

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ****НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК****(30 сентября 1992 г.)**

30 сентября 1992 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады по теме "Наноструктуры в физике и электронике":

1. И.В. Кукушкин, В.Б. Тимофеев. Магнитооптика сильно скфрелированных низкоразмерных электронных систем.

2. П.С. Копьев. Квантово-размерные гетероструктуры на основе соединений A_3B_5 (технология получения методом МПЭ и физические свойства).

3. С.В. Гапонов. Новые подходы в формировании объектов пониженной размерности,

4. А.П. Арзамасцев, Н.М. Гродненский, Ю.В. Гуляев, В.Г. Мокеров, А.К. Савченко. Технология квантово-размерных систем на основе гетеропереходов соединений A_3B_5 для приборов нанoeлектроники.

5. Ю.В. Копаев, Квантово-волновая оптика.

6. И.Г. Неизвестный, В.Н. Овсяк. Физика и технология полупроводниковых структур.

Краткое содержание одного доклада публикуется далее.

И.В. Кукушкин, В.Б. Тимофеев. Магнитооптика сильно скоррелированных низкоразмерных электронных систем.

1. Центральное место в физике низкоразмерных полупроводниковых систем занимает проблема основного состояния двумерных (2D) электронов, помещенных в сильное поперечное магнитное поле. В квантовом пределе, когда электроны заполняют нижайший, отщепленный магнитным полем, уровень (факторы заполнения $\nu < 1$) и температуры достаточно низки, кулоновские корреляции приводят к возникновению новых состояний и связанных с ними новых квантовых объектов. Среди них наиболее яр-

кими являются несжимаемые ферми-жидкости (НФЖ) и вигнеровский кристалл [1]. Состояния НФЖ (лафлиновские состояния [2]) отвечают дробному заполнению квантовых состояний ($\nu = 1/q$, q — целое нечетное число) и в магнитотранспортных экспериментах обнаруживаются по дробному квантованию холловского сопротивления (дробный КЭХ [3]). К настоящему времени в экспериментах такого рода установлена целая иерархия состояний НФЖ вплоть до факторов заполнения $\nu \geq 1/7$ [4].

Вместе с тем согласно теоретическим расчетам следует, что в квантовом пределе $\nu \leq 1/5$ в системе взаимодействующих электронов должен возникнуть дальний порядок и наступить кристаллизация (двумерный электронный или вигнеровский кристалл [5]). Ожидалось, что при наличии кулоновских корреляций в жидкой фазе (состояния НФЖ) фазовая диаграмма перехода кристалл — жидкость может оказаться совершенно необычной. Усилия последних лет связаны с попытками продвинуться, используя различные экспериментальные методы, в эту чрезвычайно интересную область — малых электронных плотностей, сильных магнитных полей и достаточно низких температур.

Самым распространенным инструментом изучения таких систем в полупроводниках является магнитотранспорт. Однако по мере продвижения в ультраквантовую область, $\nu \ll 1$, при очень низких температурах этот метод сталкивается с большими, по существу непреодолимыми, трудностями из-за усиливающихся эффектов сильной локализации. Вместе с тем эффекты сильной локализации в меньшей мере затрагивают возможности магнитооптики. Цель настоящего доклада — продемонстрировать, какими возможностями располагает магнитооптический метод при изучении основного состояния взаимодействующих электронов, включая состояния

НФЖ и вигнеровского кристалла.

2. Прежде всего при выборе объекта исследований следует отдать предпочтение полупроводниковым системам с выраженной асимметрией по отношению к электронно-дырочному взаимодействию. Таким объектом может служить одиночный гетеропереход, в котором двумерный электронный канал пространственно разделен областью, занятой фотовозбужденными дырками (связанными или свободными). В таких объектах кулоновские корреляции в двумерном электронном канале будут в минимальной степени маскироваться из-за экситонного эффекта. В симметричных же системах, например в квантовых ямах, влияние экситонных эффектов очень велико [6].

