одиночного резонанса. На вставке схематически показан профиль зоны проводимости вблизи туннельного барьера.

напряжений и величина сдвига энергетических уровней связаны друг с другом через коэффициент, определяемый как $f = (\partial E_{\text{dot}} / \partial (eV))^{-1}$ (он составляет ~ 10 в наших образцах).

Вольт-амперные характеристики $I(V)$ были измерены с помощью стандартной методики постоянного тока, при шумовом токе менее 50 фА. Измерения проводились в температурном диапазоне от 4,2 К до 70 мК в магнитных полях до 13 Тл.

Поведение вольт-амперных характеристик в целом не зависит от направления тока, от подложки или к подложке, как и должно быть для симметричного диода. Однако при изменении полярности приложенного напряжения в туннельном токе на субпикоамперном фоне при низком напряжении появляются дополнительные особенности. Ниже мы будем называть прямым напряжением смещения, соответствующее потоку электронов от подложки.

В нулевом магнитном поле при прямом смещении до 300 мВ на вольт-амперных характеристиках большинства образцов наблюдались отдельные пики с характерным пиковым током порядка 1–2 пА. Пример такой зависимости показан на рис. 1. Возникающий пик обусловлен 2D–0D-туннелированием одного электрона через одиночную InAs квантовую точку [2]. При обратном напряжении смещения вместо пиков в туннельном токе возникают ступеньки. Эту асимметрию прямого и обратного смещения можно понять, если учесть отмеченную выше разницу в толщине барьера ниже и выше слоя с квантовыми точками. В обоих случаях ток возникает, когда энергия отдельной квантовой точки оказывается в резонансе с химическим потенциалом эмиттера. При прямом напряжении смещения скорость туннелирования в точку, определяемая как $1/\tau_{\text{in}} = I/e \approx 1/100$ нс, намного меньше скорости туннелирования из точки, $1/\tau_{\text{out}} \geq 1/50$ пс (эта оценка будет разъяснена ниже). Таким образом, полный туннельный ток может быть представлен как сумма вкладов, обусловленных упругим и неупругим туннелированием: $I = I_e + I_i$. Если напряжение достаточно велико, чтобы сместить уровень в точке ниже дна подзоны ДЭГ-эмиттера, сохраняется только вклад I_i порядка 0,2 пА, что приводит к обрезанию наблюдаемого тока. Это позволяет оценить скорость неупругого туннелирования как $1/\tau_i \sim 1/800$ нс, а упругого туннелирования — как $1/\tau_e \sim 1/110$ нс. Однако при обратном смещении туннельный ток перед началом резонансного туннелирования можно наблюдать только в том случае, если отношение скоростей неупругого туннелирования из точки и в точку больше, чем относительная погрешность измерения тока, которая составляет $\sim 5\%$. Таким образом, при обратном смещении мы получаем оценку $1/\tau_i \geq 1/5$ нс.

Отдельные пики, возникающие при малом прямом смещении, позволяют нам 1) изучить локальные свойства ДЭГ-эмиттера в области квантовой точки, 2) исследовать свойства самой квантовой точки. Кроме того, мы наблюдали эффекты взаимодействия между ДЭГ и туннелирующим электроном.

При прямом направлении смещения спектральная ширина уровня в квантовой точке определяется скоростью туннелирования из точки. Было найдено, что начало отдельного токового резонанса является термоактивационным, т.е. $I \propto \exp[-(E_{\text{dot}} - E_F)/kT]$ при температурах выше 150 мК. Это означает, что вплоть до

этой температуры уровень в квантовой точке является достаточно узким, чтобы отследить больцмановские хвосты в функции распределения Ферми для ДЭГ-эмиттера. Это подтверждает, что энергетическое разрешение в измерениях оказывается лучше, чем 12 мкэВ, что соответствует скорости туннелирования из точки $1/\tau_{\text{out}} \geq 50$ пс при прямом напряжении смещения.

При наиболее низких температурах увеличение тока обычно наблюдается непосредственно перед началом туннелирования при V_F , как это показано на рис. 1. Повышение температуры приводит к существенному уменьшению площади под пиком для этой ферми-краевой сингулярности (ФКС), что согласуется с многочастичной природой эффекта. Он является результатом взаимодействия туннелирующего электрона и ДЭГ-эмиттера, которое повышает вероятность туннелирования. Хотя этот эффект в туннельных экспериментах достаточно хорошо известен [5], прежде было невозможно проводить его систематическое изучение в конечных магнитных полях, перпендикулярных плоскости ДЭГ-эмиттера. В наших образцах оказалось возможным однозначно проследить за эволюцией ФКС в конечном магнитном поле B благодаря сильно выраженному возрастанию тока на одночастичном фоне, составляющем 1 пА. Для количественной оценки ФКС мы используем пиковый ток $I_{\text{peak}}(B)$, определяемый как максимальный ток при ФКС при наиболее низкой температуре. В некоторых полях ток $I_{\text{peak}}(B)$ падает ниже типичного значения одночастичного тока, ~ 1 пА, что мы интерпретируем как отсутствие ФКС. Следует отметить, что ФКС сохраняется даже в области $\nu < 1$. Мы наблюдали ФКС при магнитных полях до 11 Тл.

