

Магнитоэкситоны в двумерных электронных системах

В.Е. Бисти, А.Б. Ваньков, А.С. Журавлёв, Л.В. Кулик

Рассмотрены возбуждения двумерного электронного газа в сильном магнитном поле. Дан обзор теоретических методов вычисления энергии нейтральных возбуждений в пределе сильного поля для целочисленных и нецелочисленных факторов заполнения с учётом неидеальности двумерной системы. Рассмотрено влияние примесей на спектр нейтральных возбуждений. Представлены результаты экспериментальных работ, выполненных методом неупругого рассеяния света, подтверждающие существующие теоретические представления. Обсуждаются возможные направления развития теории и эксперимента.

Ключевые слова: магнитоэкситоны, магнитоплазмоны, коллективные возбуждения, сильное магнитное поле

PACS numbers: 73.20.Mf, 73.43.Lp, **78.67.** – n

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201504a.0337

Содержание

1. Введение (337).
 2. Теория магнитоэкситонов в двумерном электронном газе. Первый порядок теории возмущений. Приближение Хартри – Фока. Одномодовое приближение (338).
 3. Циклотронные спин-флип возбуждения в квантово-холловском ферромагнетике. Учёт влияния геометрического фактора на кулоновское взаимодействие (340).
 4. Магнитоэкситоны и квантовые магнитоплазмоны. Необходимость учёта второго порядка теории возмущений (343).
 5. Двухмодовое приближение. Влияние двухэкситонных поправок (346).
 6. Влияние неидеальности двумерной электронной системы. Локализованные магнитоэкситоны (возбуждённые состояния D^- -комплексов) (347).
 7. Проблемы и перспективы. Малые отклонения от целочисленного заполнения уровней Ландау (350).
 8. Заключение (352).
- Список литературы (352).

1. Введение

Магнитоэкситоны — нейтральные коллективные возбуждения в двумерной электронной системе (ДЭС) во внешнем перпендикулярном магнитном поле. Появившиеся на заре становления физики низкоразмерных систем работы [1, 2] заложили основу теории магнитоэкситонов.

Впоследствии, с повышением качества исследуемых объектов, эти работы нашли экспериментальные подтверждения, давшие, в свою очередь, стимул к дальнейшему развитию теории. В этих первых [1, 2] и последующих [3, 4] работах энергия магнитоэкситонов определена в приближении сильного магнитного поля, что позволило привести задачу о возбуждениях в многочастичной сильно взаимодействующей электронной системе к двухчастичной.

Существует ряд точных решений для определения дисперсии магнитоэкситонов при целочисленных сравнительно небольших факторах заполнения при изменении спинового или орбитального квантового числа электронной системы на единицу. Однако построение полного спектра магнитоэкситонов электронной системы даже с одним заполненным спиновым подуровнем Ландау до сих пор выполнено лишь частично. Расчёт энергии всех возможных возбуждений представляет серьёзную теоретическую проблему. Соответственно увеличение числа заполненных уровней Ландау приводит к существенным усложнениям задачи о возбуждениях в ДЭС.

Учёт размерных эффектов и конечности достижимых магнитных полей, а также рассмотрение случайного потенциала в реальных двумерных системах заметно усложняют анализ и часто являются определяющими при сравнении теории и эксперимента. Наконец, малые отклонения фактора заполнения от целочисленного значения изменяют, по-видимому, основное состояние электронной системы столь сильно, что теоретические подходы, развитые для расчёта возбуждений при целочисленных факторах заполнения, перестают работать.

В представленном обзоре сделана попытка проследить развитие представлений о магнитоэкситах в двумерных системах за последние годы, связать новые теоретические представления с экспериментальными результатами, полученными авторами обзора с помощью методики неупругого рассеяния света, и обрисовать круг задач, которые следует рассмотреть для развития теории магнитоэкситонов.

В.Е. Бисти, А.Б. Ваньков, А.С. Журавлёв, Л.В. Кулик.

Институт физики твёрдого тела РАН
ул. Академика Осипяна 2, 142432 Черноголовка, Московская обл.,
Российская Федерация
E-mail: bisti@issp.ac.ru; vankov@issp.ac.ru;
kulik@issp.ac.ru

Статья поступила 7 июля 2014 г.,
после доработки 21 января 2015 г.

2. Теория магнитоэкситонов в двумерном электронном газе. Первый порядок теории возмущений. Приближение Хартри–Фока. Одномодовое приближение

Согласно теореме Кона [5], энергия циклотронного резонанса трансляционно инвариантной электронной системы не зависит от величины кулоновского взаимодействия. Поэтому возбуждения с изменением орбитального числа электронной системы на единицу (магнито-плазмоны) при нулевом импульсе, $q = 0$, имеют энергию, равную энергии циклотронного резонанса невзаимодействующей электронной системы. Аналогичное утверждение имеет место для спиновых экситонов (возбуждений с изменением спинового квантового числа на единицу без изменения орбитального квантового числа) в электронной системе, инвариантной относительно группы вращений в спиновом пространстве (теорема Лармора). Как следствие, энергия спиновых экситонов с нулевым импульсом равна зеемановской энергии. Оба вышеупомянутых утверждения являются точными, т.е. справедливыми при любом соотношении между кулоновской и циклотронной энергиями и при любом факторе заполнения.

Для целочисленных факторов заполнения уровней Ландау в пределе сильного магнитного поля энергии магнитоплазмонов и спиновых экситонов при ненулевых q могут быть вычислены в рамках теории возмущений. Малым параметром в этом случае является отношение кулоновской энергии на межчастичном расстоянии к циклотронной энергии: $E_c/\hbar\omega_c \ll 1$ ($E_c = e^2/\epsilon l_B$, l_B — магнитная длина, $\omega_c = eB/m^*c$, m^* — эффективная масса электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость).

Впервые в работе [1] было проведено теоретическое рассмотрение задачи о коллективных возбуждениях в ДЭС в магнитном поле. Использовалась модель магнитоэкситонов — пары заряженных частиц, составленных электроном, перешедшим в незаполненное энергетическое состояние, и дыркой, оставленной в начальном состоянии, при этом электрон взаимодействует с дыркой и с остальными электронами посредством кулоновского взаимодействия. В той же работе получены дисперсионные зависимости магнитоплазмона и спинового экситона при целочисленном заполнении $\nu = 1$. При малых импульсах, $ql_B \ll 1$, магнитоплазмон обладает линейной дисперсией, а спиновый экситон — квадратичной:

$$E_{MP}(q) = \hbar\omega_c + \frac{e^2}{2\epsilon l_B} ql_B,$$

$$E_s(q) = g\mu_B B + \frac{e^2}{4\epsilon l_B} (ql_B)^2.$$

Здесь g — электронный g -фактор, μ_B — магнетон Бора.

Аналогичные выражения были получены в работе [2], где рассматривались возбуждения в двумерной системе электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

Более подробное рассмотрение спектров магнитоэкситонов было проведено с использованием диаграммного формализма [3] и приближения Хартри–Фока для возбуждений (TDHF — Time-Dependent Hartree–Fock) [4], что эквивалентно и приводит к тем же результатам.

Важно подчеркнуть, что точное решение задачи о магнитоэкситах возможно лишь в состояниях с целочисленными факторами заполнения, при которых основное состояние системы невырождено. В общем случае энергия магнитоэкситона может быть представлена в виде

$$E_{n,n'}(q) = \hbar\omega_c \delta n + g\mu_B B \delta S_z + \Delta E_{n,n'}(q),$$

где учтены энергетические вклады от изменения орбитального квантового числа (индекса уровня Ландау электрона n), от изменения зеемановской энергии при перевороте спина электрона и от многочастичного кулоновского взаимодействия $\Delta E_{n,n'} \sim E_c$. Вклад от кулоновского взаимодействия определяет дисперсию возбуждения в зависимости от интеграла движения — обобщённого импульса:

$$\mathbf{q} = \left[-i\hbar(\nabla_1 + \nabla_2) - \frac{e}{c}(\mathbf{A}_2 - \mathbf{A}_1) \right] - \frac{e}{c} \mathbf{B} \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1), \quad (1)$$

где индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы, $\mathbf{A}_{1,2}$ — векторные потенциалы магнитного поля, $\mathbf{r}_{1,2}$ — радиусы-векторы частиц. Эффективное расстояние между электроном и дыркой пропорционально величине обобщённого импульса: $\langle \Delta \mathbf{r} \rangle = l_B^2 \mathbf{q} \times \hat{\mathbf{z}}$, где $\hat{\mathbf{z}}$ — вектор нормали к плоскости.

Строго говоря, коллективные возбуждения в двумерном электронном газе можно рассматривать как двухчастичные только при переходах с заполненного на следующую уровень Ландау (изменение орбитального квантового числа $\delta n = 1$, $\delta S = 0$) или при переходах с переворотом спина при $\delta n = 0$, $\delta S = 1$, что отмечалось авторами [3, 4]. При отсутствии примесей и $T = 0$ магнитоплазмоны и спиновые экситоны — возбуждения с бесконечным временем жизни, поскольку не существует других возбуждённых состояний ДЭС с такими же энергией, импульсом и спином. В случае циклотронных спин-флип возбуждений $\delta n = 1$ и $\delta S = 1$, так же как и переходов с $\delta n > 1$, двухчастичное приближение неприменимо.

Необходимо учитывать распад магнитных экситонов на другие возбуждения с сохранением энергии, волнового вектора, проекции спина и орбитального момента. Взаимодействие с другими возбуждениями ДЭС влияет не только на время жизни магнитоэкситонов, но и изменяет их дисперсионные зависимости. В этом случае следует говорить о многоэкситонном комплексе в ДЭС, энергию которого можно найти в рамках двухэкситонного приближения. В рамках традиционной теории магнитоэкситонов двухэкситонными поправками обычно пренебрегают [3, 4, 6].

При чётном факторе заполнения состояния ДЭС с разными спинами заполнены одинаково. Основное состояние характеризуется полным спином $S = 0$, а возбуждения с $\delta n = 1$ могут быть классифицированы как синглетные и триплетные, причём синглетный магнитоэкситон — это коновский магнитолазмон, являющийся синфазной комбинацией двух переходов с $\delta S_z = 0$. Компоненты триплетного возбуждения расщеплены по спину и образуют комбинированные возбуждения через циклотронную щель с переворотом спина. При нечётных факторах заполнения, когда имеет место разное заполнение двух спиновых состояний, классификация возбуждений на синглетные и триплетные неприменима. В этом случае при $\delta n = 1$ существуют два типа магнитолазменных возбуждений — синфазные (коновские) и антифаз-

ные, а также возможны комбинированные циклотронные возбуждения с переворотом спина.

Гамильтониан двумерной электронной системы в магнитном поле имеет вид

$$\hat{H} = \sum \left(n + \frac{1}{2} \right) \omega_c \hat{a}_{\sigma nk}^+ \hat{a}_{\sigma nk} + \hat{H}_{\text{int}},$$

где $\hat{a}_{\sigma nk}^+$, $\hat{a}_{\sigma nk}$ — операторы рождения и уничтожения электронов на n -м уровне Ландау, k — параметр, обозначающий вырожденные состояния в пределах одного уровня Ландау, σ — спин. Волновые функции электронов в одночастичном приближении в калибровке Ландау имеют вид

$$\phi_{n,k} = N^{-1/2} \exp(iky) \exp \left[-\frac{(x + kl_B^2)^2}{2l_B^2} \right] H_n \left(\frac{x + kl_B^2}{l_B} \right)$$

(N — нормировочный коэффициент, H_n — полиномы Эрмита). Гамильтониан взаимодействия в магнитном поле $\hat{H}_{\text{int}}$ определяется матричными элементами кулоновского взаимодействия $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ по этим функциям. В приближении Хартри–Фока вводятся соответствующие операторы для рождения возбуждений с импульсом q вдоль оси y :

$$\hat{Q}_Y^+(q) = \hat{Q}_{nm\sigma\sigma'}^+(q) = \sum_k \hat{a}_{\sigma',m,k+q}^+ \hat{a}_{\sigma,n,k} \quad (2)$$

и соответствующее уравнение для энергии

$$\langle \hat{Q}_Y^+(q) [\hat{H} \hat{Q}_Y^-(q)] \rangle - \omega(q) \hat{I} = 0. \quad (3)$$

В диаграммном формализме функции отклика зарядовой и спиновой плотности $\chi_{\sigma\sigma'}(\mathbf{q}, \omega)$ могут быть записаны в терминах одночастичной функции Грина для электрона в магнитном поле $G_\alpha(\omega)$, где $\alpha = n_\alpha, \sigma_\alpha$ — номер уровня Ландау и спиновый индекс, и вершинной части $\Gamma_{\alpha\beta}(k, k', q, \omega)$, представляющей сумму лестничных и петлевых диаграмм (рис. 1), при этом одночастичная функция Грина включает обменные поправки по взаимодействию. В первом порядке теории возмущений вклад кулоновского взаимодействия в энергию возбуждений состоит из трёх членов, соответствующих представленным на рис. 1 диаграммам:

1) постоянный, не зависящий от импульса и энергии возбуждения, член, представляющий разность обменных собственных энергий возбуждённого электрона и дырки на уровне Ландау, откуда электрон был удалён: $\Sigma_{n'} - \Sigma_n$;

2) прямое кулоновское взаимодействие электрона и дырки, зависящее от импульса возбуждения (второй член

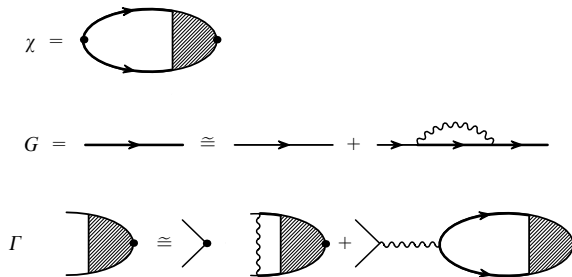


Рис. 1. Функция отклика зарядовой плотности $\chi_{\sigma\sigma'}(\mathbf{q}, \omega)$ в приближении сильного магнитного поля. $\Gamma_{\alpha\beta}(k, k', q, \omega)$ — вершинная часть, $G_\alpha(\omega)$ — одночастичная гриновская функция. Тонкие линии со стрелками соответствуют одночастичным функциям Грина для не взаимодействующих частиц, волнистые линии — незранированное кулоновское взаимодействие.

