

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВИГНЕРОВСКОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОМ ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Х.Буман¹⁾, В.Иосс¹⁾, К. фон Клитцинг²⁾, И.В.Кукушкин,
Ж.Мартинес³⁾, А.Плаут²⁾, К.Плог²⁾, В.Б.Тимофеев*

В спектрах излучательной рекомбинации двумерных ($2D$ -) электронов в $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ гетероструктурах, помещенных в сильное поперечное магнитное поле при низких температурах ($T \simeq 0,4$ К) при достижении критического значения фактора заполнения $\nu_k = 0,28$ возникает новая линия. Свойства этой линии в зависимости от величины магнитного поля, температуры и беспорядка связываются с вигнеровской кристаллизацией в системе взаимодействующих электронов.

1. Известно, что во взаимодействующей системе $2D$ -электронов в сильном поперечном магнитном поле и достаточно низких температурах состояния несжимаемой ферми-жидкости (НФЖ) являются основными ¹⁻³. Они отвечают дробному заполнению квантовых состояний ($\nu = 1/q$, q - целое, нечетное число) и в магнито-транспорте обнаруживаются по дробному квантованию холловского сопротивления ⁴⁻⁷. В недавно выполненных нзми магнитооптических экспериментах показано ⁸, что состояния НФЖ оказываются основными вплоть до факторов заполнения $\nu = 1/9$. В этих же экспериментах оптическим способом определены кулоновские щели между основными состояниями НФЖ и непрерывным спектром квазичастичных возбуждений с дробными зарядами ($e^* = e/q$, $q = 3, 5, 7, 9$) ⁸.

Вместе с тем теоретические расчеты показывают, что в квантовом пределе, при $\nu < 1/3$, в системе электронов должен возникнуть дальний порядок и наступить кристаллизация (вигнеровская кристаллизация) ⁹. Исследуя излучательную рекомбинацию $2D$ -электронов с фотовозбужденными дырками в области заполнений $\nu < 1$ (когда все электроны оказываются в нижнем спиновом состоянии) мы обнаружили, что при достижении критических значений $\nu_k < 0,28$ в спектрах люминесценции появляется новая линия. В данном письме мы сообщаем, что появление этой линии в спектрах и ее свойства при вариации магнитного поля и температуры можно связать с вигнеровской кристаллизацией.

2. В специально приготовленных $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ гетероструктурах ⁸ исследовались спектры излучательной рекомбинации $2D$ -электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными в δ -легированном монослое акцепторов (атомы Ве) удаленном от интерфейса на расстоянии 25 нм. При такой рекомбинации в условиях фотовозбуждения в спектрах люминесценции возникает соответствующая линия ¹⁰. На вставке к рис.1 показана энергетическая схема гетероструктуры и исследуемый оптический переход. Концентрация $2D$ -электронов в изученных ГС составляла $6 \cdot 10^{10} - 2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и ее можно было варьировать с помощью фотовозбуждения, меняя плотность мощности ¹¹. Подвижность $2D$ -электронов, измеренная в темноте, составляла $\mu \simeq 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и заметно возрастала при

¹⁾ H. Buhmann and W. Joss: Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Hochfeld-Magnetlabor, BP 166X, F-38042 Grenoble CEDEX, France.

²⁾ K. von Klitzing, A. Plaut and K. Plog: Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-7000 Stuttgart 80, Federal Republic of Germany.

³⁾ G. Martinez: Service National des Champs Intenses / Centre National de la Recherche Scientifique, BP 166X, F-38042 Grenoble CEDEX, France.

стационарной подсветке ^{10,11}. Высокое качество структур подтверждали магнито-транспортные измерения, выполненные в темноте и при стационарной подсветке, с помощью которых обнаруживались состояния НФЖ при $\nu = p/q$ ($q = 3$ и 5). Образцы монтировались в криостате, в котором конденсировался He^3 . Свет на образец и от образца подводился с помощью световодов. Температура контролировалась с помощью RuO_2 термосопротивления. В магнитном поле вплоть до $H = 28$ Тл и без подсветки температура составляла 340 мК, а при стационарном освещении образца Ag^+ - лазером (мощность 0,1-1 мВт) температура возрастала до 400-600 мК. Спектры люминесценции детектировались охлаждаемым GaAs-фотоумножителем и анализировались с помощью тройного монохроматора с разрешением 0,06 мэВ. Концентрация 2D-электронов контролировалась с помощью шубниковских осцилляций магнитосопротивления, а также магнитооптическим способом.

