

МАГНИТООПТИКА НЕСЖИМАЕМОЙ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ В УЛЬТРА КВАНТОВОМ ПРЕДЕЛЕ

*И.В.Кукушкин, К. фон Клицинг¹⁾, А.Плаут¹⁾, К.Плог¹⁾,
Х.Буман²⁾, В.Йосс²⁾, Ж.Мартинес³⁾, В.Б.Тимофеев*

В GaAs-AlGaAs гетероструктуре (ГС) исследована излучательная рекомбинация 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными в монослое акцепторов, в сильных поперечных магнитных полях $H \leq 28T$ и при низких температурах $T \geq 400$ мК. Обнаружено, что при факторах заполнения $\nu < 1$ при изменении H спектральное положение линии люминесценции, отвечающей рекомбинации 2D-электронов из нижнего по спину состояния, демонстрирует скачки в шкале энергий при дробных $\nu = 2/3, 1/3, 4/5, 3/5, 2/5, 1/5, 1/7$ и $1/9$. Эти особенности исчезают при повышении T и связываются со скачками химического потенциала во взаимодействующей системе электронов при конденсации в несжимаемую ферми-жидкость.

1. Центральное место в физике низкоразмерных полупроводниковых систем занимает проблема основного состояния взаимодействующих 2D-электронов, помещенных в сильное поперечное магнитное поле¹. К настоящему времени надежно установлено, что в квантовом пределе, вплоть до факторов заполнения $\nu \geq 1/7$, и достаточно низких T основными состояниями такой системы являются состояния несжимаемой ферми-жидкости (НФЖ)²⁻⁴. Они обнаруживаются по дробному квантованию холловского сопротивления (ДКЭХ)². Вместе с тем известные теоретические расчеты показывают, что в области $\nu \leq 1/5$ в системе электронов должен возникать дальний порядок (вигнеровская кристаллизация)⁵. Усилия последних лет связаны с попытками продвинуться в эту чрезвычайно интересную область – малых концентраций, сильных магнитных полей и достаточно низких температур.

Наиболее распространенным инструментом изучения таких систем в полупроводниках является магнитотранспорт. Однако, по мере продвижения в области $\nu \ll 1$ при очень низких T из-за усиливающихся эффектов сильной локализации этот метод сталкивается с большими трудностями^{6,3}. Эффекты сильной локализации, вместе с тем, в меньшей мере затрагивают возможности магнитооптики. Впервые оптический метод в режиме дробного КЭХ был успешно реализован в случае 2D-электронного канала в Sn-полевом транзисторе⁷. С помощью этого метода были определены кулоновские шели НФЖ при $\nu = 8/3, 7/3$. Однако в изученной системе правила отбора препятствуют исследованию 2D-электронов в квантовом пределе при достаточно низких T . Этих ограничений нет в случае электронных каналов в AlGaAs/GaAs ГС⁸. Магнитооптика 2D-электронов в квантовых ямах (КЯ) на основе AlGaAs/GaAs ГС в режиме дробного КЭХ исследовалась в работе⁹, где было обнаружено аномальное поведение линии электронно-дырочной рекомбинации в окрестности $\nu = 2/3$. В случае КЯ электроны и фотовозбужденные дырки пространственно не разделены. Поэтому в таких структурах эффекты конденсации в НФЖ могут маскироваться из-за сильных $e-h$ корреляций (экситонный эффект)¹⁰. Для магнитооптики в режиме ДКЭХ, на наш взгляд, более эффективно использовать такие ГС, в которых 2D-электронный канал вблизи одиночного гетероперехода пространственно разделен с монослоем акцепторов (δ -легированная ГС)¹¹. В этом монослое локализируются фотовозбужденные дырки и с ними рекомбинируют 2D-электроны (вставка на рис. 1). Именно этот канал рекомбинации изучался в данной работе.

¹⁾ Институт им. М.Планка, Штутгарт.

²⁾ Институт им. М.Планка, Гренобль.

³⁾ Национальная магнитная лаборатория, Гренобль.

2. Мы исследовали несколько δ -легированных GaAs/AlGaAs ГС, имеющих толщину буферного слоя GaAs, около 10^3 Å. В структурах на расстоянии 250 Å от интерфейса создавался монослой акцепторов (Be) с концентрацией 10^{10} см⁻². В условиях непрерывного фотовозбуждения 2D-электроны рекомбинировали с дырками на акцепторах в этом монослое. При этом в спектрах люминесценции возникает соответствующая линия (B-линия) ¹⁰. Концентрация 2D-электронов в изученных ГС составляла от $6 \cdot 10^{10}$ см⁻² до $6 \cdot 10^{11}$ см⁻² и ее можно было варьировать с помощью фотовозбуждения, меняя плотность мощности ¹² (подвижность 2D-электронов, измеренная в темноте, составляла $3 \cdot 10^5$ и $1,5 \cdot 10^6$ см²/в · сек соответственно). При стационарной подсветке подвижность 2D-электронов существенно возрастала ¹³.