в графическом уравнении для вершинной части Γ , соответствующий учёту лестничных диаграмм);

3) "аннигиляционный" член, учитывающийся в приближении случайных фаз (RPA-приближении) — последний член в графическом уравнении для Γ . Данный член присутствует только для возбуждений зарядовой плотности (без изменения спина системы).

Рассматриваемый формализм обобщается на случай, когда имеется несколько экситонных ветвей (уравнение становится матричным).

На рисунке 2 приведены дисперсионные кривые для спиновой волны при факторе заполнения 1 и магнито-плазмон при факторах заполнения 1 и 2, взятые из работы [3]. Особенностью дисперсии магнито-плазмонов является наличие минимума на дисперсионной кривой, обычно называемого ротонным минимумом.

В случае нецелочисленного заполнения основное состояние системы без учёта взаимодействия является вы-

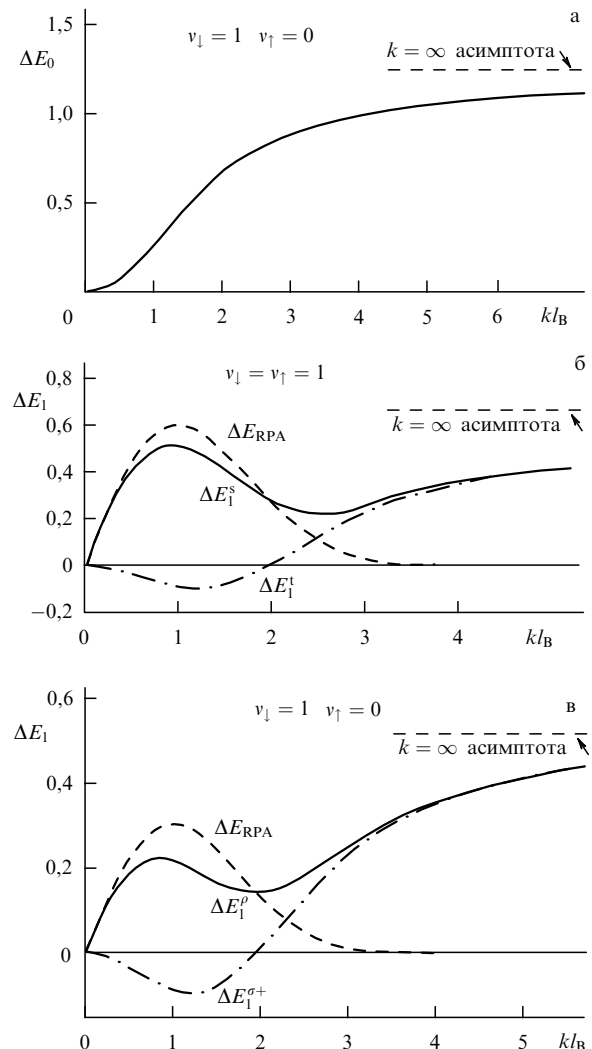


Рис. 2. Спектры коллективных возбуждений для точно решаемых моделей, взятые из работы [3]: (а) для $\nu = 1$ приведён спектр спиновой волны без учёта энергии Зеемана; (б) для $\nu = 2$ приведены спектры магнито-плазмона в приближении TDHF (сплошная линия) и RPA (штриховая линия), а также магнитоэкситона с $S_z = 0$ (штрихпунктир); (в) для $\nu = 1$ приведены спектры магнито-плазмона в приближении TDHF (сплошная) и RPA (штриховая), а также магнитоэкситона с $S_z = 1$ (штрихпунктир); на обоих рисунках (б и в) отсчёт ведётся от циклотронной энергии. Энергия измеряется в единицах $e^2/\epsilon l_B$.

рожденным. Строгого рассмотрения задачи о возбуждениях ДЭС в этом случае не существует. При расчётах спектров возбуждений используется приближение TDHF [7–9], при котором считается, что электроны распределены однородно (все конфигурации равновероятны, и корреляций нет), и обобщённое одномодовое приближение GSMA (Generalized Single-Mode Approximation) [6, 10, 11], в котором учитываются корреляции между электронами через парную корреляционную функцию (структурный фактор). Для произвольных факторов заполнения структурный фактор неизвестен, но он может быть получен из численных расчётов для ряда лафлиновских несжимаемых состояний $\nu = 1/3, 1/5 \dots$ [12, 13].

В данном обзоре основное внимание уделяется одноэкситонным возбуждениям, что обусловлено основным методом экспериментального исследования — методом неупругого рассеяния света. Но для полноты картины следует также упомянуть ряд работ, в которых рассматриваются системы взаимодействующих магнитоэкситонов конечной плотности: неидеальность, фазовая диаграмма, магнитоэкситонный конденсат как основное состояние системы [14–16].

3. Циклотронные спин-флип возбуждения в квантово-холловском ферромагнетике. Учёт влияния геометрического фактора на кулоновское взаимодействие

В этом разделе рассмотрен спектр магнитоэкситонов в холловских ферромагнетиках — состояниях с нечётными целочисленными факторами заполнения, в которых система электронов имеет отличную от нуля спиновую поляризацию. Проведён анализ экспериментальных исследований циклотронных спин-флип возбуждений (CSFE) методом неупругого рассеяния света и рассмотрен обменный вклад в энергию возбуждений этого типа в зависимости от параметров двумерной электронной системы. Полученные результаты сравниваются с расчётами в рамках теории возмущений.

Для состояния с одним заполненным спиновым подуровнем Ландау ($\nu = 1$, $S = S_z = N_0/2$, где N_0 — кратность вырождения спинового подуровня Ландау) нижайшим по энергии нейтральным возбуждением ДЭС является спиновый экситон (SE) — спин-флип возбуждение внутри нижнего уровня Ландау. Характер спиновых экситонов меняется от коллективного в длинноволновом пределе к одночастичному в коротковолновом пределе ($ql_B \rightarrow \infty$). В коротковолновом пределе спиновый экситон представляет собой пару разнесённых на бесконечное расстояние возбуждённого электрона с перевёрнутым спином и дырки в основном состоянии. Чтобы создать такое возбуждение, необходима энергия, равная сумме зеемановской и обменной энергий. Наличие обменного вклада в энергию спинового экситона приводит к увеличению эффективной спиновой щели: $E_{SE}(\infty) = E_Z - \Sigma_0$, где E_Z — зеемановская энергия, $\Sigma_0 < 0$ — обменная энергия электрона в основном состоянии. Спиновую щель можно описывать посредством обменно-усиленного g -фактора:

$$g^* = \frac{E_{SE}(\infty)}{\mu_B B \delta S_z} = g - \left| \frac{\Sigma_0}{\mu_B B \delta S_z} \right|. \quad (4)$$

Одним из прямых методов измерения обменно-усиленного g -фактора является активационный транспорт.

Магнитотранспортными и магнитоёмкостными методами было показано, что при $\nu = 1$ активационная щель практически линейно зависит от магнитного поля, т.е. полученный обменно-усиленный g -фактор электронов слабо зависит от магнитного поля [17–20], тогда как обменно-усиленное спиновое расщепление должно иметь масштаб энергии кулоновского взаимодействия $E_C = e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$ [1]. Кроме того, абсолютная величина расщепления оказывается значительно меньше предсказанной теоретически. Из-за очевидного противоречия между экспериментальными и теоретическими результатами вызывает интерес применение альтернативного подхода для исследования обменного взаимодействия в холловском ферромагнитном состоянии.

Информацию о взаимодействии можно извлечь из данных по энергии длинноволновых коллективных возбуждений системы. Как уже отмечалось, в энергии длинноволновых магнитоплазмонов и спиновых экситонов отсутствует вклад от электрон-электронного взаимодействия (теоремы Кона и Лармора). Подобных симметричных ограничений не существует в случае комбинированных возбуждений с одновременным изменением спинового и орбитального квантовых чисел ДЭС (см. схематическое изображение возбуждений на рис. 3). Так, энергия циклотронного спин-флип экситона ($\delta n = 1$, $\delta S_z = -1$) может быть представлена в виде суммы циклотронной, зеемановской и кулоновской энергий:

$$E_{CSFE}(q) = \hbar\omega_c + |g\mu_B B| + \Delta(q, B). \quad (5)$$

Слагаемое $\Delta(q, B)$ определяет дисперсию CSFE и равно разности энергий многочастичного кулоновского взаимодействия между электронами в основном и возбуждённом состоянии. В эту энергию вносит вклад слагаемое $-\Sigma_0$, связанное с утратой энергии обмена с электронами на нулевом уровне Ландау, а также слагаемое $E_v^{10}(q)$ — энергия связи магнитоэкситона, образованного возбуждённым электроном на первом уровне Ландау и дыркой на нулевом уровне Ландау. В приближении Хартри–Фока явные выражения для вычисления этих энергетических вкладов имеют следующий вид:

$$\Sigma_0(B) = - \int_0^\infty \frac{k dk}{2\pi} v(k) \exp\left(-\frac{k^2 l_B^2}{2}\right), \quad (6)$$

$$E_v^{10}(q, B) = - \int_0^\infty \frac{k dk}{2\pi} v(k) \left[1 - \frac{k^2 l_B^2}{2}\right] \times \\ \times J_0(kql_B^2) \exp\left(-\frac{k^2 l_B^2}{2}\right), \quad (7)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя, $v(k)$ — фурье-компонента кулоновского потенциала $v(k) = 2\pi e^2/\epsilon k$. Вычисленные для идеальной двумерной системы в пределе $q = 0$, эти выражения связаны соотношением $E_v^{10}(0, B) = \Sigma_0/2$. Таким образом, при возбуждении CSFE энергия связи магнитоэкситона $E_v^{10}(0)$ лишь частично компенсирует потерю обменной энергии при изменении спинового квантового числа ДЭС, а результирующий вклад $\Delta(0, B) = -\Sigma_0(B) + E_v^{10}(0, B)$ в энергию длинноволнового CSFE положителен. Кроме того, это возбуждение практически бездисперсионно вплоть до импульсов $q \sim 1/l_B$.

Экспериментальные исследования длинноволновых циклотронных возбуждений двумерных электронных систем в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$

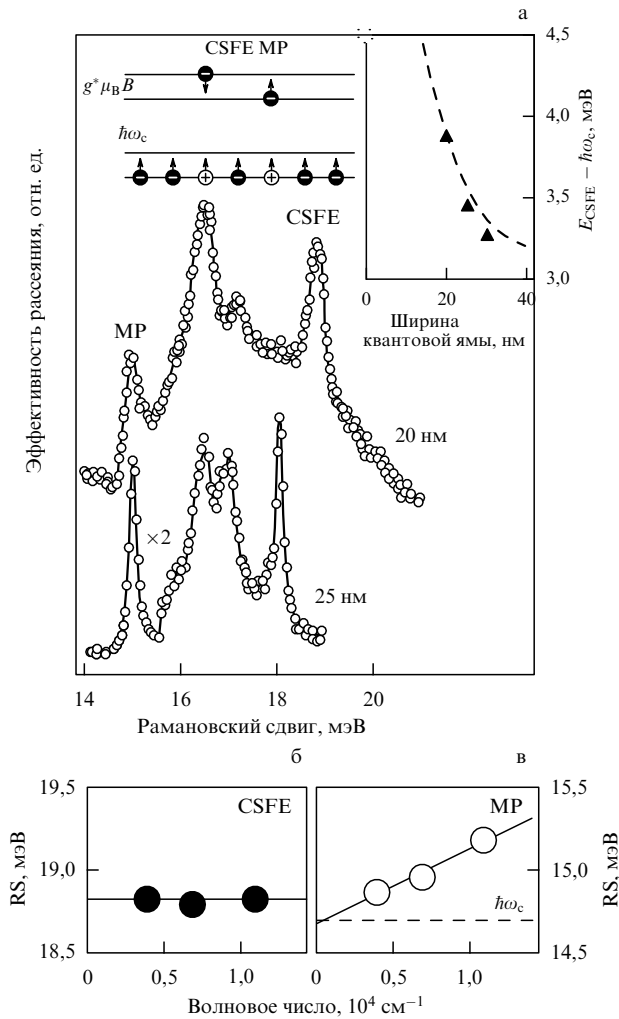


Рис. 3. (а) Спектры неупругого рассеяния света при 8,5 Тл ($\nu = 1$) для квантовых ям шириной 20 и 25 нм (MP — магнитоплазмон, CSFE — циклотронный спин-флип магнитоэкситон). Над спектрами приведены схемы возбуждений. На вставке кулоновская энергия CSFE $\Delta(0, B)$ при $B = 7,6$ Тл, полученная из эксперимента для трёх квантовых ям различной ширины (сплошные треугольники) и рассчитанная методом Хартри–Фока (штриховая линия). Графики (б) и (в) показывают дисперсию рамановского сдвига (RS) в длинноволновом пределе для циклотронного спин-флип экситона (б) и магнитоэкситона (в).