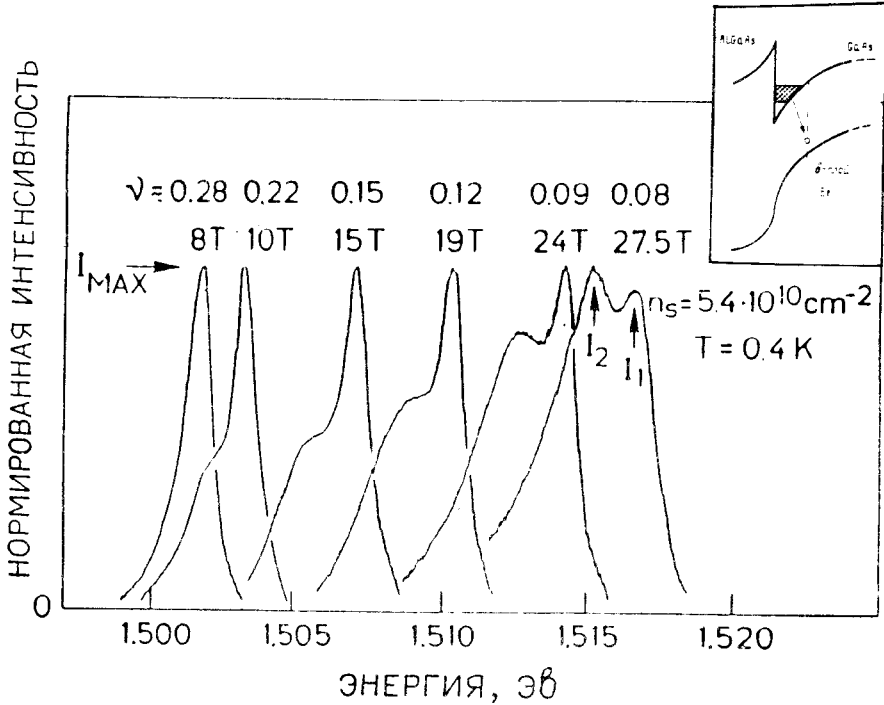


Рис. 1. Спектры излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками в монослое акцепторов, измеренные в различных магнитных полях на образце с концентрацией 2D-электронов $n_s = 5,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при $T = 400$ мк (спектры нормированы по интенсивности). На вставке изображена энергетическая схема гетероструктуры и исследуемый оптический переход

3. На рис.1 показаны нормированные по интенсивности спектры люминесценции, отвечающие излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, измеренные в разных магнитных полях на одном из образцов с концентрацией 2D-электронов при стационарной подсветке $n_s = 5,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Помимо основной, ранее известной линии I_1 , соответствующей рекомбинации электронов из нижнего спинового состояния ⁸, в спектре появляется новая линия - I_2 при достижении определенных значений магнитного поля. Эта линия возрастает при увеличении H и при факторах заполнения $\nu \approx 0,1$ доминирует в спектре. Линия I_2 смещена в сторону меньших энергий, так что расщепление между линиями I_1 и I_2 составляет 1,4 мэВ. Существенно, что одновременно с появлением линии I_2 в спектре начинает сильно падать интегральная интенсивность люминесценции в

этой области. Это иллюстрирует рис.2, где показаны зависимости интегральной интенсивности люминесценции, а также отношение интенсивностей I_2/I_1 в зависимости от величины H . Падение интегральной интенсивности люминесценции и возгорание линии I_2 наступает при одной и той же величине магнитного поля H_k . Измерения, выполненные на образцах с различными концентрациями n_S продемонстрировали, что H_k линейно растет с увеличением n_S . Таким образом, описанные явления в исследованном диапазоне концентраций не зависят от n_S и наблюдаются в области факторов заполнения $\nu < \nu_k = 0,28$. Важно отметить,

