

Циклотронная спин-флип мода в ультраквантовом пределе

А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, В. Е. Бисти

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 11 декабря 2006 г.

В двумерной электронной системе исследовано комбинированное возбуждение (циклотронная спин-флип мода), связанное с изменением орбитального и спинового квантовых чисел. Исследована зависимость энергии циклотронной спин-флип моды от фактора заполнения электронов. Измерена сравнительная зависимость времени затухания циклотронной спин-флип моды и магнитоплазмона. Показано, что с увеличением фактора заполнения от $\nu = 0$ и уменьшением от $\nu = 1$ затухание циклотронной спин-флип моды усиливается многократно, при этом магнитоплазменная мода не затухает.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Многочастичное обменное взаимодействие играет важную роль в формировании многоэлектронных состояний двумерной электронной системы в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла: лафлиновских несжимаемых жидкостей, системы композитных фермионов, холловского ферромагнетика, а также целого ряда экзотических фаз в системах с пространственным разделением заряда [1]. Характеристики обменного взаимодействия могут быть получены из спектра нейтральных возбуждений электронной системы, однако из-за ряда симметричных ограничений, влияние взаимодействия на энергии возбуждений, активных в поглощении и испускании электромагнитного излучения, проявляется на импульсах порядка обратной магнитной длины ($ql_B \sim 1$, где q – обобщенный импульс, а l_B – магнитная длина). Из-за малости импульса световых квантов, используемых в стандартных спектроскопических исследованиях, измерение дисперсионных зависимостей нейтральных возбуждений в области $ql_B \sim 1$ связано со значительными экспериментальными трудностями [2]. В этой связи интерес представляют исследования комбинированных возбуждений, активных в неупругом рассеянии света [3].

Комбинированные возбуждения существенно отличаются от возбуждений, активных в поглощении электромагнитного излучения, – магнитоплазмонов, связанных с изменением только орбитального квантового числа, и спиновых экситонов, связанных с изменением только спинового квантового числа, энергии которых удовлетворяют теоремам Кона и Лармора [4, 5]. Теорема Кона запрещает вклады в энергию магнитоплазмона от электрон-электронного взаимодействия в пространственно однородной системе, а теорема Лармора – вклады в энергию спинового экситона в системе, инвариантной к вращениям в спиновом

пространстве. Подобных ограничений на энергию комбинированных возбуждений не существует. Переворот спина с одновременным изменением орбитальной компоненты волновой функции электрона приводит к значительному уменьшению обменной энергии электронной системы даже при нулевом обобщенном импульсе [3, 6]. Поэтому экспериментальное наблюдение комбинированных возбуждений открывает уникальную возможность исследовать многочастичное обменное взаимодействие в основном состоянии двумерных систем. В этой работе представлены экспериментальные результаты исследования свойств комбинированных циклотронных возбуждений в ультраквантовом пределе (заполнен один спиновой подуровень Ландау) и сравнение экспериментальных данных с существующими теориями.

Измерения проводились на высококачественных образцах, содержащих одиночные GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As квантовые ямы шириной 250 и 300 Å, с электронной темновой концентрацией $1.6 \div 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $5 \div 10 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Электронная концентрация в образцах изменялась методом фотообеднения и измерялась по скачкам химического потенциала в спектрах фотолюминесценции [7]. Исследования проводились при температуре 1.4 К в магнитном поле $8 \div 10 \text{ Тл}$. Магнитное поле выбиралось таким образом, чтобы зеемановская энергия $E_Z = \mu g B$ превышала тепловую энергию $k_B T$. В этом случае электронная система в ультраквантовом пределе поляризована по спину. Заметим, что вопрос о спиновой поляризации двумерной системы определяется не только соотношением между зеемановской и тепловой энергиями. Например, при температуре $T \sim 100 \text{ мК}$ возможна частичная деполяризация системы композитных фермионов (и соответственно электронов) в области исследуемых магнитных полей и факторов заполне-

ния [8]. Однако при увеличении температуры выше 600 мК электронная система вновь становится поляризованной по спину [9].