проводились методом неупругого рассеяния света на серии гетероструктур GaAs/AlGaAs с одиночными квантовыми ямами различной ширины и электронными концентрациями в широком диапазоне. В эксперименте изучалось поведение энергии циклотронных возбуждений в зависимости от таких параметров, как концентрация двумерного электронного газа (или, что эквивалентно, величина поперечного магнитного поля при $\nu = 1$), ширина квантовой ямы, импульс передачи.

Характерные спектры неупругого рассеяния света вблизи циклотронной энергии при $\nu = 1$ показаны на рис. 3а. Крайняя левая и крайняя правая узкие линии в спектре соответствуют возбуждениям MP и CSFE. Широкие спектральные особенности, расположенные в энергетическом интервале между MP и CSFE, связаны с возбуждениями барьерных примесных комплексов и будут отдельно обсуждаться в разделе 6. При экспериментальных условиях рис. 3 зеемановская энергия составляет 0,21 мэВ и её вклад в энергию CSFE мал по

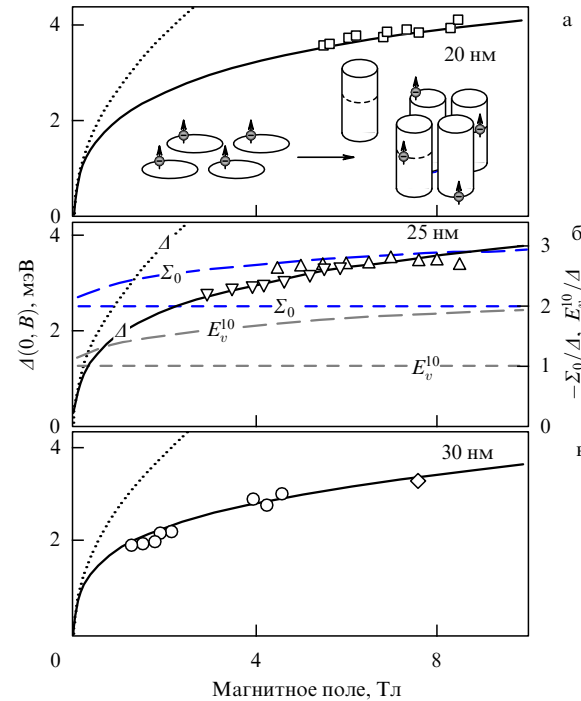


Рис. 4. $\Delta(0, B)$ в зависимости от магнитного поля для трёх квантовых ям различной ширины, эксперимент (символы) и вычисления в рамках приближения Хартри–Фока с учётом геометрического фактора (сплошные линии). Пунктирными линиями показан результат расчёта без учёта фактора. На вставке рис. а схематически показан переход электрон-электронного взаимодействия от двумерного в малых магнитных полях к эффективно трёхмерному в больших магнитных полях. На правой шкале рис. б показаны магнитополевые зависимости отношений величин $-\Sigma_0/\Delta(0, B)$ и $-E_v^{10}/\Delta(0, B)$ для 25 нм-квантовой ямы (длинные штрихи) и для идеальной двумерной системы (короткие штрихи).

сравнению с остальными членами в выражении (5). Поэтому обменный вклад в энергию CSFE практически равен энергетическому сдвигу CSFE от $\hbar\omega_c$. В экспериментально достижимом диапазоне импульсов MP имеет линейную дисперсию, а CSFE практически бездисперсионно (рис. 3б, в).

Как видно из сравнения двух спектров на рис. 3а в фиксированном магнитном поле, но в квантовых ямах разной ширины, обменный вклад в энергию CSFE различен. Уменьшение $\Delta(0, B)$ при увеличении ширины квантовой ямы связано с влиянием нелокальности волновых функций электронов в направлении, перпендикулярном плоскости двумерного канала, на эффективное кулоновское взаимодействие. При малых B ($l/l_B \ll 1$, l — эффективная ширина квантовой ямы) кулоновское взаимодействие практически двумерно. В больших магнитных полях, в которых эффективная ширина волновых функций электронов в направлении роста сравнима с характерным расстоянием между электронами в плоскости ($l/l_B > 1$), их взаимодействие ослабляется (см. вставку к рис. 4а).

Таким образом, влияние ширины квантовой ямы на масштаб кулоновского взаимодействия должно проявляться в магнитополевых зависимостях обменного вклада в энергию CSFE для образцов с квантовыми ямами разной ширины. Экспериментальные зависимости величины $\Delta(0, B)$ от магнитного поля для квантовых ям с шириной 20, 25 и 30 нм приведены на рис. 4. Видно, что в

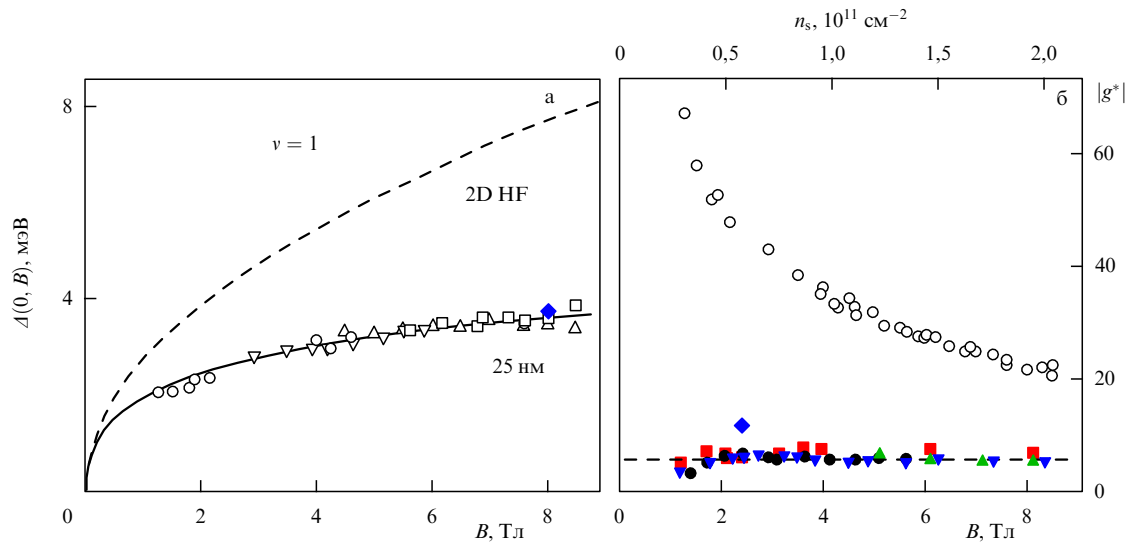


Рис. 5. (а) Магнито-полевая зависимость $\Delta(0, B)$ при $\nu = 1$ для квантовой ямы 25 нм. Экспериментальные данные показаны символами, сплошная кривая — расчёт в приближении Хартри–Фока (HF) с учётом геометрического формфактора. Штриховой линией показана аналогичная зависимость, рассчитанная для идеального двумерного случая. (б) Зависимость обменно-усиленного g -фактора электронов на нулевом уровне Ландау от магнитного поля и электронной концентрации при $\nu = 1$, пересчитанная из экспериментальных данных для $\Delta(0, B)$. Внизу закрашенными символами показаны значения обменно-усиленного g -фактора, полученные в транспортных исследованиях [17–20].

больших магнитных полях проявляется существенное ослабление обменной энергии в широких квантовых ямах.

Полученные зависимости энергии CSFE от магнитного поля (см. рис. 4) и от ширины квантовой ямы (рис. 3а) хорошо согласуются с расчётными данными, вычисленными в приближении Хартри–Фока с учётом коррекции кулоновского взаимодействия на конечную ширину квантовой ямы, когда в фурье-компоненту кулоновского потенциала вводится геометрический формфактор:

$$\bar{v}(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} F(q).$$

Формфактор зависит от ширины ямы и определяется следующим выражением:

$$F(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' |\psi(z)|^2 |\psi(z')|^2 \exp(-q|z - z'|), \quad (8)$$

где компоненты волновых функций электронов $\psi(z)$ находятся из самосогласованного решения одномерных уравнений Шрёдингера и Пуассона.

Благодаря хорошему согласию экспериментальных зависимостей для $\Delta(0, B)$ и расчёта в приближении Хартри–Фока, удаётся применить эти данные для оценки значений обменно-усиленного g -фактора электронов в холловском ферромагнетике. Для этого экспериментальные данные для $\Delta(0, B)$ следует пересчитать в магнито-полевую зависимость $|\Sigma_0(B)|$, используя теоретические кривые для $\Sigma_0(B)$ и $E_v^{10}(0, B)$, вычисленные с учётом геометрических формфакторов (штриховые линии на рис. 4). Далее по формуле (4) получается магнито-полевая зависимость $g^*(B)$, приведённая незакрашенными символами на рис. 5б.

При малых магнитных полях обменно-усиленный g -фактор достигает огромных значений $|g^*| \sim 60$ и превышает экспериментальные данные, полученные с помощью активационного транспорта, на порядок величины (рис. 5б). Расхождение между различными экспериментами можно объяснить влиянием случайного потен-

циала в ДЭС на результаты измерений. В транспортных экспериментах измеряется интегральная (по всему образцу) минимальная величина активационной щели, при этом случайный потенциал может локально уменьшать активационную щель. Напротив, в формировании длинноволнового циклотронного спин-флип возбуждения участвуют лишь те области образца, где ферромагнитное упорядочение не нарушено случайным потенциалом. В этих областях величина обменной энергии достигает своего истинного максимального значения, причём для формирования длинноволнового возбуждения CSFE достаточно иметь невозмущённый ферромагнитный порядок на масштабе расстояний в несколько магнитных длин (размер длинноволнового магнитоэкситона).

Таким образом, изучение энергии CSFE в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$ позволило измерить масштаб обменной энергии в системе и подтвердить правомерность теории возмущений первого порядка по параметру r_s для расчёта многочастичного вклада в энергию длинноволновых коллективных возбуждений.

В холловском ферромагнетике при $\nu = 3$ циклотронные спин-флип экситоны были исследованы экспериментально и теоретически в работе [21]. В этом случае электронная система частично поляризована по спину (заполнены обе спиновые компоненты на нулевом уровне Ландау и одна на первом уровне Ландау). В отличие от холловского ферромагнетика, $\nu = 1$, здесь в спектре циклотронных возбуждений имеются по две пары связанных кулоновским взаимодействием магнитоэкситонных ветвей, отвечающих возбуждениям зарядовой ($\Delta S_z = 0$) и спиновой плотности ($\Delta S_z = -1$).

Схематическое изображение двух пар магнитоэкситонов представлено на рис. 6а. Каждый из магнитоэкситонов, составляющих связанную пару, обладает идентичным набором квантовых чисел и соответствует циклотронному переходу электрона с нулевого либо с первого уровня Ландау. В итоге два возбуждения зарядовой плотности представляют из себя синфазный магнито-плазмон (МР) и антифазный плазмон (АР), аналогично спин-флип возбуждения разделяются на синфазный и

антифазный циклотронные спин-флип экситоны (SF1 и SF2). Подробное обсуждение свойств новой ветви антифазных плазмонов будет проведено в разделе 4, а здесь важно упомянуть некоторые отличия связанных ветвей CSFE от случая с единичным фактором заполнения. Энергии возбуждений определяются методом Хартри–Фока из секулярного уравнения, решения которого можно записать в виде

$$E_{\delta S_z}^{12}(q) = \frac{\mathcal{E}_1(q) + \mathcal{E}_2(q)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}_1(q) - \mathcal{E}_2(q)}{2}\right)^2 + \Delta_{12}(q)^2}, \quad (9)$$

где $\mathcal{E}_1(q)$ и $\mathcal{E}_2(q)$ — энергии одиночных не взаимодействующих циклотронных спин-флип экситонов, включающих циклотронный, зеемановский и обменно-кулоновский энергетические вклады в полной аналогии с выражением (5), но с учётом волновых функций на разных уровнях Ландау. Энергия $\Delta_{12}(q)$ обуславливает кулоновскую связь между двумя ветвями магнитоэкситонов. Примечательно, что эта величина тоже имеет масштаб $\Delta_{12} \sim E_C$ в длинноволновом пределе. Как следствие, дисперсионные ветви двух циклотронных спин-флип возбуждений расталкиваются, а обменно-кулоновский вклад в энергию экситона SF2 превышает аналогичную величину для CSFE в холловском ферромагнетике $\nu = 1$ при тех же значениях магнитного поля (рис. 6в).