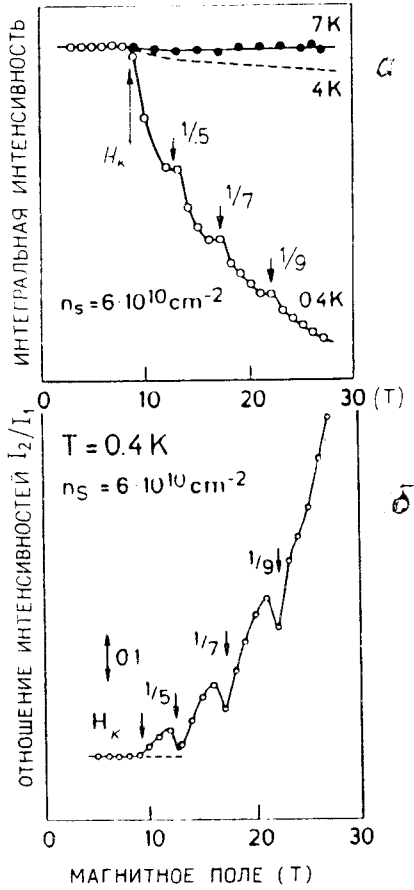


Рис.2

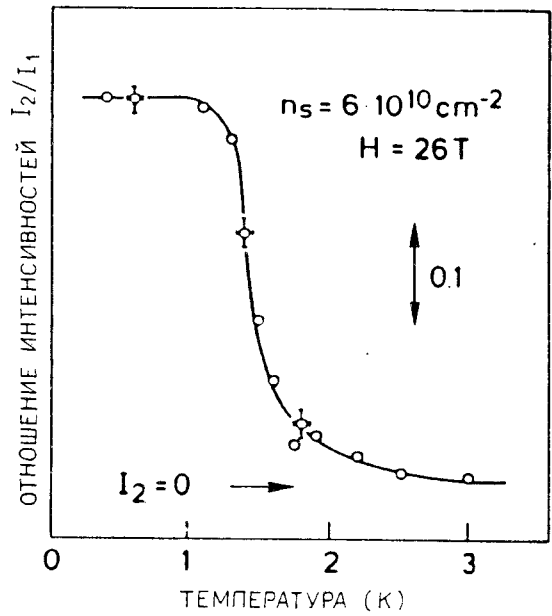


Рис.3

Рис. 2. а - Поведение интегральной интенсивности линий люминесценции I_1 и I_2 при изменении величины магнитного поля ($T = 0,4; 4; 7$ К; $n_S = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; б - Отношение интенсивностей линий люминесценции I_1/I_2 при вариации магнитного поля ($n_S = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $T = 0,4$ К)

Рис. 3. Температурная зависимость отношения интенсивностей линий люминесценции I_2/I_1 , измеренная на образце с концентрацией $2D$ -электронов $n_S = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $H = 26$ Тл

что интенсивность линии I_2 резко уменьшается в окрестности $\nu = 1/5, 1/7$ и $1/9$ (рис.2б), где происходит конденсация в НФЖ. Одновременно, при этих же дробных заполнениях, возгорается интегральная люминесценция за счет усиления интенсивности линии I_1 .

Линия I_2 очень чувствительна к температуре. На рис.3 представлена температурная зависимость отношения интенсивностей I_2/I_1 , измеренная при $H=26$ Тл ($\nu=0,09$). Видно, что при температурах выше критической линии I_2 исчезает в спектре (при $H=26$ Тл $T_k=1,4$ К). Одновременно с этим интегральная интенсивность люминесценции увеличивается и возвращается к изначальным величинам, измеренным при $H < H_k$ (см.рис.2а). Критическая температура сильно зависит от фактора заполнения: в области $\nu < \nu_k$ она возрастает при уменьшении ν , однако при дробных $\nu = 1/5, 1/7$ и $1/9$ T_k резко уменьшается.