Для возбуждения электронной системы использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер с энергией возбуждающего кванта $1.53 \div 1.59$ эВ и плотностью мощности $W = 0.05 - 0.5$ Вт/см². Для регистрации спектров неупругого рассеяния света использовалась геометрия обратного рассеяния с использованием двухсветоводной методики [6]. Спектральным прибором служил тройной спектрометр, который вместе с полупроводниковым детектором с зарядовой связью обеспечивал спектральное разрешение 0.02 мэВ.

На рис.1 показаны спектры неупругого рассеяния света от одиночной квантовой ямы в ультракванто-

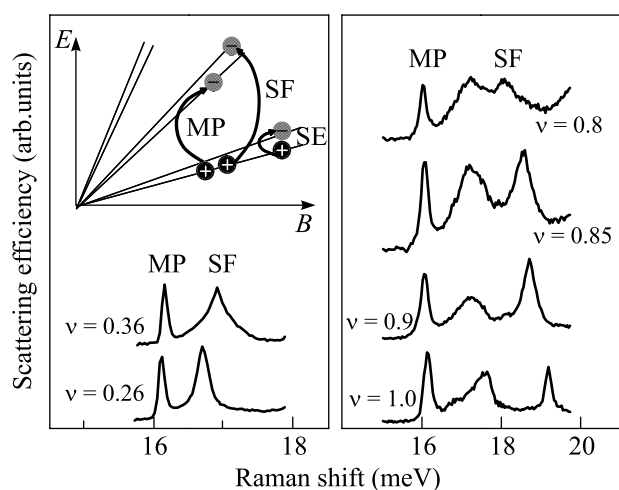


Рис. 1. Спектры неупругого рассеяния света для квантовой ямы шириной 300 Å (слева) и 250 Å (справа) в постоянном магнитном поле 9.4 и 9.25 Тл, соответственно, при различных факторах заполнения ν . На схеме изображены низкоэнергетические возбуждения в ультраквантовом пределе: магнитоплазмон (MP), спиновой экситон (SE) и циклотронная спин-флип мода (SF)

вом пределе в зависимости от фактора заполнения электронов. В спектрах наблюдаются четыре линии, две из которых присутствуют во всех спектрах. Эти линии соответствуют двум возможным процессам неупругого рассеяния света с сохранением продольной компоненты импульса света и рождением коллективных электронных возбуждений: магнитоплазмона (MP) и циклотронной спин-флип моды (SF) [6]. Остальные спектральные компоненты связаны с неупругим рассеянием света на электронных возбуждениях вблизи примесных комплексов и в дальнейшем обсуждаться не будут. Энергия магнитоплазмона в

длинноволновом пределе $ql_B \rightarrow 0$ в сильных магнитных полях ($\omega_p^2 \ll \omega_c^2$) выражается как

$$E_{MP} = \hbar\omega_c + \hbar \frac{\omega_p^2}{2\omega_c} = \hbar\omega_c + \frac{\pi \hbar n e c}{\epsilon B} q,$$

где ω_c , ω_p – циклотронная и плазменная частоты, соответственно, n – концентрация электронов, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды. Дисперсия магнитоплазмона линейна, а его энергия при $q = 0$ совпадает с циклотронной энергией.

При рассмотрении комбинированных возбуждений с переворотом спина и изменением номера уровня Ландау прежде всего следует заметить, что эти возбуждения затухающие (возможен распад на магнитоплазмон и спиновой экситон), однако в ряде приближений этот факт не учитывается и считается, что в каждый момент времени существует только одно возбуждение. При нецелочисленном заполнении нижайшего спинового подуровня Ландау для определения энергии SF обычно используются два приближения: Хартри–Фока (все состояния равновероятны, корреляций в основном состоянии нет) и одномодовое приближение SMA (single-mode approximation), в котором корреляции учитываются через парную корреляционную функцию электронов (или статический структурный фактор)[10, 11]. Для произвольных факторов заполнения структурный фактор не известен, но он может быть получен из численных расчетов методом Монте-Карло для ряда лафлиновских несжимаемых состояний $\nu = 1/3, 1/5, 1/7$ [12].

В состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$ энергия SF в двух указанных приближениях совпадает и находится в полном согласии с экспериментом:

$$E_{SF} = \hbar\omega_c + E_Z + \Delta(k),$$

где $\Delta(k)$ – кулоновский вклад, связанный с обменной энергией в основном состоянии электронной системы [13]. Длинноволновая дисперсия кулоновского вклада квадратична, поэтому в условиях эксперимента можно положить $\Delta(k) = \Delta(0)$ [13]. При нецелочисленном заполнении $\nu < 1$ энергия SF в приближении Хартри–Фока зависит линейно от фактора заполнения

$$E_{SF} = \hbar\omega_c + E_Z + \nu \Delta(k).$$

В приближении SMA волновая функция основного состояния Ψ считается известной, основное состояние строится из электронов на нижнем уровне Ландау и, при учете кулоновского взаимодействия, не вырождено [14]. Волновая функция комбинированного возбужденного состояния выбирается в виде

$$\psi_k = N^{-1/2} \sum_p a_{1\uparrow, p+k}^+ a_{0\downarrow, p} |\Psi\rangle; \quad \langle \psi_k | \psi_k \rangle = 1.$$

Используется калибровка Ландау, $a_{0\downarrow,p}$ – оператор уничтожения электрона на нижнем частично заполненном уровне, $a_{1\uparrow,p+k}^+$ – оператор рождения электрона на следующем уровне (\uparrow, \downarrow указывает направление спина), $N = \nu N_0$ – число частиц, N_0 – кратность вырождения уровня Ландау. Энергия возбуждения

$$\begin{aligned} E(k) &= \langle \psi_k | H - E_0 | \psi_k \rangle = \\ &= N_1 \langle \Psi | \left(\sum_p a_{1\uparrow,p+k}^+ a_{0\downarrow,p} \right)^+ [H, \sum_p a_{1\uparrow,p+k}^+ a_{0\downarrow,p}] | \Psi \rangle, \end{aligned}$$

то есть

$$\begin{aligned} E_{SF} &= \hbar\omega_c + E_Z + \epsilon_{SMA}(k, \nu) = \\ &= \hbar\omega_c + E_Z + \nu\Delta(k) + \delta\epsilon_{SMA}(k, \nu). \end{aligned}$$

Здесь явно выделена часть, соответствующая приближению Хартри–Фока, а поправка (отрицательная) к приближению Хартри–Фока $\delta\epsilon_{SMA}(k, \nu)$ определяется зависящим только от основного состояния коррелятором вида

$$N^{-1} \sum_p (\langle n_p n_{p+q} \rangle - \langle n_p \rangle \langle n_{p+q} \rangle); \quad n_p = a_{0\downarrow,p}^+ a_{0\downarrow,p}.$$

Переход от электронных операторов к дырочным ($b_{0\uparrow,-p}^+ = a_{0\downarrow,p}$, $b_{0\uparrow,-p} = a_{0\downarrow,p}^+$, $n_p = 1 - n_p^h$, $N_h = (1 - \nu)N_0$) позволяет перейти к дырочному коррелятору:

$$\begin{aligned} &N^{-1} \sum_p (\langle n_p n_{p+q} \rangle - \langle n_p \rangle \langle n_{p+q} \rangle) = \\ &= \frac{1 - \nu}{\nu} N_h^{-1} \sum_p (\langle n_p^h n_{p+q}^h \rangle - \langle n_p^h \rangle \langle n_{p+q}^h \rangle). \end{aligned}$$

При заполнениях, близких к $\nu = 1$ ($\nu = 6/7, 4/5, 2/3$), энергию спин-флип возбуждений можно выразить через формфактор дырок на почти заполненном уровне Ландау. Предположив, что формфактор дырок при электронном факторе заполнения ν будет таким же, как и для электронов при электронном факторе заполнения $1 - \nu$, энергии возбуждений при $\nu > 1/2$ можно выразить через считающиеся известными энергии возбуждений при $\nu < 1/2$:

$$E_{SF} = \hbar\omega_c + E_Z + \nu\Delta(k) + \frac{1 - \nu}{\nu} \delta\epsilon_{SMA}(k, 1 - \nu).$$

