

**СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ МЕТОД  
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ КУЛОНОВСКОЙ ЩЕЛИ  
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ НЕСЖИМАЕМОЙ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ  
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ**

*И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев*

Обнаружено аномальное поведение спектрального положения линии излучения при конденсации газа  $2D$ -электронов в несжимаемую ферми-жидкость. Предложен спектроскопический метод, позволяющий независимо определять энергетические щели в спектре возбуждений – квазиэлектронов и квазидырок.

1. При исследовании дробного квантового эффекта Холла в  $2D$ -электронных системах актуален вопрос о экспериментальном определении масштаба кулоновских щелей в энергетическом спектре несжимаемых ферми-жидкостей, возникающих при дробных значениях фактора заполнения уровней Ландау:  $\nu = hn_S / eH = p/q$ , где  $n_S$  – концентрация  $2D$ -электро-

нов,  $e$  и  $h$  — мировые постоянные,  $H$  — магнитное поле,  $p$  и  $q$  — целые числа,  $q$  — нечетное<sup>1, 2</sup>. Согласно теоретическим представлениям<sup>3</sup>, элементарными возбуждениями в несжимаемой ферми-жидкости являются квазичастицы с дробными зарядами  $e^* = e/q$ . В этой модели возникновение дополнительного электрона (при  $\nu = p/q$ ) эквивалентно рождению  $q$  возбуждений — квазиэлектронов, а уменьшение числа электронов на единицу эквивалентно рождению  $q$  квазидырок. Важно, что указанные возбуждения отделены энергетической щелью от основного состояния, а сами величины щелей для квазиэлектронов —  $\Delta_e$  и квазидырок —  $\Delta_h$  могут отличаться<sup>4</sup>. До настоящего времени щели в спектре несжимаемой ферми-жидкости измерялись по температурным зависимостям магнитотранспортных коэффициентов при  $\nu = p/q$ :  $\rho_{xx}$  — магнитосопротивления и  $\sigma_{xx}$  — проводимости<sup>5</sup>. При термоактивации возбуждений на края подвижности  $\sigma_{xx} \sim \rho_{xx} \sim \exp(-W/kT)$ , что позволяет из соответствующих температурных зависимостей найти энергию активации  $W$  и суммарную щель  $\Delta_G$  в спектре:  $\Delta_G = \Delta_e + \Delta_h \approx 2W$ <sup>5, 6</sup>. При малых величинах кулоновских щелей конденсация газа  $2D$ -электронов происходит при столь низких температурах, когда активационные процессы начинают сильно маскироваться прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка<sup>7</sup>. В таких условиях зависимости  $\sigma_{xx}(T)$  и  $\rho_{xx}(T)$  не описываются законом Аррениуса, и надежность определения величины кулоновских щелей указанным методом теряется. Очевидно, что необходимы другие независимые способы измерения этих величин.

Ранее сообщалось<sup>8</sup>, что спектры излучательной рекомбинации  $2D$ -электронов ( $e$ ) с неравновесными дырками ( $h$ ) дают возможность прямым образом определять плотность состояний  $2D$ -электронов в поперечном магнитном поле и позволяют измерять величины циклотронных, спиновых и междолинных расщеплений. В данной работе этот метод используется для измерения величины кулоновской щели в спектре несжимаемой ферми-жидкости.

2. Работа велась на МДП-транзисторе кольцевой геометрии, изготовленном на поверхности (001)Si  $p$ -типа (концентрация бора —  $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), с максимальной подвижностью  $2D$ -электронов  $\mu^* = 32 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 1,5 \text{ К}$  и  $n_S = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , которая достигала  $41 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 0,35 \text{ К}$  и  $n_S = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Спектры излучения регистрировались в режиме счета фотонов. Магнитное поле до 8 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом в оптическом криостате. Для достижения температуры 0,35 К использовалась вставка на He<sup>3</sup>. Измерения магнитопроводимости велись на переменном токе с частотой 20 Гц. В поле сток-исток  $E_{SD} \leq 3 \cdot 10^{-3} \text{ В/см}$  перегрев электронной системы не происходил. В специальных случаях, с целью повышения электронной температуры до 3 — 5 К, прикладывалось постоянное электрическое поле  $E \geq 1 \text{ В/см}$ . Электронная температура в этом случае определялась по калибровочной зависимости  $\sigma_{xx}(T)$ , измеренной для данного  $\nu$  при изменении температуры решетки. Другие детали эксперимента можно найти в<sup>8, 9</sup>.