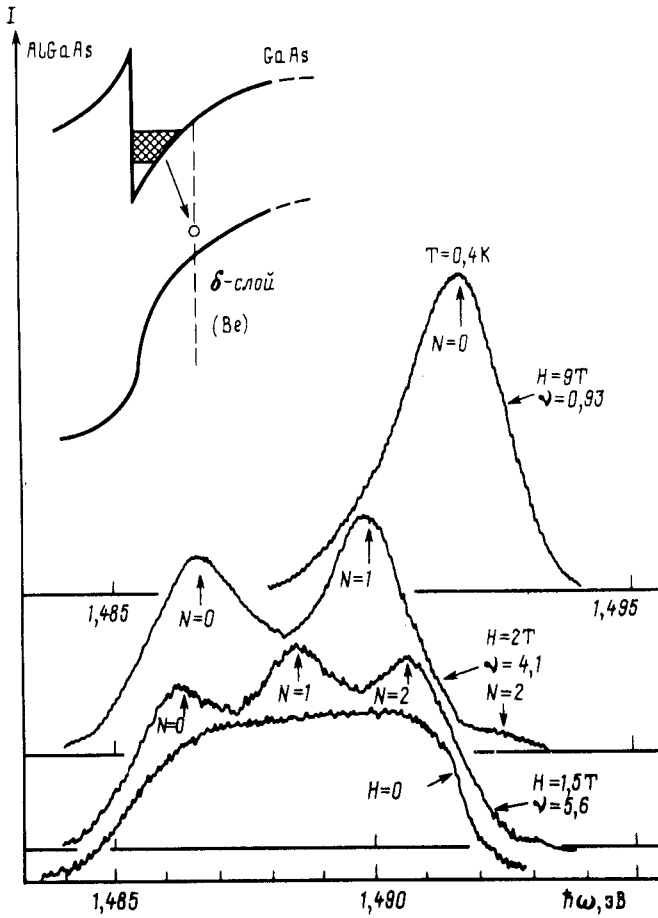


Рис. 1. Спектры люминесценции, измеренные при $H = 0$ (нижний спектр) и при различных магнитных полях, $T = 0,4$ К, $n_s = 2,02 \cdot 10^{11}$ см⁻². На рисунке указана нумерация уровней Ландау и факторы заполнения. На вставке схематично изображена энергетическая диаграмма гетероструктуры и исследуемый оптический переход

Для определения концентрации 2D-электронов мы использовали как магнитотранспортные, так и магнитооптические осцилляции Шубникова—де Гааза ¹¹. Помимо этого n_s можно было определять из сравнения относительных интенсивностей рекомбинационного излучения 2D-электронов с различных уровней Ландау при изменении H (см. пункт 3).

Измерения проводились при $T \geq 400$ мК в магнитных полях до $H = 28T$. Образцы крепились в специальной вставке, где конденсировался He³. Температура варьировалась откачкой паров He³. Излучение возбуждающего Ar⁺⁺-лазера на образец и люминесценция от образца на входную щель спектрометра подводились с помощью световодов. Мощность лазерной подсветки на образце не превышала 1 мВт. Возникающие при этом перегревы не превышали 0,1 К. Спектральный прибор обеспечивал разрешение 0,06 мэВ.

3. На рис. 1 показаны спектры люминесценции, измеренные при $H = 0$ и $H \neq 0$. Видно, что в поперечном H возникает структура уровней Ландау и интенсивность соответствующих линий

изменяется в полном соответствии с вариацией ν . Этот факт также использовался для определения концентрации $2D$ -электронов.