Чтобы соотнести приложенное магнитное поле с фактором заполнения в ДЭГ, мы использовали напряжение порога туннелирования $V_F(B)$, которое экспериментально определялось как напряжение, при котором ток превышает фон, составляющий 1 пА (небольшой разброс в определении его величины не влияет на результаты). В наших образцах энергия Ферми ДЭГ E_F пиннингуется энергией Ферми сильнолегированного контакта, которая, в свою очередь, задается приложенным напряжением V . При фиксированном напряжении V изменения плотности состояний ДЭГ, вызванные магнитным полем, приводят к самосогласованному изменению плотности ДЭГ n_S и разности $E_F - E_{\text{dot}}$, которые однозначно связаны между собой [6]. Таким образом, пороговое напряжение $V_F(B)$, при котором $E_F - E_{\text{dot}} = 0$, дает возможность измерить n_S и фактор заполнения ν .

На рисунке 2 показан типичный пример зависимостей $V_F(B)$ и $I_{\text{peak}}(B)$. Пороговое напряжение $V_F(B)$ осциллирует периодически в обратном магнитном поле $1/B$, а пиковый ток $I_{\text{peak}}(B)$ исчезает в магнитных полях $B = 1,85, 0,92$ и $0,46$ Тл, что соответствует факторам заполнения $\nu = 1, 2$ и 4 . Теоретические модели для $B = 0$ предсказывают, что величина ФКС должна быть пропорциональна плотности состояний на уровне Ферми ДЭГ [7, 8]. Наши экспериментальные данные предполагают, что это предсказание справедливо для конечных магнитных полей вплоть до фактора заполнения $\nu = 1$. Данные о поведении ФКС при дробном факторе заполнения будут опубликованы позже.

Тонкая структура, наблюдаемая для зависимости $V_F(B)$ в области целочисленных факторов заполнения, хорошо воспроизводима и отражает мезоскопические

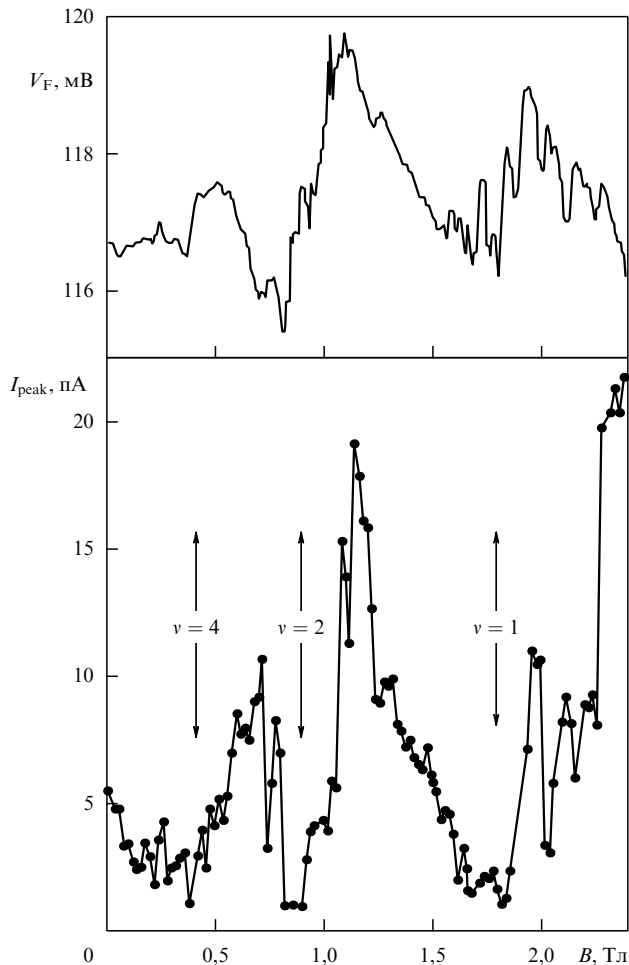


Рис. 2. Осцилляции порогового напряжения туннелирования V_F и пикового тока I_{peak} в магнитном поле B для целочисленного фактора заполнения ν .

свойства ДЭГ [3]. Эти и другие связанные эффекты наиболее сильно выражены, когда плотность состояний на уровне Ферми низка и эффекты экранирования слабы.