В целом, как и для случая $\nu = 1$, для энергий SF1 и SF2 наблюдается разумное согласие теории и эксперимента (рис. 6б) при коррекции потенциала взаимодействия на ширину квантовой ямы. Данные, полученные для двумерных систем с разными электронными концентрациями, демонстрируют субкорневой рост величины обменно-кулоновского вклада в энергию циклотронных спин-флип экситонов от величины магнитного поля в согласии с расчётами [21].

Результаты, обсуждавшиеся в этом разделе, показывают, прежде всего, что электрон-электронные корреляции в двумерных электронных системах могут проявляться в энергии длинноволновых коллективных возбуждений с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел системы. Метод неупругого рассеяния света позволяет зондировать величину обменного взаимодействия в состояниях холловского ферромагнетика с целочисленными факторами заполнения. Показано, что для их описания хорошо применима теория возмущений в одноэкситонном приближении. Теоретически рассчитанные энергии циклотронных спин-флип экситонов совпадают с экспериментальными результатами при учёте конечной ширины квантовой ямы. Обменно-кулоновские поправки к энергии CSFE имеют масштаб, сопоставимый с обменной энергией электронов на спиновых подуровнях Ландау, $\sim e^2/\epsilon l_B$.

4. Магнитоэкситоны и квантовые магнитоплазмоны. Необходимость учёта второго порядка теории возмущений

В настоящем разделе рассмотрены важные свойства магнитоэкситонов и магнитоплазмонов. Для состояний, не поляризованных по спину, показано, что часть из них удаётся объяснить только при учёте второго порядка теории возмущений.

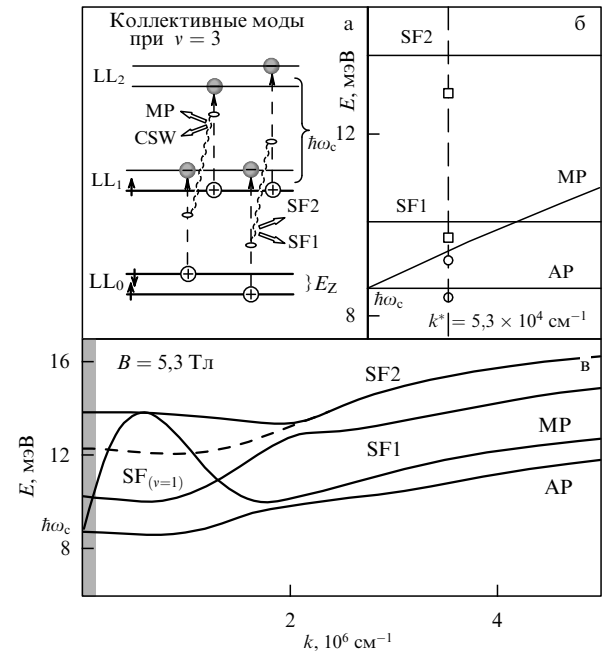


Рис. 6. (а) Схематическое изображение циклотронных возбуждений при $\nu = 3$. Зарядовые возбуждения — магнитоплазмон (MP) и антифазный плазмон (AP), циклотронные спин-флип экситоны SF1 и SF2. (б) Сравнение теоретических и экспериментальных энергий возбуждений при $B = 5,3$ Тл, $\nu = 3$. Квадратные символы — энергии циклотронных спин-флип экситонов SF1 и SF2, измеренные при значении импульса $5,3 \times 10^4$ см $^{-1}$, круглые символы — энергии MP и AP. (в) Дисперсионные зависимости циклотронных возбуждений, рассчитанные в приближении Хартри–Фока при $B = 5,3$ Тл, с учётом конечной ширины квантовой ямы, 24 нм. Наблюдается взаимное расталкивание между дисперсионными кривыми двух спин-флип экситонов и двух зарядовых возбуждений.

При факторе заполнения $\nu = 2$ в основном состоянии ДЭС полностью заполнены два спиновых подуровня нулевого уровня Ландау, суммарный спин системы равен нулю. Нижайшими по энергии являются циклотронные возбуждения с изменением орбитального квантового числа на единицу. Магнитоэкситоны с $\delta l = 1$ различаются по спину δS и проекции спина на направление магнитного поля δS_z . Нулевым спином обладает коновский магнитоплазмон, представляющий собой синфазное колебание спиновых подсистем ДЭС с циклотронной частотой (рис. 7).

Возможны также три возбуждения, обладающих единичным спином $\delta S = 1$, различающихся по проекции спина на направление магнитного поля $\delta S_z = -1, 0, 1$ (спиновый триплет). Центральная компонента триплета с $\delta S_z = 0$ (циклотронная спиновая волна, или CSW) представляет собой антифазное колебание спиновых подсистем с циклотронной частотой. Рассмотрение кулоновского вклада в энергию всех компонент CSFE в первом порядке теории возмущений по отношению кулоновской энергии к циклотронной даёт нулевой вклад. Тем не менее, для возбуждений триплета не существует симметричных ограничений, подобных теореме Кона, и можно ожидать ненулевых кулоновских поправок в энергию этих возбуждений при $q = 0$. Как будет видно из дальнейшего рассмотрения, они проявляются уже во втором порядке теории возмущений и существенно понижают энергию циклотронных спин-флип возбуждений.

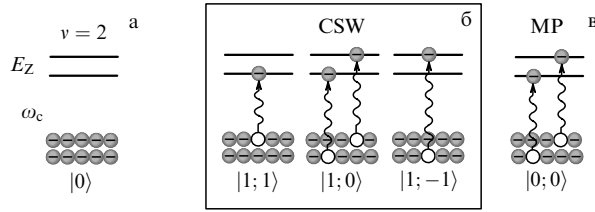


Рис. 7. Основное состояние $v = 2$ и нижайшие по энергии циклотронные возбуждения. (а) Основное состояние (полностью заполнен нулевой уровень Ландау). (б) Три комбинированных циклотронных перехода CSFE с полным спином 1. (в) Коновская (магнитоплазменная) мода (MP). Снизу для возбуждений отмечены спиновые квантовые числа.

В работе [22] методом неупругого рассеяния света исследовались циклотронные спин-флип возбуждения при чётных целочисленных факторах заполнения $v = 2, 4, 6$. В спектрах наблюдаются три линии с расщеплением, соответствующим зеемановской энергии E_Z . При этом энергетическое положение центра триплета оказывается смещённым в красную область спектра относительно энергии циклотронного резонанса (см. вставку на рис. 8). Измерения данного возбуждения при различных магнитных полях, но с фиксированным фактором заполнения $v = 2$ показали, что величина сдвига практически постоянна в широком диапазоне полей (см. рис. 8).

Аналитическое вычисление поправок второго порядка к энергиям коллективных возбуждений было выполнено в рамках экситонного представления в пределе малых r_s [23]. Вместо фермиевских операторов рождения электрона, которые при действии на основное состояние дают одноэлектронные состояния, в экситонном представлении используются экситонные операторы, действие которых на основное состояние даёт базис экситонных состояний [24–30]. Основное преимущество экситонного представления состоит в том, что в базисе экситонных состояний часть кулоновского взаимодействия

диагонализуется и только недиагональная часть взаимодействия рассматривается в качестве возмущения. В результате уже в нулевом приближении имеются зависящие от $\mathbf{q}$ кулоновские поправки в энергию возбуждений, а спектр экситонных состояний невырожден.

Энергия циклотронных возбуждений при факторе заполнения $v = 2$ и с нулевым импульсом выражается аналитически:

$$\Delta E_{v=2}^{\text{CSW}}(0) = - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 - 2^{2-n}}{n(n^2 - 1)n!} \int_0^{\infty} dq q^{2n+3} V^2(q) \exp(-q^2) \quad (10)$$

в единицах $2R_{\text{GaAs}} = r_s^2 \hbar \omega_c \approx 11,34$ мэВ [23]. В идеальной двумерной системе $\Delta E_{v=2}^{\text{CSW}}(0) = (\ln 2 - 1)/2$, что в энергетических единицах составляет 1,74 мэВ. При коррекции на конечную ширину квантовой ямы численное значение для экспериментальных условий рис. 8 составляет $\Delta E \approx -0,47$ мэВ и находится в разумном согласии с экспериментом.

Аналогичное рассмотрение применимо к упоминавшимся в разделе 3 антифазным плазменным возбуждениям, существующим при нечётных целочисленных факторах заполнения. Например, при факторе заполнения $v = 3$ в основном состоянии полностью заполнен нулевой уровень Ландау и нижайший спиновый подуровень первого уровня Ландау. В спектре возбуждений с $\delta n = 1$ присутствуют два связанных циклотронных магнитоэкситона с $\delta S_z = 0$, образующих коновский магнитоплазмон (MP) и антифазный плазмон (AP) (см. диаграмму на рис. 9). Независимо от фактора заполнения коновский магнитоплазмон имеет линейную дисперсию в длинноволновом пределе вследствие плазменных поправок. Антифазный плазмон имеет магнитоэкситонную структуру, схожую с циклотронной спиновой волной при чётных факторах заполнения, однако при $v = 3$ AP является возбуждением зарядовой, а не спиновой плотности.

В работе [31] методом неупругого рассеяния света исследовались циклотронные возбуждения при чётных и нечётных целочисленных факторах заполнения. Свойства классической магнитоплазменной моды общеизвестны и исследуются с применением различных экспериментальных методик. Экспериментальное изучение антифазных возбуждений AP и CSW стало возможным лишь с применением метода неупругого рассеяния света [22, 32, 33]. Методом циклотронного резонанса эти возбуждения прежде не регистрировались, поскольку они неактивны в поглощении электромагнитного излучения.

В работах [34, 35] сообщалось о наблюдении возбуждений вблизи ротонного минимума для переходов с одного уровня Ландау на следующий при факторе заполнения $v \geq 1$ в квантовых ямах на основе GaAs. Использовался метод неупругого рассеяния света, для которого доступны возбуждения с волновыми векторами $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, в то время как ротонный минимум существует при существенно больших значениях $k \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$. Аналогичные исследования возбуждений вблизи ротонного минимума проводились и при факторе заполнения $1/3$ [36]. Несохранение волнового вектора объяснялось авторами влиянием уширения уровней Ландау за счёт примесей.

В работе [37] в режиме дробного квантового эффекта Холла при факторе заполнения $1/3$ исследовался спектр возбуждений и при больших волновых векторах вблизи

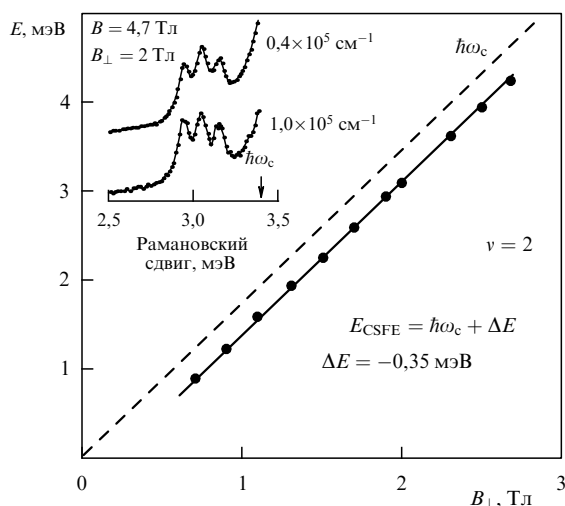


Рис. 8. Зависимость энергии центра триплета CSFE от перпендикулярного магнитного поля при $v = 2$. Экспериментальные точки аппроксимированы сплошной прямой линией, а штриховой линией показана энергия циклотронного резонанса для электронов в GaAs с эффективной массой $m^* = 0,067m_0$. На вставке приведены спектры триплетного возбуждения при двух разных значениях импульса, стрелкой отмечено значение энергии циклотронного резонанса $\hbar\omega_c$.

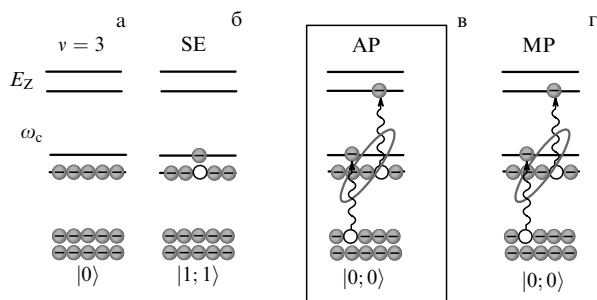


Рис. 9. Основное состояние $\nu = 3$ и нижайшие по энергии спиновые и циклотронные возбуждения. (а) Основное состояние (полностью заполнен нулевой уровень Ландау и нижний спиновый подуровень первого уровня Ландау); (б) спиновый экситон (SE); (в) антифазная плазменная мода (AP); (г) коновская (магнитоплазменная) мода (MP). Снизу для возбуждений указаны спиновые квантовые числа S, S_z .

ротонного минимума. Предложенный метод исследования таких возбуждений, при котором использовались поверхностные акустические волны разной длины для модуляции диэлектрической постоянной и оптическими методами регистрировалось резонансное поглощение, позволяет получить всю дисперсионную кривую. Короткодействующий случайный потенциал [34, 35] позволяет регистрировать возбуждения вблизи ротонного минимума, но не даёт зависимости энергии от волнового вектора. Результаты эксперимента [37] сравнивались с теоретической дисперсией ротонов, полученной методом композитных фермионов [38], и их согласие указывает на то, что масштаб неоднородности превышает магнитную длину.