Заметим, что корреляционные поправки в энергию SF доминируют при $\nu \rightarrow 0$, а при ν в интервале $0.8 \div 1$ оба приближения, Хартри–Фока и SMA, дают почти одинаковые результаты. В этой области факторов заполнения изменение обменной энергии на одну частицу отражает изменение средней плотности

электронов в системе. Экспериментальные значения энергии SF дают удовлетворительное согласие с теорией в области $0.9 \div 1$, однако при меньших факторах заполнения наблюдается более сильное, чем ожидаемое, смягчение SF (рис.2). Принимая во внимание,

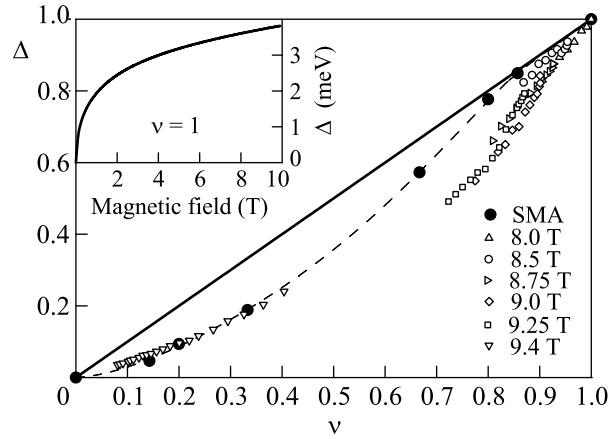


Рис.2. Зависимость обменного вклада в энергию SF от фактора заполнения. Данные, полученные при разных магнитных полях, показаны различными символами. Экспериментальные значения нормированы на соответствующие экспериментальные величины обменного вклада при $\nu = 1$ в соответствующем поле. На вставке показана теоретическая зависимость энергии SF от магнитного поля при $\nu = 1$ для квантовой ямы 25 нм. Сплошной линией показана энергия SF в приближении Хартри–Фока (однородная электронная плотность). Точками показана энергия SF в приближении SMA (штриховая линия проведена для удобства)

что при малых факторах заполнения $\nu < 0.4$ энергия SF находится в хорошем согласии с расчетами в рамках SMA приближения, можно заключить, что в области исследуемых магнитных полей нарушается электрон-дырочная симметрия в основном состоянии двумерной электронной системы.

Используемые приближения не учитывали тот факт, что энергия SF лежит в континууме двух и трехчастичных возбуждений, состоящих из магнитоплазмона, спинового экситона и внутриуровневых возбуждений. Распад на другие электронные возбуждения должен приводить к затуханию SF, что подтверждается экспериментально. При увеличении фактора заполнения от $\nu = 0$ и уменьшению от $\nu = 1$ наблюдается многократное уширение линии неупругого рассеяния SF. В области факторов заполнения $\nu = 0.5$ уширение линии SF становится порядка кулоновского вклада, а сама линия не детектируется как отдельный резонанс в спектре неупругого рассеяния света (рис.3). Поскольку ширина линии неупругого рассеяния света не связана со структурой промежу-

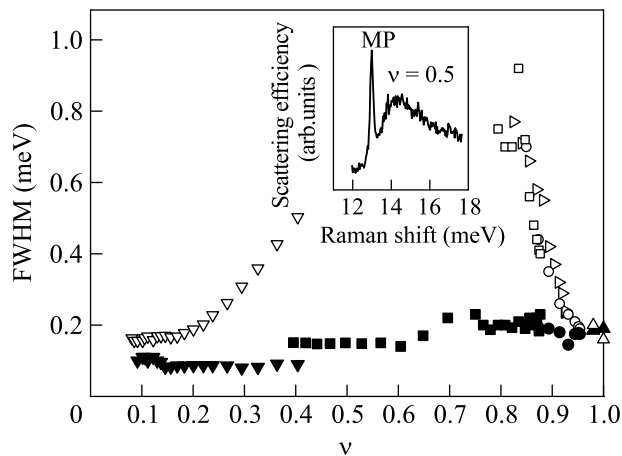


Рис.3. Зависимость полуширин (FWHM) линий циклотронной спин-флип моды (светлые символы) и магнитоплазмона (черные символы) от фактора заполнения. Экспериментальные данные, полученные при разных магнитных полях показаны разными символами (см. рис.2). На вставке показан спектр неупругого рассеяния при $\nu = 0.5$ (линия SF не детектируется)