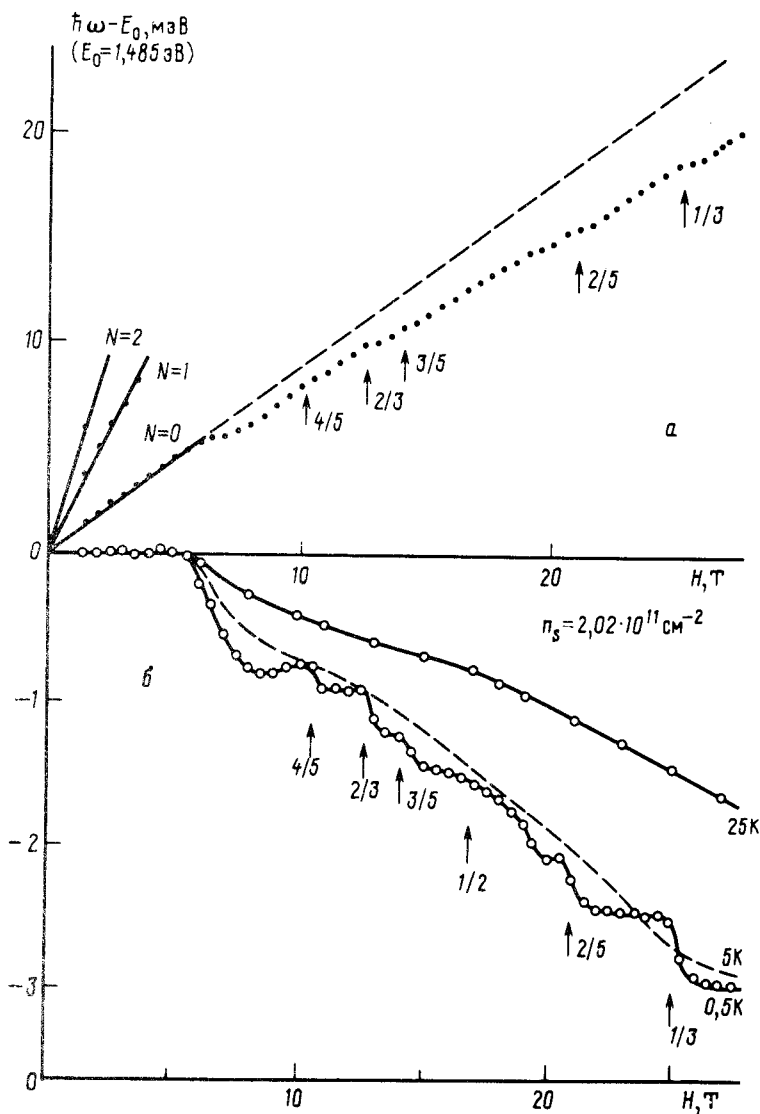


Рис. 2а. – Зависимость энергетического положения пика линии, отвечающей рекомбинации электрона из нижнего спинового состояния, от величины магнитного поля (энергия отсчитана от дна зоны размерного квантования). При заполнениях $\nu > 2$ виден веер уровней Ландау. $T = 0,47 \text{ K}$, $n_s = 2,02 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. б – Изменения энергетического положения пика этой же линии, относительно пунктирной прямой (на рис. 2а) при вариации H , измеренные при температурах: $T = 0,47 \text{ K}$, $T = 5 \text{ K}$; $T = 25 \text{ K}$. Стрелками указаны дробные факторы заполнения. $T = 0,47 \text{ K}$; $n_s = 2,02 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Изменение спектрального положения линий люминесценции $E_N(H)$, отвечающих рекомбинации $2D$ -электронов с разных уровней Ландау ($N = 0, 1, 2$) в зависимости от H представлена на рис. 2а. Видно, что в диапазоне $1 < \nu < 2$ наблюдается отклонение зависимости спектрального положения $N = 0$ уровня Ландау от линейной, измеренной в меньших H (при $\nu < 2$, пунктир на рис. 2а). Это отклонение связано с увеличением обменного взаимодействия электронов (т.н. эффект усиления g -фактора¹¹), которое происходит при $2 > \nu > 1$. Амплитуда этого отклонения равна энергии обменного взаимодействия электронов. Из рисунка также видно, что при дальнейшем увеличении H при низких T наблюдаются дополнительные скачкообраз-

изменения спектрального положения линии излучения, происходящие в узкой области ν вблизи дробных значений $\nu = 4/5, 2/3, 3/5, 2/5, 1/3$. Амплитуда этих скачков мала по сравнению с характерной циклотронной энергией, которая задает главный масштаб изменения спектрального положения линии излучения при вариации H :

$$E_0(H) = E_g + 1/2 \cdot \hbar\omega_c.$$

Поэтому на рис. 2б в увеличенном масштабе показаны изменения позиции линии излучения $E_0(H)$ в магнитном поле, которые отсчитывались от линейной зависимости, измеренной в малых магнитных полях, и затем экстраполированной в сторону больших H (пунктир на рис. 2а).