Методы неупругого рассеяния света, как и другие оптические методы, дают возможность исследовать только возбуждения с малыми импульсами. В этом пре-

деле основная коновская магнитоплазменная мода является классической и не демонстрирует квантовых эффектов. Напротив, даже при малых импульсах AP-мода при нечётных ν и CSW при чётных ν являются квантовыми возбуждениями, не имеющими классического аналога. Для существования этих возбуждений принципиально наличие двух спиновых подсистем.

Спектры неупругого рассеяния света для антифазных возбуждений показаны на рис. 10. На нечётных факторах заполнения в спектрах неупругого рассеяния света наблюдается одна линия, расположенная ниже энергии циклотронного резонанса. На чётных факторах заполнения наблюдается характерный спиновый триплет, расположенный ниже энергии циклотронного резонанса. Примечательно, что, несмотря на разную природу возбуждений на чётных и нечётных факторах заполнения (разный спин возбуждений), абсолютная величина отрицательного сдвига убывает при увеличении фактора заполнения и ложится на одну и ту же эмпирическую зависимость $\Delta E^{\text{CSW, AP}} \sim 1/\nu$ (рис. 11).

Как при чётных, так и при нечётных факторах заполнения вклад кулоновского взаимодействия в энергию длинноволновых антифазных возбуждений AP и CSW равен нулю в первом порядке теории возмущений. Однако в обоих случаях кулоновские поправки второго порядка имеют схожую структуру, отрицательные значения и не зависят от магнитного поля.

В простейших случаях $\nu = 2$ и $\nu = 3$ удалось выполнить строгий учёт всех кулоновских поправок второго порядка малости для антифазных возбуждений обоих типов. В работе [31] приведены вычисления кулоновских поправок в энергию AP при $\nu = 3$ в рамках экситонного представления. Результирующий многочастичный вклад в энергию антифазной моды дается выражением

$$\Delta E_{\nu=3}^{\text{AP}}(0) = -\frac{3}{2} \int_0^\infty q dq V^2(q) G(q), \quad (11)$$

в единицах $2Ry$, где $G(q)$ — результат суммирования бесконечных рядов с диаграммами второго порядка по кулоновскому взаимодействию.

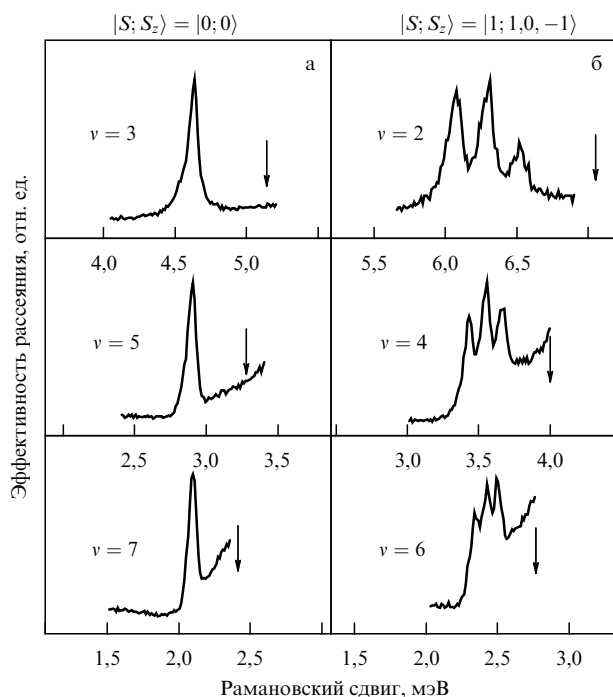


Рис. 10. Спектры неупругого рассеяния света для антифазной магнитолазменной моды при нечётных факторах заполнения (а) и трёх зеемановских компонент циклотронного спин-флип возбуждения при чётных факторах заполнения (б). Стрелки указывают положение циклотронной энергии.

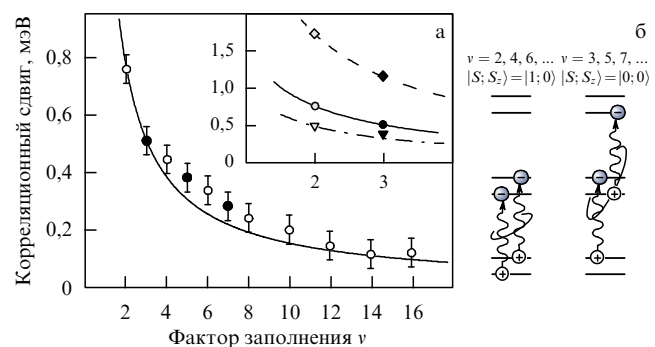


Рис. 11. (а) Зависимость модуля корреляционного сдвига от фактора заполнения. На основном графике показаны экспериментальные данные для чётных (белые кружки) и нечётных (чёрные кружки) факторов заполнения, сплошной линией показана зависимость $\Delta E^v \propto 1/\nu$. На вставке приведены результаты теоретического расчёта для факторов заполнения 2 и 3 для случаев идеального двумерного газа (ромбики) и конечной ширины ямы (треугольники). Кружками на вставке продублированы точки с основного графика. (б) Схематическое изображение переходов, отвечающих антифазным возбуждениям: циклотронная спиновая волна CSW на чётных факторах заполнения и антифазный магнитолазмон AP на нечётных факторах заполнения.

В пределе идеальной двумерной системы поправка второго порядка по r_s в энергию антифазной моды равна $\Delta E_{v=3}^{AP}(0) = -0,1044$ в единицах $2Ry$ для экситонов, что составляет приблизительно 1,18 мэВ. Учёт конечности ширины ямы через геометрический формфактор даёт хорошее согласие с экспериментом даже несмотря на то, что параметр r_s не всегда можно считать малым в условиях эксперимента (см. вставку к рис. 11а).

Таким образом, во втором порядке теории возмущений энергии антифазного магнитоплазмона и циклотронной спиновой волны имеют отрицательные кулоновские поправки при нулевом импульсе. Абсолютные величины поправок не зависят от магнитного поля, а их отношение находится в соответствии с эмпирической зависимостью $\Delta E_v(0) \propto 1/v$. Так, теоретические значения для величины сдвига при факторах заполнения 3 и 2 соотносятся как $0,68 \approx 2/3$.

Отметим несколько наиболее важных результатов этого раздела. Обнаружены коллективные возбуждения, энергии которых при нулевом импульсе определяются кулоновскими поправками второго порядка. При чётных факторах заполнения таковыми являются циклотронные спин-флип возбуждения с тремя компонентами, расщеплёнными по спину. Эти возбуждения имеют отрицательный многочастичный энергетический вклад, благодаря которому их энергия оказывается меньше циклотронной энергии. При нечётных факторах заполнения $v \geq 3$ в спектре коллективных возбуждений обнаружен антифазный плазмон (или квантовый плазмон), имеющий квантовую природу, поскольку для его существования принципиальным является наличие спина у электронов, а его энергия определяется постоянной Ридберга для электронов. Развита теоретический подход, учитывающий многочастичный вклад в энергию данных возбуждений во втором порядке возмущений по параметру r_s . Теоретический расчёт энергии с учётом ширины квантовой ямы хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

5. Двухмодовое приближение. Влияние двухэкситонных поправок

В настоящем разделе рассмотрены циклотронные спин-флип экситоны в режиме дробного квантового эффекта Холла (КЭХ), $v = 1/3$. Проанализированы различные теоретические подходы для описания возбуждения. Показана существенность учёта многоэкситонных поправок в структуре данного возбуждения.

Как и в случае $v = 1$, электронные спины при $v = 1/3$ ориентированы вдоль направления магнитного поля, и существует энергетическая щель, отделяющая основное состояние электронной системы от возбуждённых состояний. Поэтому система при $v = 1/3$ также является холловским ферромагнетиком. По аналогии с двумя ферромагнитными состояниями можно ожидать сходства спектра циклотронных возбуждений, а также проявления обменного взаимодействия в энергии длинноволнового циклотронного спин-флип экситона.

Впервые возбуждение CSFE при $v = 1/3$ экспериментально наблюдалось в работе [39] с помощью метода неупругого рассеяния света. Следует отметить, что в режиме дробного КЭХ (ДКЭХ) проявление данного возбуждения в спектрах неупругого рассеяния света удалось зарегистрировать лишь в высококачественных

GaAs/AlGaAs-гетероструктурах с ДЭС, обладающими рекордными подвижностями $\sim (7-10) \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Электронные концентрации в экспериментальных образцах составляли $1,2 \times 10^{11}$ и $2,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На рисунке 12 показаны зависимости энергии коллективных возбуждений МР и CSFE от фактора заполнения при фиксированном магнитном поле $B = 9 \text{ Тл}$. При $v = 1/3$ и $v = 1$ энергия CSFE имеет локальные максимумы, обнаруживая максимальный вклад от энергии обменного взаимодействия. В окрестности состояния ДКЭХ $v = 1/3$ спектральная линия CSFE наблюдается в интервале факторов заполнения $v \in 0,25-0,41$. На границах этого диапазона обменная часть энергии возбуждения уменьшается примерно вдвое. Из экспериментальных данных для образцов с различной электронной концентрацией получена зависимость обменного вклада в энергию CSFE от магнитного поля (рис. 13).

Результаты сравнивались с расчётами в рамках существующих теоретических моделей. Если рассматривать основное состояние ДЭС в приближении Хартри–Фока [3, 6, 40], то теоретическое выражение для обменного вклада $\Delta(0, B)$ в энергию CSFE, полученное для $v = 1$, может быть обобщено на случай произвольного фактора заполнения $v < 1$:

$$\Delta_v^{\text{HF}}(0, B) = v \Delta(0, B). \quad (12)$$

Однако в реальности теоретические и экспериментальные результаты различаются весьма существенно. Не удаётся улучшить соответствие между теорией и экспериментом и в обобщённом одномодовом приближении, учитывающем межэлектронные корреляции в основном состоянии ДЭС [6]. Энергия CSFE, вычисленная в рамках этого теоретического подхода, оказывается даже меньше, чем значение, полученное в приближении Хартри–Фока. Таким образом, обе версии одномодового приближения дают сильно недооценённое значение обменного вклада в энергию CSFE.

С целью улучшить согласие теории и эксперимента был использован теоретический подход, в котором в структуре комбинированного возбуждения CSFE учитываются многоэкситонные поправки. Его идея основана на том, что любое коллективное возбуждение в двумерной электронной системе характеризуется собственным набо-

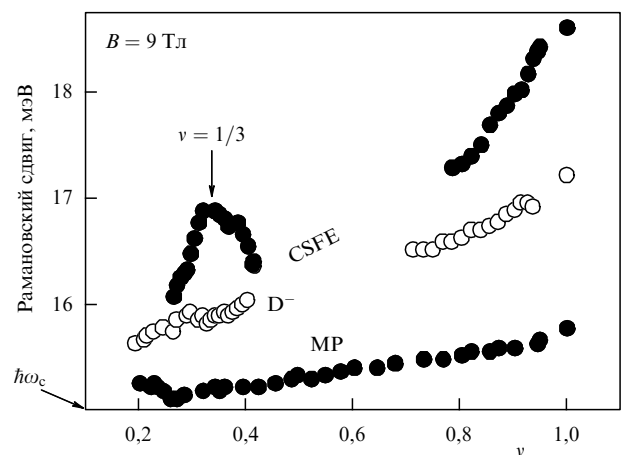


Рис. 12. Зависимость энергии коллективных возбуждений CSFE и МР (чёрные символы) от фактора заполнения v в магнитном поле $B = 9 \text{ Тл}$. При $v = 1/3$ энергия CSFE имеет локальный максимум. Светлые символы относятся к D^- -комплексам (см. далее раздел 6).

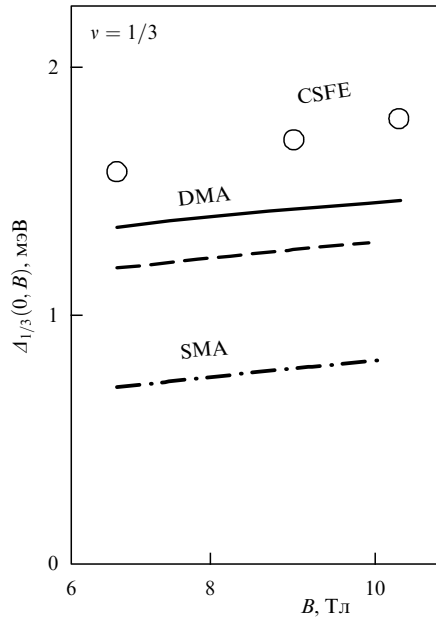


Рис. 13. Магнитопольная зависимость обменной части энергии CSFE при $\nu = 1/3$. Экспериментальные данные показаны круглыми символами. Для сравнения приведены результаты теоретического расчёта в двухмодовом приближении (DMA) (сплошная кривая), а также одномодовом приближении (SMA) для случая усреднённой плотности (штриховая кривая) и с учётом корреляций в лафлиновском состоянии (штрихпунктирная кривая).