Нами исследовалась излучательная рекомбинация 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными в δ -легированном монослое акцепторов (атомы Be), в специально приготовленных GaAs/AlGaAs-гетероструктурах (ГС) [7]. Монослой акцепторов был удален, как правило, достаточно далеко от гетерограницы (на расстояния $\geq 300\text{\AA}$). В этих условиях излучательные времена рекомбинации 2D-электрона с фотовозбужденной дыркой акцептора очень велики и имели масштаб порядка 1 мкс. Благодаря большим излучательным временам 2D-электронная система оказывалась минимально перегретой относительно решетки и в ней экспериментально достигались температуры вплоть до 100 мК (при мощности фотовозбуждения менее 1 мВт). Контроль электронной температуры осуществлялся по ширине линий шубниковских осцилляции продольного магнитосопротивления. Далеко удаленные от интерфейса акцепторы в минимальной степени возмущали систему взаимодействующих 2D-электронов как в исходном (до рекомбинации), так и в конечном (после рекомбинации) состояниях. Поэтому момент первого порядка спектра рекомбинации M_1 (центр тяжести спектра или линии) в функции магнитного поля (или фактора заполнения) непосредственно отражает поведение энергии основного Состояния двумерной электронной системы. В экспериментально измеренных зависимостях $M_1(\nu)$ обнаруживаются (рис. 1) изломы, или "каспы" (cusps), как при целочисленных, так и при дробных факторах заполнения $\nu = p/q$ (p — целое, q — целое нечетное) [8]. Изломы в спектральных зависимостях $M_1(\nu)$ и производной $dM_1/d\nu$ (химпотенциала) полностью согласуются с минимумами магнитосопротивления (см. рис. 1). Теория показывает [9], что при определенных модельных приближениях, близких к условиям оптических экспериментов, сила изломов при дробных ν непосредственно связана с величиной ку-

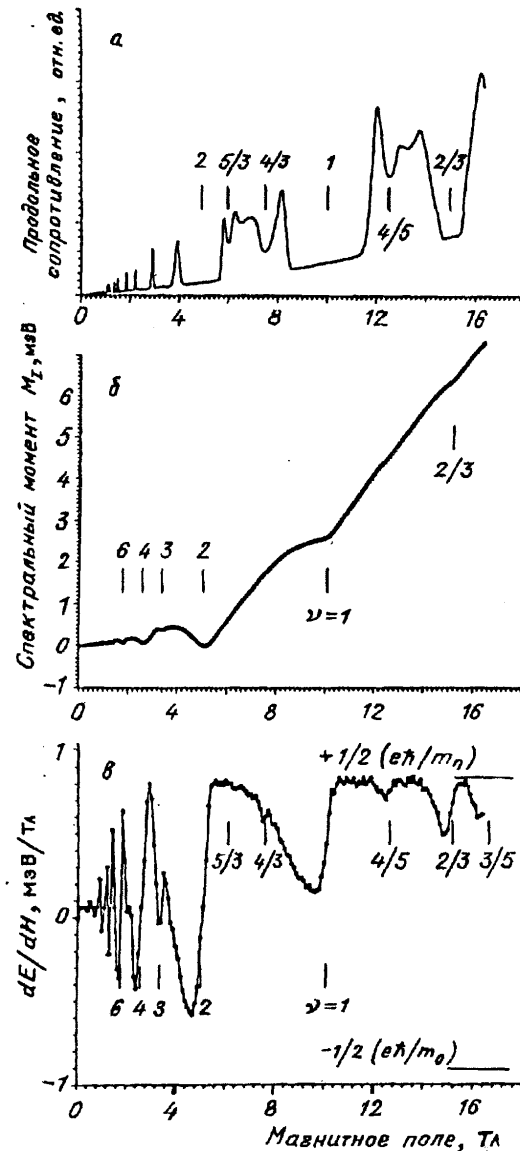


Рис. 1. Соответствие в поведении шубниковских осцилляции магнитосопротивления (а), первого момента M_1 спектра излучательной рекомбинации 2D-электронов (б) и производной $dM_1/d\nu$ (химпотенциала) (в). Концентрация 2D-электронов $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $T = 100 \text{ мК}$. Указаны целочисленные и дробные факторы заполнения

лоновской щели при дробном КЭХ следующим образом:

$$\Delta_q = \frac{\nu}{2q} \delta \frac{dM_1}{d\nu}.$$

Щель Δ_q отделяет основное состояние НФЖ от непрерывного спектра квазичастичных возбуждений. С помощью описанной процедуры определены кулоновские щели для целой иерархии состояний НФЖ, а также проанализирована их чувствительность к беспорядку в системе.