3. На рис. 1, а представлены зависимости  $\sigma_{xx}(\nu)$ , измеренные в магнитном поле  $H = 8 \text{ Тл}$  при  $T = 0,35$  и  $1,5 \text{ К}$ . При  $T = 0,35 \text{ К}$  отчетливо видны минимумы  $\sigma_{xx}$  при дробных значениях  $\nu = 4/3, 5/3, 7/3, 8/3$ , которые обусловлены конденсацией газа  $2D$ -электронов в несжимаемую ферми-жидкость. При повышении температуры минимумы в  $\sigma_{xx}(\nu)$  постепенно исчезают; однако особенности в  $\sigma_{xx}(\nu)$  при указанных дробных  $\nu$  наблюдаются вплоть до  $T = 1,7 \text{ К}$ . На рис. 1, б в координатах  $\ln \sigma_{xx}$  от  $T^{-1}$  представлена температурная зависимость  $\sigma_{xx}(T)$ , измеренная для  $\nu = 4/3$  при  $H = 8 \text{ Тл}$ . Видно, что зависимость не описывается простым линейным законом. Это означает, что магнитопроводимость не является следствием лишь термоактивационных процессов в исследованном интервале температур. Аналогичное отклонение такой зависимости от линейной в области низких температур наблюдалось в гетеропереходах GaAs/AlGaAs<sup>6</sup>. Это обстоятельство связано с тем, что при низких температурах прыжковый механизм проводимости становится более эффективным, чем термоактивационный. Поэтому наклон графика  $\ln \sigma_{xx}$  от  $T^{-1}$  может характеризовать энергию активации  $W$  только в области высоких температур<sup>6</sup>. Из рис. 1, б следует, что  $W = 1,1 \pm 0,05 \text{ К}$

для  $\nu = 4/3$  при  $H = 8$  Тл. Аналогичная обработка зависимости  $\sigma_{xx}(T)$  для  $\nu = 7/3$  при  $H = 8$  Тл дает  $W = 0,95 \pm 0,05$  К.

4. В условиях неравновесного  $e-h$  возбуждения слой обеднения исчезает и непосредственно за  $2D$ -каналом имеются атомы бора, захватившие неравновесные дырки<sup>9</sup>. Волновая функция  $2D$ -электронов простирается вглубь полупроводника. Поэтому излучательная рекомбинация возможна из-за перекрытия влновых функций  $2D$ -электронов и неравновесных дырок, связавшихся с остовами атомов бора вблизи интерфейса<sup>10</sup>.

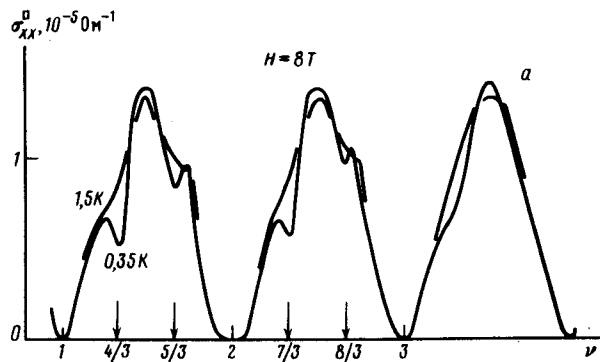
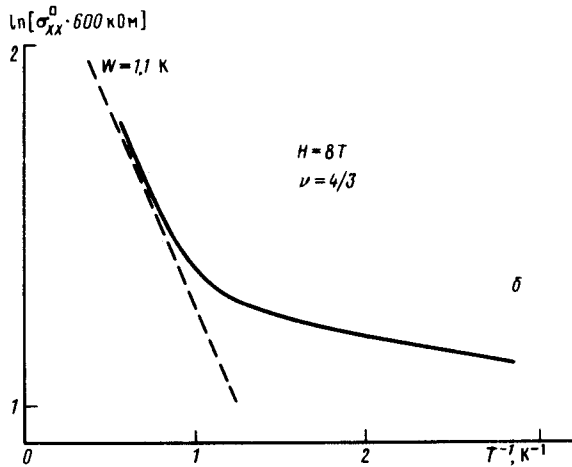