4. Мы связываем появление новой линии I_2 в спектрах, которое сопровождается одновременным резким уменьшением сигнала интегральной люминесценции, с явлением кристаллизации в системе взаимодействующих электронов. В рамках такой интерпретации линии I_2 и I_1 отвечают излучательной рекомбинации $2D$ -электронов из кристаллической и жидкой фаз, соответственно (при $\nu=1/5, 1/7$ и $1/9$ ферми-жидкость несжимаемая). Сдвиг линии I_2 в сторону меньших энергий, по сравнению с I_1 , означает, что основное состояние кристаллической фазы оказывается нижайшим. Исчезновение линии I_2 при $\nu=1/5, 1/7$ и $1/9$ указывает, что при таких дробных заполнениях основным состоянием системы тем не менее оказывается НФЖ. Тот факт, что линия I_2 при этих заполнениях не полностью исчезает из спектров может быть результатом неоднородности концентрации n_S по образцу. Наконец, резкое уменьшение сигнала интегральной люминесценции является следствием сильной локализации электронов в условиях кристаллизации. Действительно, в магнитном поле размер волновых функций электронов и дырок, принимающих участие в рекомбинации, в $2D$ -плоскости определяется магнитной длиной. В перпендикулярном же направлении магнитное поле мало меняет волновые функции рекомбинирующих частиц. Очевидно, что с ростом H перекрытие волновых функций сильно локализованных электронов и дырок уменьшается. Локализация электронов в данном случае имеет собственное происхождение и связана с возникновением кристалла (поликристалла), который пиннингуется на неоднородностях случайного потенциала. В соответствии с этим с ростом H сильно падает интенсивность интегральной люминесценции. Напротив, при увеличении температуры выше критической, когда кристалл расплавлен и электроны делокализуются, сигнал интегральной люминесценции перестает зависеть от величины магнитного поля (рис.2а).

Интересной оказывается фазовая диаграмма перехода жидкость-кристалл. Согласно известным представлениям ¹² линия равновесия жидкость-кристалл в плоскости $T-\nu$ берет начало при $\nu < \nu_{кр}$ и ведет себя монотонно, а именно: T_k растет при уменьшении ν . По нашим наблюдениям фазовая диаграмма жидкость-кристалл изрезана провалами при $\nu=1/5, 1/7$ и $1/9$, где более устойчивыми оказываются состояния НФЖ. Этот вопрос будет обсужден детально в отдельной публикации.

В заключение мы глубоко благодарим за содействие в осуществлении этой работы П.Видера, а также Ж.Арно, Ж.Дюма, А.Фишера, М.Хаусера, П.Сала, Ж.-Л.Валье и А.Варт.

Литература

1. Tsui D.C., Stormer H.L., Gossard A.C. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, 1559.
2. Laughlin R.B. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, 1395.
3. Chakraborty T., Pietilainen P. The Fractional Quantum Hall Effect., New York: Springer-Verlag, 1988.
4. Goldman V.J., Shayegan M., Tsui D.C. Phys.Rev.Lett., 1988, 61, 881.
5. Boebinger G.S., Stormer H.L., Tsui D.C. et al. Phys.Rev., 1987, 36, 7919.
6. Willett R.L., Stormer H.L., Tsui D.C. et al. Phys.Rev.B, 1980, 37, 8476.
7. Mallett J.R., Clark R.G., Nicholas R.J. et al. Phys.Rev.B, 1988, 38, 2200.
8. Кукушкин И.В., К. фон Клитцинг, Плаут А. и др. Письма в ЖЭТФ 1990 51, 575.

9. *Wigner E.P.* Phys.Rev., 1934, 46, 1002; *Лозовик Ю.Е., Юдсон В.И.* Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 26; *Yoshioka D., Fukuyama H.J.* Phys.Soc.Jap., 1979, 47, 394; *Levesque D. et al.* Phys.Rev.B, 1984, 30, 1056; *Tesanovicz, Azel F., Halperin B.I.* Phys.Rev.B, 1989, 39, 8525.
10. *Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K., Timofeev V.B.* Phys.Rev.B, 1989, 40, 7788.
11. *Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K. et al.* Phys.Rev.B, 1989 40, 4179.
12. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Rev.Mod.Phys., 1982, 54, 437.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 августа 1990 г.