Достоинство магнитооптического метода состоит в том, что с его помощью удается экспериментально

проследить за поведением соответствующих щелей — циклотронных, спиновых и квазичастичных в режиме дробного КЭХ — в зависимости от температуры. Обнаружено, что при возрастании температуры происходит внезапный коллапс (схлопывание) щелей, которые непосредственно обусловлены электрон-электронным взаимодействием. В отличие от них для циклотронных щелей, масштаб которых не затронут е-е-взаимодействием, наблюдается монотонное уменьшение с ростом T , описываемое квадратичными по температуре поправками.

3. В спектрах излучательной рекомбинации 2D-электронов с дырками в монослое акцепторов в условиях, соответствующих вигнеровской кристаллизации, обнаружена новая линия [10]. Эта линия появляется в спектрах при достижении критических значений фактора заполнения $\nu_c \leq 0,26$ и температурах $T < 200$ мК. В электрическом поле обнаружено пороговое по полю увеличение интенсивности новой линии, сопровождающееся вблизи порога усилением шумов. Такое поведение ассоциируется с эффектом депиннинга вигнеровского кристалла.

С помощью техники импульсного возбуждения впервые исследована кинетика излучательной рекомбинации в режиме вигнеровской кристаллизации [11]. Оказалось, что излучательные времена рекомбинации для электронов в твердой фазе (включая состояние "запиннированного" вигнеровского кристалла) на много порядков превышают соответствующие времена для электронов в жидкой фазе,

(включая состояние НФЖ). Рис. 2 иллюстрирует изменения в спектрах люминесценции, измеренных с различными временными задержками при импульсном возбуждении. Видно, что при больших задержках $\Delta t > 500$ нс в спектрах остается только линия S, отвечающая рекомбинации электронов из твердой фазы. Рекомбинация в жидкой фазе (L) происходит гораздо быстрее. Излучательные времена τ в твердой фазе растут при увеличении магнитного поля экспоненциально:

$$\tau = \tau_0 \exp(H/H_0) = \tau_0 \exp(A/\nu),$$

где τ_0 — время при $H = 0$, A — численный коэффициент порядка единицы. Такое поведение есть следствие сильной локализации электронов в 2D-плоскости в твердой фазе при низких температурах и сильном магнитном поле. Существенное различие в масштабах излучательных времен дало возможность провести независимые исследования жидкой и твердой фаз при импульсном фотовозбуждении, отличить состояния кристаллической и неупорядоченной (стеклообразной) твердой фаз, а также построить фазовую диаграмму для вигнеровского кристалла (рис. 3) в координатах $T - \nu$. Фазовая граница берет начало при критических значениях фактора заполнения $\nu_c \leq 0,26$ и в шкале температур расположена ниже классической температуры плавления $T_c \approx 420$ мК, что согласуется с результатами исследований нелинейного магнитотранспорта [12] и радиочастотного поглощения [13]. Необычный вид фазовой границы существования электронной кристаллической фазы связан с тем, что при дробных факторах заполнения