точных виртуальных состояний, а определяется исключительно затуханием конечных состояний рассеяния, из полуширины линии можно оценить время жизни SF $\tau = 2\pi\hbar\Gamma^{-1}$. Для SF время жизни становится порядка 10 пс уже при $\nu = 0.8$.

Короткое время жизни SF не связано с рассеянием на случайном потенциале примесей и неровностей гетерограницы, что следует непосредственно из анализа ширины линии магнитоплазмона. В области диэлектрической фазы, $\nu \rightarrow 0$ и $\nu = 1$, экранирование случайного потенциала подавлено, поэтому рассеяние возбуждений на случайном потенциале усиливается [7]. Именно это и наблюдается в случае магнитоплазмона, который является нераспадным возбуждением. Полуширина линии магнитоплазмона максимальна в диэлектрической фазе и не зависит от фактора заполнения в проводящей фазе (рис.3). Напротив, линия SF достигает минимального значения в диэлектрической фазе, то есть затухание SF связано не с рассеянием на случайном потенциале, а с взаимодействием с другими коллективными возбуждениями электронной системы. Заметим, что с ростом фактора заполнения плотность двухчастичных состояний, состоящих из магнитоплазмона и спинового экситона, растет однако при $\nu > 0.8$ затухание линии SF уменьшается, а при $\nu = 1$ эта мода не затухает.

Предполагается, что anomalous поведение полуширины линии SF связано с комплексной природой этого возбуждения. В работах [13, 15] показано,

что при $\nu = 1$ SF представляет собой стабильное возбуждение многоэкситонного характера – суперпозицию одноэкситонного комбинированного возбуждения и пар коллективных возбуждений с нулевым суммарным импульсом, состоящих из магнитоплазмонов и спиновых экситонов. В холловском ферромагнитном состоянии $\nu = 1$ энергия SF с учетом многоэкситонных поправок мало отличается от одноэкситонной энергии, однако важным результатом является то, что многоэкситонный комплекс не затухает. При нецелочисленных факторах заполнения уширение линии SF можно связать с появлением новых каналов распада, связанных с внутривурневыми возбуждениями.

Работа выполнена при поддержке фонда CRDF, программы фундаментальных исследований ОФН РАН “Спин зависимые явления в твердых телах и спинтроника” и Российского фонда фундаментальных исследований.

1. For a review, see, *Perspectives in Quantum Hall Effect*, Eds S. Das Sarma and A. Pinczuk, Wiley, New York, 1997.
2. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, D. S. Lyne Abergel et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 126807 (2006).
3. A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3623 (1992).
4. W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
5. M. Dobers, K. v. Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. B* **38**, 5453 (1988).
6. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., *Phys. Rev. B* **63**, 201402(R) (2001).
7. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, *Adv. Phys.* **45**, 147 (1996).
8. S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5122 (1995); E. H. Aifer, B. B. Goldberg, and D. A. Broido, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 680 (1996).
9. I. V. Kukushkin, K. v. Klitzing, and K. Eberl, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3665 (1999).
10. C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
11. J. P. Longo and C. Kallin, *Phys. Rev. B* **47**, 4429 (1993).
12. S. M. Girvin, A. H. MacDonald, and P. M. Platzman, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 581 (1985); *Phys. Rev. B* **33**, 2481 (1986).
13. A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., *Phys. Rev. Lett.* (in press).
14. A. H. MacDonald, H. C. A. Oji, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2208 (1985).
15. S. Dickmann and V. M. Zhilin (to be published).