Хотя о резких линиях фотолюминесценции из одиночных квантовых точек и сообщалось ранее [9], их спиновое расщепление в магнитном поле до сих пор не наблюдалось. Для InAs квантовых точек в сильных магнитных полях g -фактор может быть определен с помощью емкостной спектроскопии [10], однако имеется некоторая неопределенность в результатах. Для нашей системы спиновое расщепление состояния одиночной квантовой точки можно наблюдать в магнитном поле, приложенном параллельно ДЭГ-эмиттеру [11]. На рисунке 3 показана эволюция резонанса для одиночной точки при увеличении магнитного поля. При $B = 4$ Тл пик расщепляется на два отдельных пика, и при $B = 8$ Тл эти два пика отчетливо видны. Их расщепление прямо пропорционально магнитному полю. Пороговые напряжения для этих двух пиков соответствуют двум каналам резонансного туннелирования через состояния в квантовой точке с разными спинами. Расщепление Зеемана состояния в квантовой точке $\Delta E = g\mu_B B$ связано с разницей пороговых напряжений через введенный ранее коэффициент f . Из этих данных определен фактор Ланде, он составил $g = 0,82 \pm 0,09$, что сильно отличается от значения $g = -15$ для объемного образца. Такая боль-

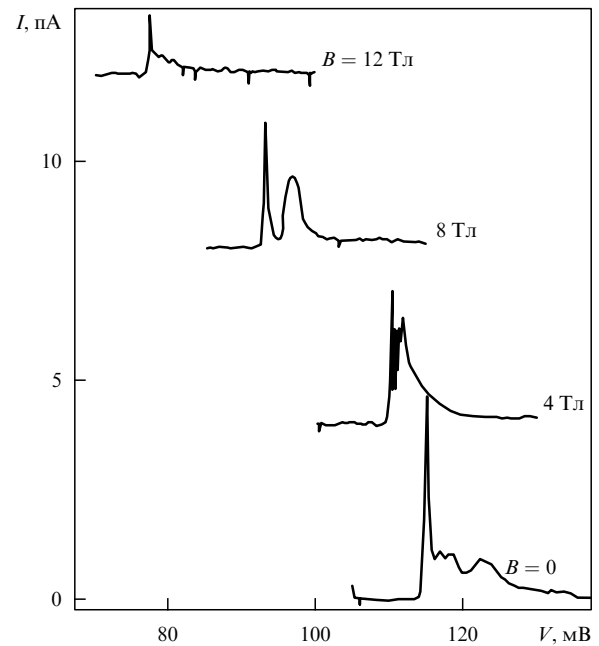


Рис. 3. Спиновое расщепление состояния квантовой точки, наблюдаемое с помощью туннельного тока.

шая разница может быть объяснена в рамках $(\mathbf{k}, \mathbf{p})$ -модели. Основной вклад в изменение g -фактора вносят сильная локализация состояния в точке и ее сильная деформация.

Подведем итоги. Нам удалось исследовать локальные свойства ДЭГ в магнитном поле с помощью одиночной InAs квантовой точки. Оказалось, что эффекты взаимодействия между ДЭГ и туннелирующими электронами дают существенный многочастичный вклад в туннельный ток. Обнаружено спиновое расщепление основного состояния одиночной квантовой точки в магнитном поле, оценено значение g -фактора, $g = 0,82 \pm 0,09$.

Работа выполнялась при поддержке EPSRC и Королевского общества (Великобритания), грантов Российского фонда фундаментальных исследований 97-02-17802 и ГНТП "Наноструктуры" 97-1068.

Список литературы

1. Itskevich I E et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** 98 (1997)
2. Itskevich I E et al. *Phys. Rev. B* **54** 16401 (1996); Thornton A et al. *Superlattices and Microstructures* **21** 255 (1997)
3. Thornton A et al., in *Proc. of the Int. Conf. on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Würzburg, Germany* (1996) p. 473
4. Eisenstein J P, Pfeiffer LN, West K W *Phys. Rev. Lett.* **69** 3804 (1992); *Phys. Rev. Lett.* **74** 1419 (1995) (см. также ссылки там)
5. Geim A K et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 2061 (1994)
6. Böckenhoff E, van Klitzing K, Ploog K *Phys. Rev. B* **38** 10120 (1988); Chan K S et al. *Phys. Rev. B* **56** 1447 (1997)
7. Mahan G D *Many Body Physics* (New York: Plenum, 1990) p. 732
8. Matveev K A, Larkin A I *Phys. Rev. B* **46** 15337 (1992)
9. Farfard S et al. *Phys. Rev. B* **50** 8086 (1994); Grundmann M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4043 (1995)
10. Fricke M et al., in *Proc. 23rd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Berlin* (Eds M Scheffler, R Zimmermann) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 1609
11. Thornton A S G et al. *Int. Conf. MSS 1997, Santa Barbara, USA*