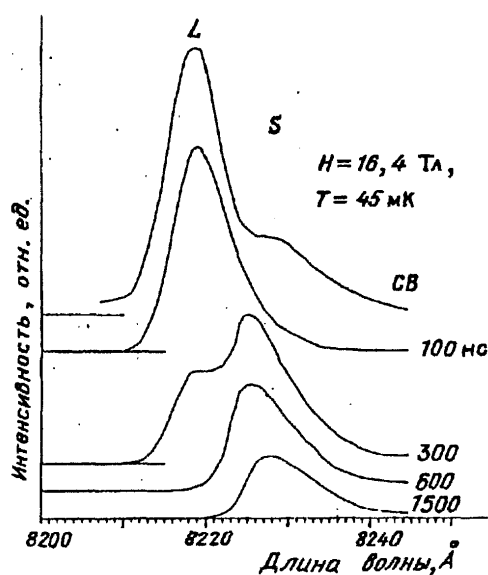


Рис. 2. Спектры люминесценции для образца с концентрацией 2D-электронов $n_s = 5,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при стационарном (СВ) и импульсном возбуждении, измеренных с задержками, указанными для каждого спектра в нс. $T = 45$ мК и $H = 16,4$ Тл

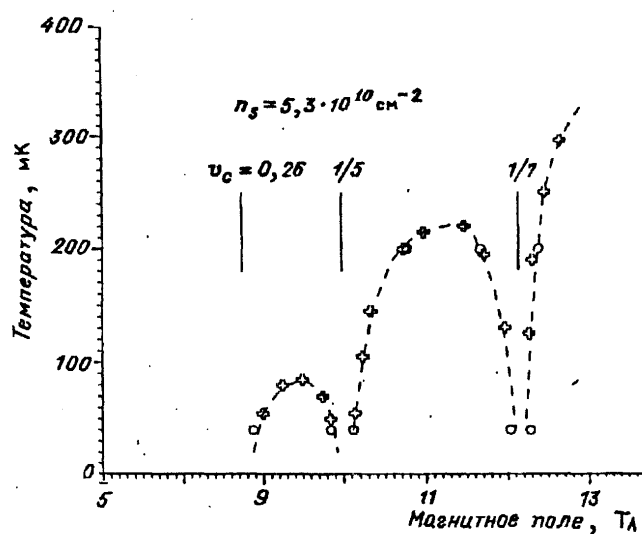


Рис. 3. Фазовая граница вигнеровского кристалла. Крестики отвечают измерениям перехода при фиксированном H , кружки — при фиксированной T

1/5 и 1/7 лафлиновские состояния (состояния НФЖ) оказываются более устойчивыми.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Chakraborty T., Pietilainen P.* The Fractional Quantum Hall Effect. New York a. o.: Springer-Verlag, 1988.
2. *Laughlin R.B.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1395.
3. *Tsui D.C., Störmer H.L., Gossard A.O.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1559.
4. *Willett R.L., Störmer H.L., Tsui D.C., Gossard A.C., English J.H., and Baldwin K.W.* // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 257.
5. *Wigner E.P.* // Phys. Rev. 1934. V. 46. P. 1002.
Лозовик Ю.Е., Юдсон В.И. // Письма ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 26.
Iam P.K., Girvin S.M. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. B30. P. 473.
6. *MacDonald A.H., Rezayi E.H., Keller D.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 1939.
7. *Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K., Timofeev V.B.* // **Festkörperprobleme.** 1988. Bd. 28. S.21.
8. *Kukushkin I.V., Pulsford N.J., von Klitzing K., Ploog K., Haug R.J., Kosh S., Timofeev V.B.* // Europhys. Lett. 1992. V. 18. P. 63.
9. *Апальков В.М., Раиба Э.И.* // Письма ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 420
10. *Buhmann H., Joss W., von Klitzing K., Kukushkin I.V., Martinez G., Plaut A.S., Ploog K., Timofeev V.B.* // Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 925. Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 926.
- [11] *Kukushkin I.V., Pulsford N.J., von Klitzing K., Haug R.J., Ploog K., Timofeev V.B.* // Phys. Rev. Lett. 1992 (in press).
12. *Jiang H.W., Willett R.L., Störmer H.L., Tsui D.C., Pfeiffer L.N., West K.W.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 2189.
13. *Andrei E.Y., Deville G., Glatti D.C., Williams F.I.B., Paris E., Etienne B.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2765.