ром квантовых чисел, связанных с изменением номера уровня Ландау, изменением проекции электронного спина и обобщённым импульсом: $|\delta n, \delta S_z, \mathbf{q}\rangle$. Для комбинационных возбуждений с набором квантовых чисел таким, что $|\delta n| + |\delta S_z| \geq 2$, необходимо дополнить базис возбуждённых состояний суперпозициями многоэкситонных состояний с тем же суммарным набором квантовых чисел δn , δS_z и $\mathbf{q}$. Такие многоэкситонные вклады имеют место в случае с циклотронным спин-флип возбуждением, для которого $\delta n = 1$ и $\delta S_z = -1$. Соответствующими двухэкситонными состояниями могут быть пары магнитоплазмона $|\delta n = 1, \delta S_z = 0, \mathbf{q} - \mathbf{k}\rangle$ и спинового экситона $|\delta n = 0, \delta S_z = -1, \mathbf{k}\rangle$. С учётом указанных двухэкситонных поправок структура возбуждения CSFE трансформируется следующим образом:

$$|\text{CSFE}\rangle_{\mathbf{q}} \Rightarrow |\text{CSFE}\rangle_{\mathbf{q}} + \sum_{\mathbf{k}} \psi(\mathbf{k}) |\text{SE}\rangle_{\mathbf{k}} |\text{MP}\rangle_{\mathbf{q}-\mathbf{k}}, \quad (13)$$

где $\psi(\mathbf{k})$ — весовая функция. Оказалось, что при надлежащем выборе весовой функции, определяемой самоогласованным образом [41], это смешанное возбуждённое состояние может являться собственным состоянием гамильтониана системы.

Для CSFE искомое собственное значение соответствует уровню энергии возбуждения, которое гораздо лучше согласуется с экспериментальными данными, чем энергия, полученная в одномодовом приближении. Данный факт позволяет судить о значимости многоэкситонного вклада в структуру циклотронного спин-флип экситона при $\nu = 1/3$. В состоянии КЭХ $\nu = 1$ аналогичные двухэкситонные поправки также существуют [41, 42], однако их вклад в энергию CSFE не столь существен и составляет 5–7 % в том же диапазоне магнитных полей. Поправки такого масштаба находятся в пределах экспериментальной погрешности.

Двухмодовое приближение рассмотрено без учёта корреляций в основном состоянии ДКЭХ $\nu = 1/3$. Более реалистичным было бы применить аналогичный подход для многоэлектронной системы с учётом лафлиновских корреляций, что пока не представляется возможным. Также не учтены другие многоэкситонные комбинации с сохраняющимся набором квантовых чисел. Волны зарядовой плотности в пределах нижнего уровня Ландау (магнитофононы) имеют нулевые спиновое и орбитальное квантовые числа, поэтому формально произвольное количество таких возбуждений может быть присоединено. Но даже без их рассмотрения приведённый анализ показывает важность многоэкситонных поправок при факторе заполнения $\nu = 1/3$.

6. Влияние неидеальности двумерной электронной системы. Локализованные магнитоэкситоны (возбуждённые состояния D^- -комплексов)

К рассматриваемой теме примыкает и проблема электронно-примесных D^- -комплексов в сильном магнитном поле, представляющих собой связанное состояние двумерных электронов и положительно заряженной примеси, которая может располагаться как в квантовой яме (в плоскости движения электронов), так и в барьере. Поскольку примесный потенциал нарушает трансляционную симметрию системы, в спектре возбуждений комплексов должна проявляться энергия кулоновского взаимодействия, даже в случае чисто циклотронного или чисто спинового возбуждения.

Особый интерес представляют барьерные D^- -комплексы, в которых электроны в квантовой яме пространственно отделены от положительного заряда, находящегося в барьере [43]. Этот интерес связан с тем, что непосредственно в самой квантовой яме концентрация заряженных примесей может быть сделана достаточно малой (на уровне $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$). Поэтому влиянием ямных D^- -комплексов на свойства двумерного электронного газа обычно пренебрегают. Число положительно заряженных примесей в AlGaAs-барьере квантовой ямы, находящихся вблизи двумерной плоскости, почти на два порядка больше, и именно они определяют оптические и транспортные свойства двумерного электронного газа малой плотности ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$). С этими же примесями связана проблема "локализованных трионов", или D^0X -комплексов, — состояний двух электронов и валентной дырки в квантовой яме, связанных на положительном заряде ионизованной примеси в барьере [44].

Главный вопрос, с которым экспериментаторы встречаются при исследовании барьерных D^- -комплексов, состоит в том, чтобы определить местоположение ионизованного донора в барьере квантовой ямы. Ответ на этот вопрос может быть получен на основании анализа энергии циклотронных либо внутриуровневых возбуждений D^- -комплексов, которая в свою очередь определяется кулоновским взаимодействием электронов в квантовой яме и положительно заряженной примеси в барьере.

В работах [45, 46] впервые было показано, что электронные возбуждения барьерных D^- -комплексов активны в неупругом рассеянии света. Сечение неупругого рассеяния света на возбуждениях барьерных D^- -комплексов может существенно превышать сечение рассеяния на

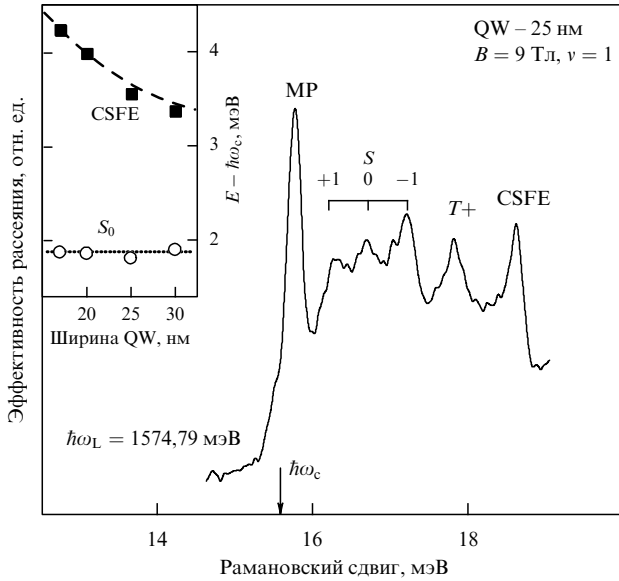


Рис. 14. Спектры неупругого рассеяния света при факторе заполнения $\nu = 1$. Наблюдаются линии коллективных мод — магнитоплазмона (MP) и циклотронного спин-флип экситона (CSFE), а также циклотронных возбуждений D^- -комплексов: спин-синглетного (S) и спин-триплетного ($T+$). На вставке показаны зависимости кулоновских вкладов ($E - \hbar\omega_c$) в энергии возбуждений CSFE и S_0 от ширины квантовой ямы, измеренные для четырёх образцов в магнитном поле $B = 8,5$ Тл. Энергия CSFE уменьшается с ростом ширины квантовой ямы (QW), а энергия возбуждения S_0 не зависит от ширины ямы.

коллективных возбуждениях ДЭС. По этой причине в спектрах неупругого рассеяния света линии, связанные с возбуждениями барьерных D^- -комплексов, могут иметь интенсивность, сравнимую с линиями плазменных и спиновых возбуждений, даже в том случае, если плотность комплексов на порядки величины меньше плотности двумерного электронного газа.

На рисунке 14 приведены спектры неупругого рассеяния света, связанные с рассеянием на циклотронных возбуждениях барьерных D^- -комплексов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs с высокоподвижными ДЭС при факторе заполнения $\nu = 1$. Между линиями коллективных возбуждений MP и CSFE присутствуют дополнительные спектральные особенности — расщеплённая по спину линия S и одиночная линия $T+$. В работе [46] они идентифицированы как циклотронные возбуждения синглетного и триплетного состояний барьерных D^- -комплексов. Было показано, что, в отличие от энергии CSFE, кулоновский вклад в энергию этих возбуждений практически не зависит от ширины квантовой ямы (см. рис. 14), а также скалируется строго как $\sim \sqrt{B}$ в магнитолевой зависимости при фиксированном факторе заполнения $\nu = 1$ (рис. 15).

Это поведение характерно для энергетического вклада от прямого кулоновского взаимодействия возбуждённого электрона и свободных электронов в согласии с теоретическим описанием [47, 48]. Также установлено, что возбуждения S и $T+$ бездисперсионны, что и следует ожидать для возбуждений локализованных комплексов. Выявленные свойства циклотронных возбуждений примесных комплексов указывают на особенности многочастичного энергетического вклада, но не позволяют, однако, установить местоположение ионизованных доноров.

Ответ на последний вопрос был получен при изучении спектра внутриуровневых возбуждений D^- -комплексов.

Методом неупругого рассеяния света в [49] обнаружены и исследованы возбуждения интерфейсных D^- -комплексов в высококачественных квантовых ямах на основе GaAs/AlGaAs. Измерены и рассчитаны энергии связанных состояний для барьерных комплексов. Анализ экспериментальных и расчётных данных показал, что наблюдаемые возбуждения связаны с переходами между состояниями интерфейсных D^- -комплексов, в которых два электрона, локализованных в квантовой яме, связываются с заряженной примесью, расположенной на интерфейсе квантовой ямы.

Спектры низкоэнергетического (< 2 мэВ) неупругого рассеяния света двумерной электронной системы малой плотности ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$) при нескольких значениях поперечного магнитного поля представлены на рис. 16. Самая низкоэнергетическая линия (SW) соответствует процессам неупругого рассеяния света с рождением спиновой волны (SW), т.е. длинноволнового спинового экситона (SE). Спектральная линия T соответствует внутриуровневому возбуждению интерфейсных D^- -комплексов. Её энергия зависит от нормальной компоненты магнитного поля, а также имеет вклад от зеемановского расщепления, пропорциональный полной величине магнитного поля. С увеличением электронной концентрации линия T сдвигается в фиолетовую область спектра и уширяется, а при некоторой критической концентрации ($4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) исчезает из спектра (рис. 17). Увеличение энергии возбуждения при росте концентрации связано с ростом кулоновского взаимодействия возбуждённого электрона и окружающих D^- -комплекс свободных электронов, аналогично тому как это происходит для циклотронных возбуждений ямных [50, 51] и барьерных [46] D^- -комплексов.

В теоретических моделях, описывающих спектр возбуждений D^- -комплексов, локализуемое действие заряженной примеси обычно рассматривается как слабое

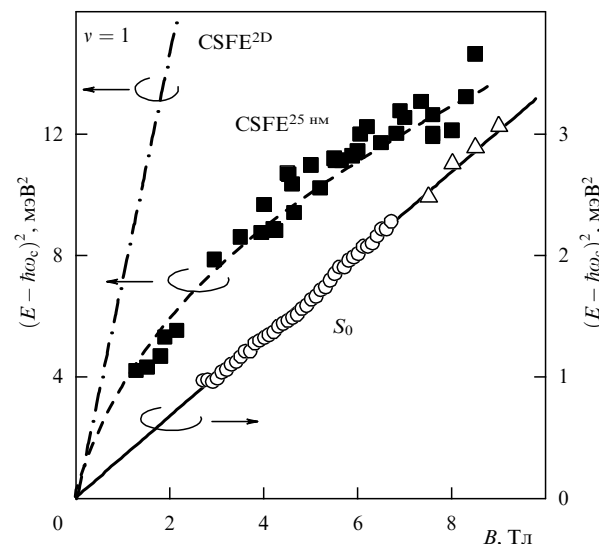


Рис. 15. Зависимости квадрата кулоновской части энергии циклотронного спин-флип экситона (сплошные символы) и центральной компоненты S_0 циклотронных возбуждений спин-синглетного D^- -комплекса (открытые символы) от магнитного поля при факторе заполнения $\nu = 1$. Также показана теоретическая зависимость энергии CSFE от магнитного поля (штриховая кривая) для 25-нм-квантовой ямы и для идеальной двумерной системы (штрихпунктир). Прямая линия, аппроксимирующая результаты для линии S_0 , проведена для наглядности.

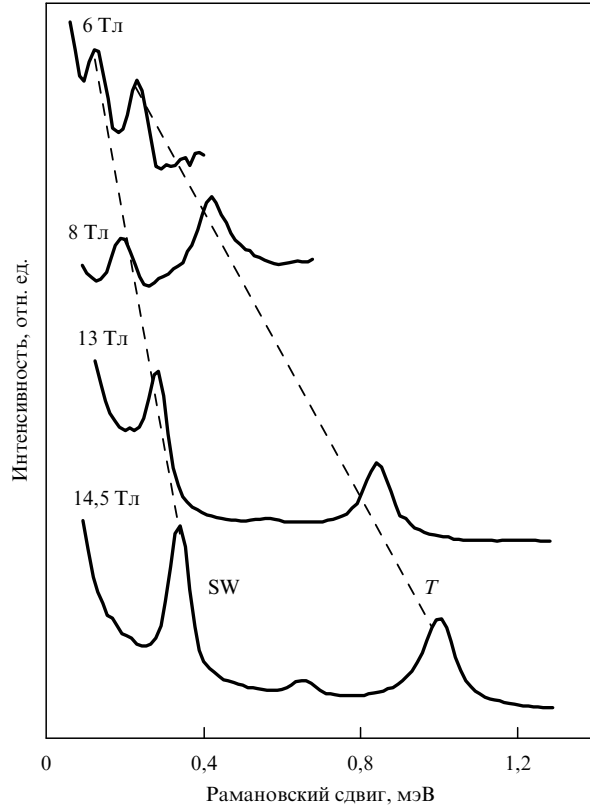


Рис. 16. Спектры неупругого рассеяния света, измеренные при различных значениях магнитного поля. В спектре присутствуют линии спиновой волны (SW) и внутриуровневое возбуждение барьерного D^- -комплекса (T).