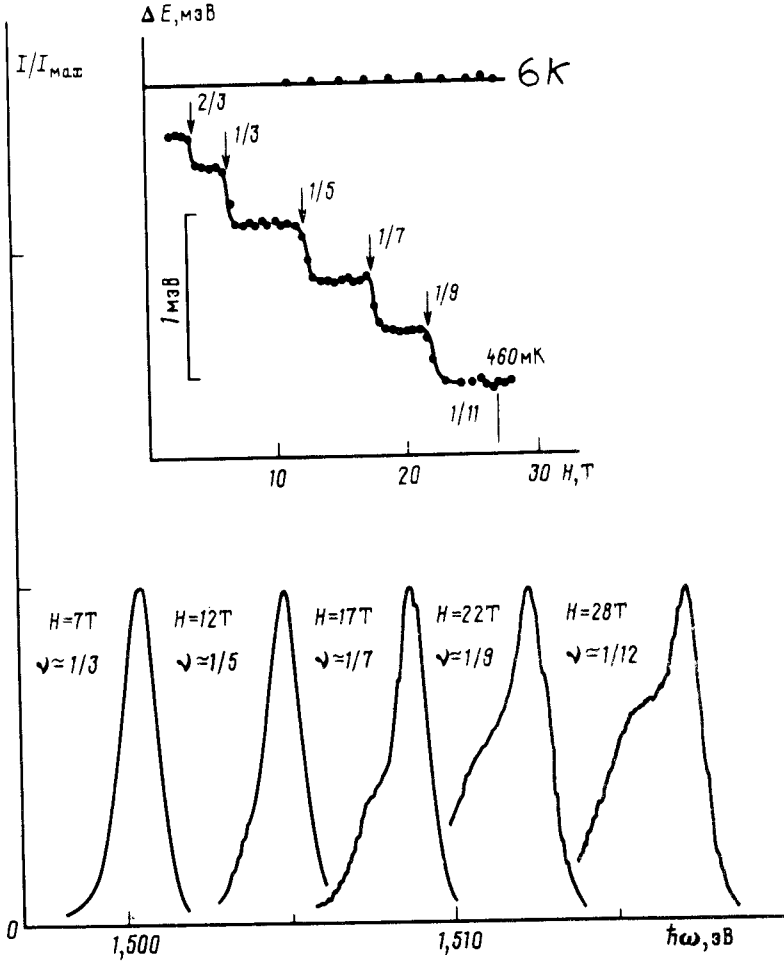


Рис. 3. Форма линии люминесценции, измеренной в различных магнитных полях при $T = 420$ мК на образце с концентрацией 2D-электронов $n_s = 5,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (спектры нормированы по интенсивности). На вставке показаны отклонения спектрального положения линии люминесценции в этом же образце ($T = 0,46$ К), отсчитанные от спектрального положения этой линии при $T = 6$ К

Отметим, что отклонения $E_0(H)$ от пунктирной прямой уменьшаются (рис. 2б) с повышением T и при $T > 30$ К (а для лучших структур при $T > 5$ К) зависимость $E(H)$ становится строго линейной и отвечает пунктиру, показанному на рис. 2. На этом же рисунке показаны зависимости $\Delta E_0(H)$, полученные при 0,5, 5 и 25 К. Из рисунка видно, что скачки $\Delta E_0(H)$ вблизи $\nu = 4/5, 2/3, 3/5, 2/5, 1/3$ наблюдаются лишь при низких T

и исчезают при $T > 5$ К. Особенность при $\nu = 1/3$ и $H = 25$ Тл исчезает при $T = 8$ К, что соответствует большой величине кулоновской щели и согласуется с магнитотранспортными данными: $\Delta_k \approx 6$ К для $\nu = 1/3$ и $H = 24$ Тл¹⁴. Из рис. 2б также видно, что вблизи $\nu = 1/2$ имеется аномальное поведение $E_0(H)$, которое однако, наблюдается в довольно широком диапазоне магнитных полей и слабо чувствительно к температуре. Поэтому мы считаем, что особенность при $\nu = 1/2$ имеет другую физическую природу¹⁵⁻¹⁶.

Обнаруженное скачкообразное поведение спектральной позиции линии излучения при дробных ν мы связываем со скачками химпотенциала в системе $2D$ -электронов при их конденсации в НФЖ¹⁷. Также, как в случае Si МДП-структур, амплитуда скачка в зависимости $E_0(H)$ вблизи дробных значений ν отвечает величине разрыва химического потенциала ζ . Согласно теории НФЖ¹⁷, значение $\Delta\zeta$ для $\nu = p/q$ связано с величиной кулоновской щели Δ_k : $\Delta\zeta = q\Delta_k$.

