

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Спектроскопия неупругого рассеяния света электронных систем в одиночных и двойных квантовых ямах

Л.В. Кулик, В.Е. Кирпичев

Методом неупругого рассеяния света исследован спектр нейтральных возбуждений и магнетовозбуждений электронных систем в одиночных и двойных квантовых ямах. Обнаружены новые ветви возбуждений зарядовой, спиновой и зарядово-спиновой плотности. Показано, что различные моды электронных и фононных возбуждений взаимодействуют с образованием гибридных мод. Получены оценки величин обменных и корреляционных поправок к энергиям комбинированного резонанса в целочисленных и дробных состояниях квантового эффекта Холла. Рассмотрено влияние пространственной асимметрии на спектр одиночастичных и коллективных возбуждений.

PACS numbers: 73.21.-b, 73.22.-f, 73.43.Lp, 78.67.-u

Содержание

1. Введение (365).
2. Экспериментальная методика (369).
3. Комбинированные циклотронные возбуждения в одиночных квантовых ямах (369).
 - 3.1. Комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе.
 - 3.2. Циклотронная спиновая волна.
 - 3.3. Спин-триплетные возбуждения в четных целочисленных состояниях КЭХ.
4. Межподзонные магнетовозбуждения в одиночных квантовых ямах (372).
 - 4.1. Межподзонные магнетовозбуждения с нулевым обобщенным импульсом.
 - 4.2. Дисперсия межподзонных магнетовозбуждений в длинноволновом пределе.
 - 4.3. Межподзонные возбуждения и магнетовозбуждения в параллельном магнитном поле.
5. Возбуждения и магнетовозбуждения в двойных квантовых ямах (376).
 - 5.1. Одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле.
 - 5.2. Плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах.
 - 5.3. Магнетоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах.
6. Заключение (380).
- Список литературы (381).

1. Введение

Использование представления об элементарных возбуждениях как квазичастицах, предложенного Ландау в 1941 г. [1], является эффективным методом описания физических свойств многоэлектронных систем. В рам-

Л.В. Кулик, В.Е. Кирпичев. Институт физики твердого тела РАН, 142432 Московская обл., Черноголовка, Российская Федерация
Тел. (496) 522-25-72. Факс (496) 524-97-01
E-mail: kulik@issp.ac.ru; kirkpich@issp.ac.ru

Статья поступила 6 сентября 2005 г.,
после доработки 11 октября 2005 г.

ках теории квазичастиц электроны или квазиэлектроны заполняют в p -пространстве такой же объем с радиусом r_F , как и свободные электроны, а возбужденные состояния описываются слабо взаимодействующими квазичастицами с зарядами $-e$ и $+e$, спином $1/2$, соответствующими эффективными массами и временами жизни. Концепция квазичастиц позволяет свести сложную динамику системы сильно взаимодействующих частиц к более простой динамике совокупности квазинезависимых объектов. Практически проблема сводится к рассмотрению газоподобной системы, что позволяет описывать равновесные и неравновесные свойства систем с сильным взаимодействием с помощью относительно простых методов статистической термодинамики и кинетики газов.

Элементарные возбуждения разделяют на одночастичные и коллективные. В электронной системе одночастичным возбуждениям можно сопоставить следующий элементарный акт: электрон внутри ферми-сферы приобретает дополнительный импульс q и переходит из состояния с импульсом p в одно из свободных состояний вне сферы с импульсом p' . Примером коллективных возбуждений являются плазменные колебания. В простейшей теории плазменных колебаний, развитой Бомом и Пайнсом [2], положительные ионы твердого тела заменяются однородно распределенным положительным зарядом — "желе" с плотностью, равной средней плотности заряда электронов. Электроны проводимости с эффективной массой m^* рассматриваются как газ со средней плотностью n , разложение и сжатие которого приводят к продольным колебаниям. Эти колебания, обусловленные кулоновским взаимодействием между электронами и положительно заряженным ионным остовом, получили название плазменных волн, а их кванты — плазмонов.

Закон дисперсии плазмонов имеет вид

$$\omega^2(q) = \omega_p^2 + \frac{\gamma}{m^* n} q^2, \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n / \epsilon m^*$ — квадрат плазменной частоты, γ — модуль упругости электронного газа без учета зарядов, а ϵ — диэлектрическая проницаемость. При $e \rightarrow 0$ электростатические эффекты исчезают и $\omega(q) \approx q(\gamma/m^*n)^{1/2}$. Такая зависимость совпадает с законом дисперсии для звуковых волн, распространяющихся в газе со скоростью $(\gamma/m^*n)^{1/2}$. Обычно $\omega_p \gg q(\gamma/m^*n)^{1/2}$ и дисперсия плазменных волн очень мала.

Концепция квазичастиц успешно применяется для описания пространственно-анизотропных многоэлектронных систем на базе электронов на поверхности жидкого гелия, кремниевых МДП структур и полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами. В результате ограничения движения в одном из пространственных направлений энергетический спектр таких систем разбивается на совокупность подзон размерного квантования.