возмущение к гамильтониану свободных электронов в магнитном поле [43, 52, 53]. В сильном магнитном поле энергии D^- -комплексов с различными моментами можно найти, рассматривая кулоновское взаимодействие $V(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}_1, Z) + V(\mathbf{r}_2, Z)$ как возмущение (здесь $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ — двумерные координаты электронов). Взаимодействие между заряженными частицами рассчитывается с учётом нелокальности волновых функций квазидвумерных электронов в z -направлении, ионизованный донор (единичный положительный заряд) расположен на расстоянии Z от слоя электронов, а его расположение в плоскости соответствует началу координат.

Волновая функция пары электронов зависит от их спинового состояния, поскольку полная волновая функция двух фермионов должна быть антисимметричной. Для спинового синглета полный орбитальный момент пары $M = 0$, координатная часть волновой функции симметрична и конструируется из одночастичных волновых функций электронов $\psi_m(r, \varphi)$ на нулевом уровне Ландау:

$$\Psi_S = \Psi_0 = \psi_0(r_1, \varphi_1) \psi_0(r_2, \varphi_2).$$

Для спинового триплета полный орбитальный момент пары $M = m_1 + m_2 = 1$, координатная часть волновой функции антисимметрична и имеет вид

$$\Psi_T = \Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_0(r_1, \varphi_1) \psi_1(r_2, \varphi_2) - \psi_1(r_1, \varphi_1) \psi_0(r_2, \varphi_2)).$$

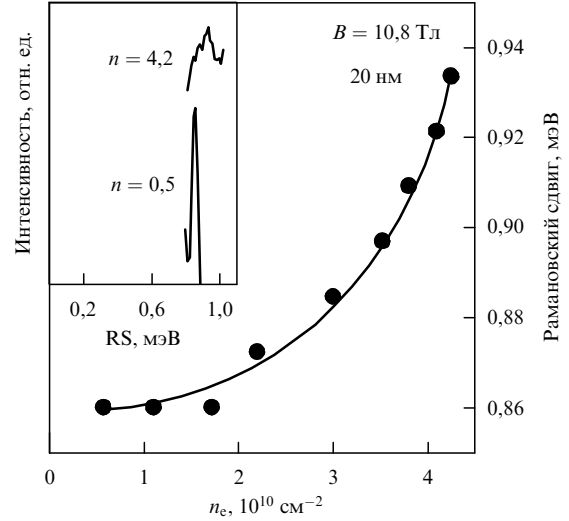


Рис. 17. Экспериментальная зависимость энергии возбуждения T барьерного D^- -комплекса от концентрации при $B_{\perp} = 10,8$ Тл. На вставке показаны примеры экспериментальных спектров для различных электронных концентраций. RS — рамановский сдвиг.

$E_{Dm}(Z)$ — энергия взаимодействия электрона, имеющего момент m , с положительно заряженным донором (D) по теории возмущений задаётся выражением

$$E_{Dm}(Z) = \langle \psi_m(r, \varphi) | V(r, Z) | \psi_m(r, \varphi) \rangle,$$

а энергия взаимодействия электронов между собой — выражением

$$E_{I, M} = \langle \Psi_M(r, \varphi) | V(r) | \Psi_M(r, \varphi) \rangle.$$

Из этих величин можно вычислить наблюдаемую в эксперименте разность энергий синглета и триплета:

$$E_S - E_T = E_{I0} - E_{I1} + E_{D1}(Z) - E_{D0}(Z) + E_Z,$$

где $E_Z = g\mu_B B$ — одночастичная зеемановская энергия.

В диапазоне магнитных полей $3 < B < 15$ Тл в квантовых ямах с шириной порядка 20 нм основным состоянием барьерного D^- -комплекса является спиновый триплет с полным моментом $M = 1$ (1T) (рис. 18).

Варьированием Z -координаты ионизованного донора в барьере квантовой ямы можно достичь количественного совпадения экспериментальных и теоретических результатов. Наилучшее согласие достигается, если поместить положительный заряд на гетероинтерфейс между квантовой ямой и барьером. Если отодвинуть примесь всего на 10 Å от гетероинтерфейса, то теоретическая оценка для энергии возбуждения уменьшается на 30 % относительно экспериментально полученных значений. Можно заключить, что ионизованный донор расположен непосредственно на гетерогранице, разделяющей квантовую яму и барьер, что связано, по-видимому, с диффузией объёмных примесей в барьере AlGaAs в процессе эпитаксиального роста (диффузия существенно замедляется на дефектах решётки гетероинтерфейса GaAs/AlGaAs, кроме того, примеси накапливаются вследствие остановки роста в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии на гетерогранице между ямой и барьером).

Из анализа интенсивностей линий неупругого рассеяния света можно заключить, что концентрация ионизо-

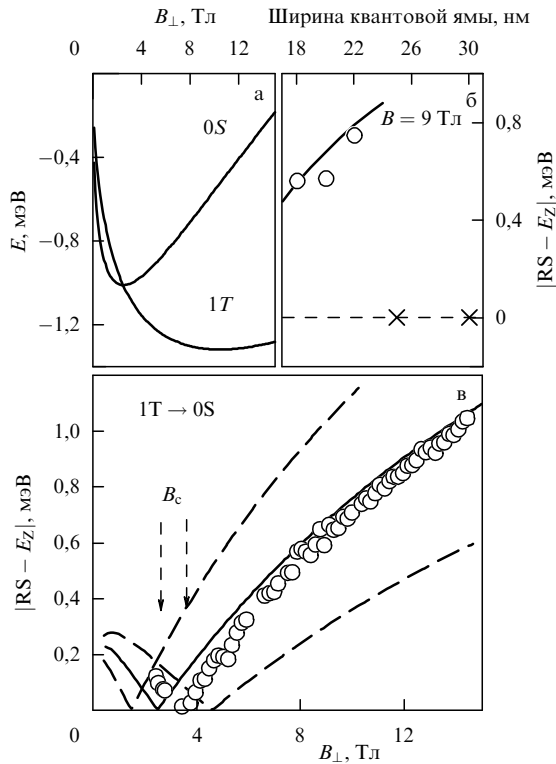


Рис. 18. (а) Теоретические зависимости нижайших по энергии связанных состояний двух электронов и положительного заряда на гетероинтерфейсе квантовой ямы шириной 20 нм. (б) Зависимость энергии возбуждения $1T \rightarrow 0S$ барьерного D^- -комплекса от ширины ямы. Открытые точки — измеренные значения энергии, сплошная линия — теоретический расчёт. Кресты указывают на квантовые ямы, в которых линия, соответствующая $1T \rightarrow 0S$, не обнаружена. (в) Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости энергии возбуждения $1T \rightarrow 0S$ и $0S \rightarrow 1T$ барьерного D^- -комплекса для ямы шириной 20 нм. Стрелками указаны теоретическое (слева) и экспериментальное (справа) магнитные поля, в которых изменяется симметрия основного состояния D^- -комплекса. Теоретический расчёт энергии возбуждения $1T \rightarrow 0S$ и $0S \rightarrow 1T$ для D^- -комплексов, в которых положительный заряд расположен в 10 Å по обе стороны от гетероинтерфейса, показан штриховыми линиями. RS — рамановский сдвиг.

ванных доноров на гетероинтерфейсе должна как минимум на порядок величины превышать среднюю концентрацию ионизированных доноров в барьере квантовой ямы. Изменение симметрии основного состояния предсказано теоретически и наблюдается в эксперименте, но, из-за того что теория возмущения плохо работает в данном диапазоне магнитных полей, теоретическое и экспериментальные значения для критического магнитного поля отличаются на 1 Тл. При более низких магнитных полях возможно возбуждение $0S \rightarrow 1T$, которое также наблюдается в эксперименте (см. рис. 18).

7. Проблемы и перспективы.

Малые отклонения от целочисленного заполнения уровней Ландау

Как видно из представленного рассмотрения, большую часть возбуждений ДЭС можно описать в рамках существующих теоретических подходов. Тем не менее остаются принципиальные вопросы о спектре возбуждений ДЭС, ответов на которые нет до сих пор. Попытки описать спектр магнитоэкситонов в случае малых откло-

нений фактора заполнения от нечётных целочисленных значений в рамках существующей теории не увенчались успехом. В первую очередь это связано с тем, что неизвестной остаётся природа основного состояния. Принято рассматривать основное состояние как ферромагнетик с зарядовыми дефектами, которыми являются дополнительные электроны с противоположно направленным спином или дырки в основном состоянии, что справедливо в случае, если зеемановская энергия в ДЭС велика по сравнению с обменной.

В GaAs/AlGaAs-квантовых ямах отношение обменной энергии к зеемановской достигает двух порядков величины. Из-за этого при малых отклонениях фактора заполнения от нечётных целочисленных значений наиболее энергетически выгодным способом изменения заряда было бы формирование топологических спиновых текстур в основном состоянии — скирмионов [54–57]. Скирмионы плавно деформируют ферромагнитный порядок, формируя вихреподобную конфигурацию спинов. Число электронных спинов, вовлечённых в этот процесс (размер скирмиона), определяется конкуренцией кулоновского взаимодействия и зеемановской энергии g . При $g \rightarrow 0$ размер скирмиона λ даётся выражением

$$\left(\frac{\lambda}{l_B}\right)^3 = \left(\frac{9\pi^2}{2^8}\right) \left(\frac{l_B}{a_B}\right) (g |\ln g|)^{-1},$$

где l_B — магнитная длина, a_B — боровский радиус. Если размер пропорционален $g^{-1/3}$, то число перевёрнутых электронных спинов, формирующих скирмион,

$$K \sim \frac{\lambda^2}{l_B^2} \sim g^{-2/3}.$$

При малых значениях g скирмионы несут заряд e , а их размер и полный спин стремятся к бесконечности. При промежуточных значениях g , как это имеет место в действительности, число формирующих скирмион перевёрнутых спинов невелико (0–4 для GaAs), следовательно, теория классического поля, используемая для описания скирмионов [54, 56], неприменима. В связи с этим развита теория спин-текстурных квазичастиц (STQ) с несколькими перевёрнутыми спинами [56]. Квантовые методы расчёта (точная диагонализация для конечного числа частиц, метод Хартри–Фока, вариационный метод) дают результаты, совпадающие с классическими при больших K . В основном состоянии скирмионы могут образовывать кристаллическую решётку.

Впервые теория скирмионного кристалла была построена для двумерных электронных систем [58], однако первые экспериментальные свидетельства формирования скирмионной кристаллической решётки были получены в тонких плёнках трёхмерного ферромагнетика MnSi и аналогичных соединениях [59, 60]. Убедительных же доказательств существования скирмионного кристалла в двумерном холловском ферромагнетике с заряженными дефектами нет, более того, поставлена под сомнение вся теория STQ в двумерных электронных системах.

Спиновая деполяризация электронной системы в окрестности единичного фактора заполнения полностью воспроизводится в окрестности фактора заполнения $\nu = 3$, где существование STQ является спорным даже при нулевой зеемановской энергии [61, 62]. Эффективное число перевёрнутых спинов, определённое из результатов новых оптических исследований спиновой поляризации в двумерных системах [63], не согласуется с

предыдущими экспериментальными данными [64], это число также не согласуется с теоретическими значениями, определяемыми соотношением зеемановской и обменной энергии.

В недавней работе [65] показано, что физические объекты, аналогичные STQ, — спиновые текстуры, — существуют в пределе нулевого числа перевёрнутых спинов. Там же на основании наблюдений спектра спиновых возбуждений с помощью методики неупругого рассеяния света выдвинуто предположение о том, что основным состоянием холловского ферромагнетика с зарядовыми дефектами, образованными либо недостатком, либо избытком электронной плотности, является спин-текстурная жидкость, возможность существования которой впервые была рассмотрена в работе [66].

Независимо от величины K в спектре возбуждений жидкости появляются новые щелевые ветви (рис. 19, 20), связанные с коллективной прецессией электронного спина в эффективном обменном поле, создаваемом спиновыми текстурами. Новые ветви возбуждений ведут себя аналогично циклотронным возбуждениям в некоем фиктивном магнитном поле, пропорциональном плотности спиновых текстур. Соответственно "эффективная масса" коллективных спиновых возбуждений определяется степенью поляризации электронной системы и величиной обменного взаимодействия. Энергия "спин-циклотронных" мод стремится к 0 при $\nu \rightarrow 1$. Согласно [66], "циклотронная" частота, разделяющая спиновые "уровни Ландау", связанные с фиктивным полем, определяется выражением

$$\hbar\omega'_c = \frac{2E_s(1-\nu)}{\nu}$$

при $\nu \ll 1$, где $E_s = 1/4E_x$ — энергия образования классического скирмиона, а $E_x = \sqrt{\pi/2}e^2/\epsilon l_B$ — обменная энергия на нулевом уровне Ландау электронов. Когда число скирмионов велико, $\hbar\omega'_c \gg k_B T$, энергия спин-циклотронных мод при малых импульсах $qn_s^{-1/2} \ll 1$ (n_s — плотность спиновых текстур) равна приблизительно спин-циклотронной частоте $\hbar\omega'_c$. Неожиданным экспериментальным результатом [65] явилось то, что спин-циклотронные моды взаимодействуют со спиновыми экситонами с образованием гибридных мод при отличных от нуля импульсах (см. рис. 19). Объяснения этому эффекту пока нет.