Физический смысл состоит в том, что изменение числа электронов на единицу сопровождается рождением (или поглощением) q -квазичастиц (возбуждений с дробным зарядом $\theta^* = e/q$), энергия которых отделена от основного состояния щелью Δ_k .

Обнаруженное поведение $E_0(H)$ полностью соответствует наблюдаемому нами в Si МДП-структурах и подтверждает интерпретацию, основанную на том, что скачки $E_0(H)$ вблизи дробных $\nu = p/q$ связаны с рождением (при $\nu < p/q$) или поглощением (при $\nu > p/q$) возбуждений при уменьшении числа $2D$ -электронов на единицу при рекомбинации с дыркой.

На структуре с малой концентрацией $n_p = 0,6 \cdot 10^{11}$ см⁻² нам удалось продвинуться в область факторов заполнения $\nu = 1/12, 5$. В этом случае при $T = 420$ мК в зависимости спектрального положения линии излучения от H мы наблюдали скачки при $\nu = 2/3, 1/3, 1/5, 1/7$ и $1/9$. При повышении температуры эти скачки исчезают последовательно, начиная с больших q . Отметим, что состояние НФЖ с $\nu = 1/9$ наблюдается впервые.

Спектры люминесценции, измеренные вблизи $\nu = 1/3, 1/5, 1/7$ и $1/9$ показаны на рис. 3. Видно, что в спектрах не наблюдается каких-либо заметных расщеплений. Тщательный анализ показал, что в общем случае в окрестности дробных ν происходило небольшое уширение линии рекомбинации, которое сопровождалось слабым уменьшением пиковой интенсивности. Отметим также, что начиная с $\nu \leq 1/5$ в спектре люминесценции со стороны меньших энергий появлялось дополнительное плечо, которое постепенно росло с увеличением H и исчезало при увеличении температуры ($T \geq 1,5$ К). Одновременно с этим (при $\nu < 1/5$) начала резко падать интегральная интенсивность излучения. Эти особенности не имеют прямого отношения к НФЖ. Тем не менее они представляются нам чрезвычайно интересными, поскольку связаны с возможным появлением дальнего порядка в системе взаимодействующих электронов. Этот вопрос будет обсужден и опубликован отдельно.

В заключение авторы благодарят П.Сала, Ж.-К.Валье, К.Варт за обслуживание гибридного магнита, а также Ж.Дюма и Ж.Арно за техническую помощь.

Литература

1. Ando T. et al. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
2. Tsui D.C. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1559.
3. Goldman V.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 881; Quantum Hall Effect. Ed. R.E.Prange, S.M.Girvin. N.Y.: Springer-Verlag, 1987.
4. Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1395.
5. Wigner E.P. Phys. Rev., 1934, 46, 1002; Лозовик Ю.Е., Юдсон В.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 26; Yoshio-ka D., Fukuyama H. J. Phys. Soc. Jap., 1979, 47, 394; Levesque D. et al. Phys. Rev. B, 1984, 30, 1056.
6. Mendez E.E. et al. Phys. Rev. B, 1984, 30, 7310.
7. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 179; Surf. Sci., 1988, 196, 196.
8. Perry C.H. et al. High Magnetic Field in Semicond. Physics. Ed. G.Landwehr. Berlin: Springer-Verlag, 1978, p. 202.

9. *Goldberg B.B. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **61**, 605; Surf. Sci., 1988, **196**, 209.
10. *Ando T.* High Magnetic Field in Semicond. Physics II. Ed. G.Landwerh. Berlin: Springer-Verlag, 1989, p. 164;
Uenoyama T., Sham L.J. Phys. Rev. B, 1989, **39**, 1144.
11. *Kukushkin I.V. et al.* Phys. Rev., 1988, **37**, 8509; *Kukushkin I.V. et al.* Festkörperprobleme, 1988, **28**, 21.
12. *Kukushkin I.V. et al.* Phys. Rev. B, 1988, **40**, 4179.
13. *Kukushkin I.V. et al.* Phys. Rev. B, 1990, in press.
14. *Willet R. et al.* Surf. Sci., 1988, **196**, 257.
15. *Jiang H.W. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **40**, 1203.
16. *Rosenstein R., Vagner I.D.* Phys. Rev. B, 1989, **40**, 1973.
17. *Halperin B.I.* Helv. Phys. Acta, 1983, **56**, 75; *Morf R., Halperin B.I.* Phys. Rev. B, 1986, **33**, 2221.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 апреля 1990 г.