Рис. 1

Рис. 1. *a* – Зависимость магнитопроводимости  $\sigma_{xx}$  от фактора заполнения  $\nu$ , измеренная при  $H = 8$  Тл для двух температур: 1,5 К и 0,35 К; *б* – температурная зависимость магнитопроводимости, измеренная при  $\nu = 4/3$  и  $H = 8$  Тл и представленная в координатах  $\ln \sigma_{xx} \div T^{-1}$ . Наклон зависимости  $\ln \sigma_{xx}$  от  $T^{-1}$  в области высоких температур показан пунктирной линией

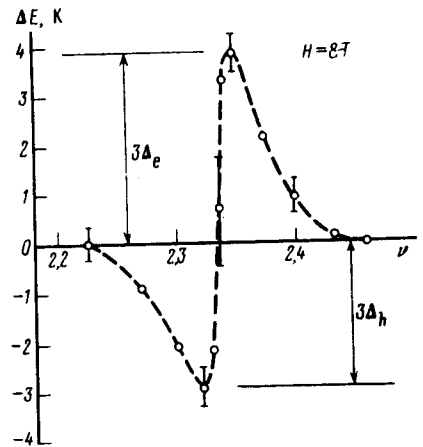


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость разности  $\Delta E$  спектральных положений линий  $2D_e$ , измеренных при  $T = 1,6$  К и  $T = 4$  К, от фактора заполнения  $\nu$  вблизи  $\nu = 7/3$  при  $H = 8$  Тл

На рис. 2 представлены спектры излучательной рекомбинации  $2D$ -электронов с неравновесными дырками, измеренные при  $H = 8$  Тл и  $T = 1,6$  К на том же МДП-транзисторе, на котором были получены зависимости  $\sigma_{xx}(\nu)$  (рис. 1, *a*). Отметим, что в указанных условиях ( $T = 1,6$  К и  $2,27 < \nu < 2,40$ ) значительная часть  $2D$ -электронов делокализована и ширина уровня Ландау не превышает 3 К<sup>8</sup>. Поэтому форма спектра излучения отражает распределение неравновесных дырок с шириной  $\approx 10$  К и не чувствительна к изменению плотности состояний  $2D$ -электронов. Поскольку неравновесные дырки при  $T = 1,6$  К и  $H = 8$  Тл заселяют лишь основное состояние с моментом  $J_z = -3/2$ , то оптические переходы с участием элект-

тронов со спином  $S_z = -1/2$  запрещены и в спектрах наблюдается излучение  $2D$ -электронов с  $S_z = +1/2$ <sup>8</sup>. Поэтому данным методом можно было исследовать только явления при  $\nu > 2$ .

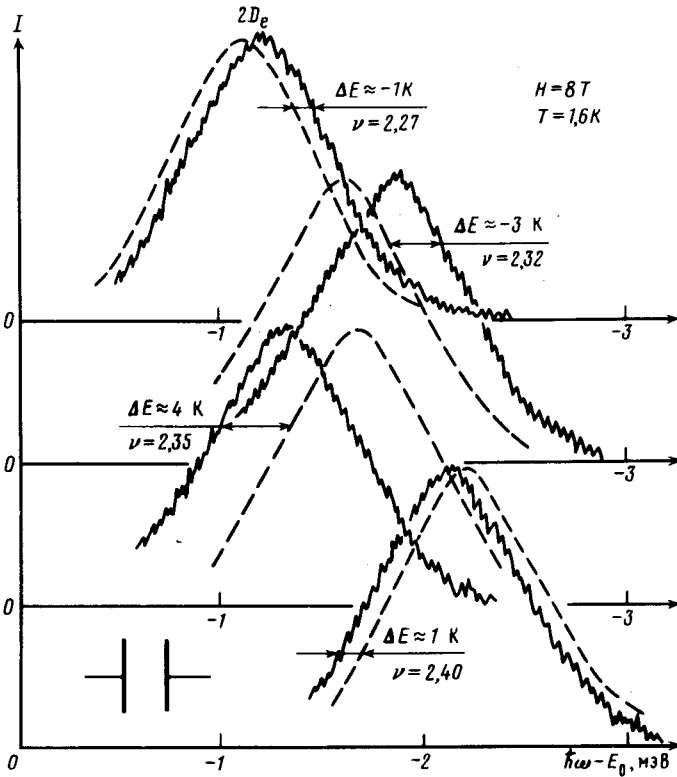


Рис. 2. Спектры излучательной рекомбинации  $2D$ -электронов (линия  $2D_e$ ), измеренные при  $T = 1,6$  К и  $T = 4$  К (пунктир) для различных значений  $\nu$ : 2,27; 2,32; 2,35; 2,40 ( $H = 8$  Тл).  $\Delta E$  – разность в спектральном положении линий, измеренных при  $T = 1,6$  К и  $T = 4$  К.  $E_0 = 1,0885$  эВ