В высококачественных GaAs/AlGaAs-квантовых ямах эффективное число перевёрнутых спинов невелико, поэтому для последовательного описания основного состояния необходимо рассмотреть весь интервал значений K начиная с хорошо определённого предела $K = 0$. Предполагалось, что основное состояние с $K = 0$ содержит отдельные дырки как спиновые дефекты. Образуют ли дырки кристаллическую решётку или нет, остаётся открытым вопросом, но в любом случае основное состояние должно было бы быть коллинеарным ферромагнетиком, голдстоуновской модой которого является спиновый экситон. Однако наличие экспериментально обнаруженной новой спиновой моды с энергией ниже зеемановской, положение которой меняется непрерывно с фактором заполнения, даёт основания предположить, что основным состоянием двумерной системы при нецелочисленных факторах заполнения является неколлинеарный ферромагнетик с ближним порядком (наблюдаемая мода не голдстоуновская), причём это состояние

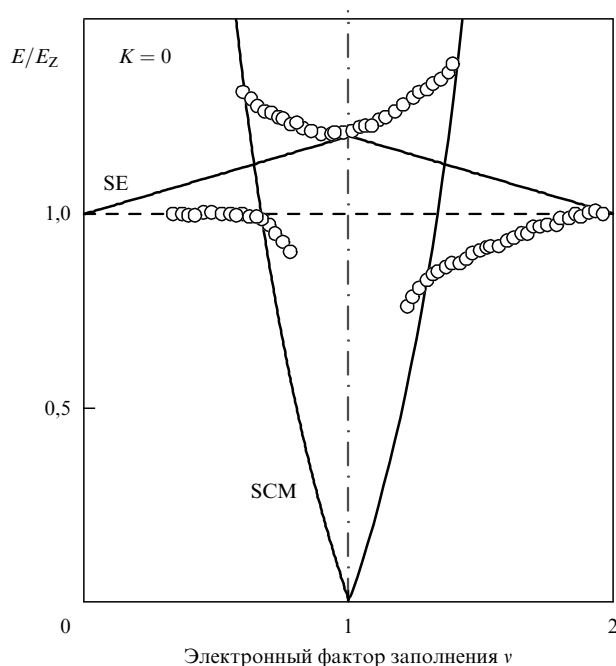


Рис. 19. Энергии линий неупругого рассеяния света в зависимости от электронного фактора заполнения ν , измеренные при ожидаемом числе перевёрнутых спинов для STQ с $K = 0$ и обобщённом импульсе $q = 1,5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Штриховой линией обозначена зеемановская энергия. Сплошные линии — теоретические оценки энергий "спин-циклотронной" моды (SCM) и спинового экситона (SE).

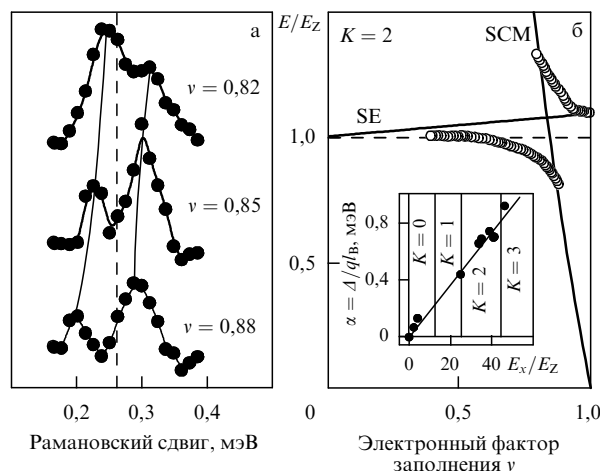


Рис. 20. (а) Линии неупругого рассеяния света в зависимости от электронного фактора заполнения ν , измеренные при ожидаемом числе перевёрнутых спинов в STQ с $K = 2$ и обобщённом импульсе $q = 1,2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Штриховой линией обозначена зеемановская энергия. (б) Энергии линий неупругого рассеяния света в зависимости от электронного фактора заполнения ν , измеренные при ожидаемом числе перевёрнутых спинов в STQ с $K = 2$ и обобщённом импульсе $q = 1,2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Сплошные линии — теоретические оценки энергий "спин-циклотронной" моды и спинового экситона [65]. На вставке показана величина смешивания спинового экситона и спин-циклотронной моды в зависимости от величины обменной энергии (или ожидаемого числа перевёрнутых спинов в STQ, целые значения K обозначены сплошными линиями), Δ — минимальная щель между расталкивающимися модами.

формируется даже тогда, когда энергетически невыгодно образование скирмионов. Новое состояние с нарушенной симметрией, поддерживающее дополнительную спиновую ветвь возбуждений, не является скирмионным.

8. Заключение

В данном обзоре рассмотрены различные теоретические и экспериментальные аспекты физики магнитоэкситонов в двумерных электронных системах. Подробно проанализирован широкий класс возбуждений при целочисленных факторах заполнения: квантовые магнитоплазменные моды, циклотронные спин-флип экситоны, спиновые экситоны. Кроме того, представлены результаты экспериментальных исследований возбуждений, возникающих при отклонении факторов заполнения от целочисленных значений. Природа этих возбуждений ещё ждёт своего теоретического объяснения. Определено место примесных центров в спектре спиновых возбуждений. Разумеется, рассмотренные ветви возбуждений, учитывающие спиновые и орбитальные степени свободы, не исчерпывают все возможные возбуждения в двумерных электронных системах. Существует ещё целый класс двумерных объектов, например графен, наличие в которых дополнительных степеней свободы системы — долин, слоёв и симметрично связанных электронных и дырочных зон — приводит к появлению большого числа дополнительных возбуждений. Однако их рассмотрение выходит за рамки данного обзора.

Список литературы

1. Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Элиашберг Г. М. *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981); Bychkov Yu A, Iordanskii S V, Eliashberg G M *JETP Lett.* **33** 143 (1981)
2. Лернер И. В., Лозовик Ю. Е. *ЖЭТФ* **78** 1167 (1980); Lerner I V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **51** 588 (1980)
3. Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
4. MacDonald A H J. *Phys. C Solid State Phys.* **18** 1003 (1985)
5. Kohn W *Phys. Rev.* **123** 1242 (1961)
6. Longo J P, Kallin C *Phys. Rev. B* **47** 4429 (1993)
7. Bychkov Yu A, Martinez G *Phys. Rev. B* **66** 193312 (2002)
8. Бисти В. Е. *Письма в ЖЭТФ* **69** 543 (1999); Bisti V E *JETP Lett.* **69** 584 (1999)
9. Бисти В. Е. *Письма в ЖЭТФ* **73** 25 (2001); Bisti V E *JETP Lett.* **73** 21 (2001)
10. MacDonald A H, Oji H C A, Girvin S M *Phys. Rev. Lett.* **55** 2208 (1985)
11. Oji H C A, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **33** 3810 (1986)
12. Girvin S M, MacDonald A H, Platzman P M *Phys. Rev. Lett.* **54** 581 (1985)
13. Girvin S M, MacDonald A H, Platzman P M *Phys. Rev. B* **33** 2481 (1986)
14. Лернер И. В., Лозовик Ю. Е. *Письма в ЖЭТФ* **27** 497 (1978); Lerner I V, Lozovik Yu E *JETP Lett.* **27** 467 (1978)
15. Лернер И. В., Лозовик Ю. Е. *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981); Lerner I V, Lozovik Yu E *JETP* **53** 763 (1981)
16. Dzyubenko A B, Lozovik Y E J. *Phys. A Math. Gen.* **24** 415 (1991)
17. Usher A et al. *Phys. Rev. B* **41** 1129 (1990)
18. Schmeller A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4290 (1995)
19. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 729 (1997)
20. Khrapai V S et al. *Phys. Rev. B* **72** 035344 (2005)
21. Van'kov A B et al. *Phys. Rev. B* **83** 245325 (2011)
22. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **72** 073304 (2005)
23. Dickmann S, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **71** 241310(R) (2005)
24. Дзюбенко А. Б., Лозовик Ю. Е. *ФТТ* **25** 1519 (1983); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *Sov. Phys. Solid State* **25** 874 (1983); Дзюбенко А. Б., Лозовик Ю. Е. *ФТТ* **26** 1540 (1984); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *Sov. Phys. Solid State* **26** 938 (1984)
25. Дикман С. М., Иорданский С. В. *ЖЭТФ* **110** 238 (1996); Dikman S M, Iordanskii S V *JETP* **83** 128 (1996)
26. Dickmann S, Levinson Y *Phys. Rev. B* **60** 7760 (1999)
27. Dickmann S *Phys. Rev. B* **65** 195310 (2002)
28. Dickmann S *Phys. Rev. B* **61** 5461 (2000)
29. Dickmann S *Phys. Rev. Lett.* **93** 206804 (2004)
30. Бычков Ю. А., Иорданский С. В. *ФТТ* **29** 2442 (1987); Bychkov Yu A, Iordanskii S V *Sov. Phys. Solid State* **29** 1405 (1987)
31. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **79** 121310(R) (2009)
32. Van'kov A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 246801 (2006)
33. Eriksson M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2163 (1999)
34. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2701 (1988)
35. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 3623 (1992)
36. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3983 (1993)
37. Kukushkin I V et al. *Science* **324** 1044 (2009)
38. Scarola V W, Park K, Jain J K *Phys. Rev. B* **61** 13064 (2000)
39. Van'kov A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 206802 (2009)
40. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 3623 (1992)
41. Dickmann S, Zhilin V M *Phys. Rev. B* **78** 115302 (2008)
42. Doretto R L, Caldeira A O, Girvin S M *Phys. Rev. B* **71** 045339 (2005)
43. Fox H L, Larsen D M *Phys. Rev. B* **51** 10709 (1995)
44. Solov'yev V V, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **79** 233306 (2009)
45. Zhuravlev A S et al. *Phys. Rev. B* **77** 155404 (2008)
46. Васьков А. Б. и др. *Письма в ЖЭТФ* **87** 170 (2008); Van'kov A B et al. *JETP Lett.* **87** 145 (2008)
47. Hawrylak P *Phys. Rev. Lett.* **72** 2943 (1994)
48. Dzyubenko A B et al. *Phys. Rev. B* **50** 4687 (1994)
49. Журавлев А. С. и др. *Письма в ЖЭТФ* **92** 672 (2010); Zhuravlev A S et al. *JETP Lett.* **92** 607 (2010)
50. Cheng J-P et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 489 (1993)
51. Jiang Z X, McCombe B D, Hawrylak P *Phys. Rev. Lett.* **81** 3499 (1998)
52. Dzyubenko A B, Sivachenko A Yu *Phys. Rev. B* **48** 14690 (1993)
53. Larsen D M, McCann S Y *Phys. Rev. B* **45** 3485 (1992)
54. Sondhi S L et al. *Phys. Rev. B* **47** 16419 (1993)
55. Fertig H A et al. *Phys. Rev. B* **50** 11018 (1994)
56. Abolfath M et al. *Phys. Rev. B* **56** 6795 (1997)
57. Fertig H A et al. *Phys. Rev. B* **55** 10671 (1997)
58. Brey L et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2562 (1995)
59. Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
60. Yu X Z et al. *Nature* **465** 901 (2010)
61. Cooper N R *Phys. Rev. B* **55** R1934 (1997)
62. Song Y-Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2768 (1999)
63. Drozdov I K et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 136804 (2010)
64. Plochocka P et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 126806 (2009)
65. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **87** 045316 (2013)
66. Rodriguez J P *Europhys. Lett.* **42** 197 (1998)

Magnetoexcitons in two-dimensional electronic systems

V.E. Bisti, A.B. Van'kov, A.S. Zhuravlev, L.V. Kulik

Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,

ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation

E-mail: bisti@issp.ac.ru; vankov@issp.ac.ru; kulik@issp.ac.ru

Experimental and theoretical research on neutral excitations in a two-dimensional electron gas in a high magnetic field is reviewed. Methods for calculating excitation energies in the high field limit for integer and noninteger filling factors are considered. The effects of impurities and of the nonideality of the two-dimensional system on the excitation spectrum are examined. Experimental results that have been obtained by the method of nonelastic light scattering and lend support to the current theoretical views are presented. The review discusses with possible directions for future experimental and theoretical work.

Keywords: magnetoexcitons, magnetoplasmons, collective excitations, high magnetic fields

PACS numbers: 73.20.Mf, 73.43.Lp, **78.67. – n**

Bibliography — 66 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (4) 337 – 352 (2015)

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201504a.0337

Received 7 July 2014, revised 21 January 2015

Physics – Uspekhi **58** (4) (2015)