Рис. 2

Из рис. 2 видно, что по мере изменения  $\nu$  от 2,27 до 2,4 форма линии  $2D_e$  практически не меняется, но наблюдается немонотонная зависимость ее спектрального положения. Чтобы установить, как проявляется эффект конденсации  $2D$ -электронов на энергетическом положении линии  $2D_e$  целесообразно сравнить обнаруженное излучение со спектрами, полученными в условиях, когда несжимаемая ферми-жидкость не возникает (т. е. в структурах с низкой подвижностью-электронов<sup>11</sup>, либо при высоких температурах ( $T > \Delta_G$ )). Спектральное положение линии  $2D_e$ , измеренной при  $T = 4$  К ( $T = 4$  К  $> \Delta_G$ ) монотонно изменяется от  $\nu$ , не испытывая особенностей при  $\nu = 7/3$ . Разность  $\Delta E$  в энергетическом положении линий  $2D_e$ , измеренных при  $T = 1,6$  и 4 К (см. рис. 2) характеризует, по нашему мнению, эффект взаимодействия  $2D$ -электронов при их конденсации в несжимаемую ферми-жидкость. На рис. 3 показана зависимость  $\Delta E(\nu)$ , измеренная при  $H = 8$  Тл. Видно, что  $\Delta E$  отлична от нуля лишь в окрестности  $\nu = 7/3$  и, следовательно, аномальное поведение энергетического положения линии  $2D_e$  связано с конденсацией газа  $2D$ -электронов. Величина  $\Delta E$  отрицательна и минимальна при  $\nu$  несколько меньшим чем  $\nu = 7/3$ , затем меняет знак и достигает максимума при  $\nu$  незначительно большем чем  $\nu = 7/3$ . Такую зависимость можно объяснить тем, что в акте рекомбинации уменьшается число  $2D$ -электронов на единицу, что эквивалентно, в модели несжимаемой ферми-жидкости, при  $\nu \leq 7/3$  рождению трех возбуждений – квазидырок с зарядом  $1/3e$ , а при  $\nu > 7/3$  – поглощению трех квазиэлектронов. При поглощении трех квазиэлектронов энергия испущенного фотона увеличивается на  $3\Delta_e$ , а при рождении трех квазидырок – уменьшается на  $3\Delta_h$ . Из рис. 3 следует, что при  $H = 8$  Тл и  $\nu = 7/3$   $3\Delta_e = 4 \pm 0,3$  К и  $3\Delta_h = 3 \pm 0,3$  К. Результирующая кулоновская щель, измеренная спектроскопическим методом в указанных условиях, хорошо со-

пасуется с величиной  $\Delta_G = \Delta_e + \Delta_h$ , найденной независимо с помощью термоактивационных измерений на той же МДП-структуре, а также на других структурах с близкой подвижностью электронов<sup>11</sup>. Таким образом, в рамках рассмотренного спектроскопического метода открывается принципиальная возможность раздельного измерения кулоновских щелей для квазиэлектронов и квазидырок, а также для исследований, как изменяются масштабы энергетических щелей в зависимости от магнитного поля, беспорядка и температуры.

В заключение авторы благодарят С.В.Иорданского, Э.И.Рашба, Д.Е.Хмельницкого за обсуждения, а также А.В.Бабкина и М.А.Черникова за содействие в эксперименте.

#### Литература

1. Tsui D.C., Stormer H.L., Gossard A.C. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1559.
2. Stormer H.L., Chang A., Tsui D.C., Hwang J.C.M., Gossard A.C., Weigmann W. Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, 1953.
3. Laughlin R.B. Phys., Rev. Lett., 1983, **50**, 1395.
4. Morf R., Halperin B.I. Phys. Rev., 1986, **B33**, 2221.
5. Chang A.M., Paalanen M.A., Tsui D.C., Stormer H.L., Hwang J.C.M. Phys. Rev., 1983, **B28**, 6133.
6. Kawaji S., Wakabayashi J., Yoshino J., Sakaki H.J. Phys. Soc. Jap., 1984, **53**, 1915.
7. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1983, **54**, 437.
8. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 387.
9. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. ЖЭТФ, 1986 (в печати).
10. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 413.
11. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. ЖЭТФ, 1985, **89**, 1692.