Если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием, превышают все другие характерные энергии (энергию Ферми и тепловую энергию), электронная система становится двумерной (2Д), а ее плотность состояний — константой, зависящей только от эффективной массы электронов. Спектр возбуждений 2Д-электронной системы обладает рядом уникальных особенностей. Появляются различные ветви возбуждений: внутринижайшей размерно-квантованной подзоны (внутриподзонные или собственно двумерные) и с изменением индекса подзоны (межподзонные). Как внутри-, так и межподзонные возбуждения могут быть одночастичными и коллективными.

Внутриподзонные коллективные возбуждения — плазменные волны — были впервые описаны теоретически в 1967 г. [3]. В длинноволновом пределе ($m^*\omega \gg qk_F$) их дисперсия определяется как

$$q^2 = \frac{\epsilon\omega^2}{c^2} + \left(\frac{\omega^2}{2\pi e^2 N/m^* \epsilon} \right)^2, \quad (2)$$

где N — поверхностная плотность электронов. При $q \gg 2\pi e^2 N/m^* c^2$ первый член в правой части (2) мал и дисперсия плазмона становится корневой:

$$\omega^2(q) = \frac{2\pi e^2 q N}{\epsilon m^*}. \quad (3)$$

При $q < 2\pi e^2 N/m^* c^2$ можно пренебречь вторым членом в правой части (2) и $q \approx \sqrt{\epsilon}\omega/c$, что соответствует дисперсии световой волны в среде с показателем преломления $\sqrt{\epsilon}$.

Дисперсия плазменных волн переходит с корневой на линейную, когда их фазовая скорость приближается к скорости света (эффекты запаздывания). Для типичных параметров гетероструктур это происходит при $q = 10 \text{ см}^{-1}$ и частоте $10 - 30 \text{ ГГц}$. Наблюдение двумерных плазмонов на таких низких частотах было невозможно несколько лет тому назад. Из-за плохого качества исследуемых структур ширина линии плазменного резонанса составляла около 100 ГГц. В последние годы качество образцов значительно улучшилось. Подвижность двумерных электронов выросла на несколько порядков, а ширина линии плазменного резонанса уменьшилась до 1–3 ГГц. В гетероструктурах на основе соединения GaAs/AlGaAs наблюдались слабо затухающие гибридные плазмон-поляритонные моды (связанные

состояния плазмонов со светом), энергия которых описывалась формулой (2) [4].

Отметим, что выражение (2) получено в предположении, что плоскость, которую занимает электронная система, помещена в однородную среду с одинаковой диэлектрической проницаемостью. В действительности картина может быть более сложной. Например, для кремниевых МДП структур, электроны, образующие инверсионный слой в полупроводнике, лежат между слоем диэлектрика, граничащим с металлическим затвором, и слоем пространственного заряда, граничащим с объемом полупроводника. В непосредственной близости от системы электронов на поверхности жидкого гелия тоже имеются металлические электроды. Существование проводящих границ изменяет дисперсионное соотношение для плазмона [5]. Металлические электроды экранируют кулоновское взаимодействие, что приводит к смягчению частоты плазмонов, а в длинноволновом пределе дисперсия плазмонов становится линейной [6–8].

Приложение внешнего магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости 2Д-системы, приводит к квантованию движения электронов в плоскости, при этом энергетический спектр становится полностью дискретным. Плотность состояний представляет собой набор δ -функций (уровней Ландау), разделенных циклотронной энергией. Заполнение уровней Ландау электронами характеризуется фактором заполнения v , определяемым как отношение плотности электронов к кратности вырождения на единицу площади. В реальных 2Д-системах из-за взаимодействия электронов со случайным потенциалом уровни Ландау приобретают конечную ширину, а распределение одночастичной плотности состояний определяется характером неоднородностей [9].

Появление щелей в электронной плотности состояний приводит к таким фундаментальным макроскопическим явлениям, как целочисленный и дробный квантовый эффект Холла (КЭХ) [10, 11]. Напомним, что целочисленный КЭХ заключается в том, что при факторах заполнения, близких к целочисленным, зануляется продольная компонента тензора удельного сопротивления, а поперечная (холловская) компонента квантуется. Это связано с тем, что проводимость 2Д-системы является топологическим инвариантом, не зависящим от свойств случайного потенциала примесей.

В дробном КЭХ холловская проводимость квантуется при дробных значениях фактора заполнения, что обусловлено формированием несжимаемых квантовых жидкостей в основном состоянии электронной системы, отделенных энергетическими щелями от возбужденных состояний [12–14]. В последнее время приобрела популярность теория, описывающая дробный КЭХ как целочисленный, но не для электронов, а для новых квазичастиц — композитных фермионов, являющихся связанными состояниями электронов и целого числа квантов магнитного потока. Дробным состояниям КЭХ электронов с фактором заполнения $v = p/(2np \pm 1)$ соответствуют целочисленные состояния КЭХ композитных фермионов с фактором заполнения $v^* = p$, а сами композитные фермионы движутся в эффективном магнитном поле $B_{\text{eff}} = B - B_{1/2n}$, где $B_{1/2n}$ — магнитное поле при $v = 1/2n$ [15–18].

Возбуждениями 2Д-электронной системы в магнитном поле являются магнетоэкситоны или магнетоплазмоны — связанные состояния дырок на заполненном

уровне с номером n и электрона на одном из пустых уровней Ландау с номером n' [19]. Гамильтониан магнетоэкситона трансляционно-инвариантен, а соответствующим интегралом движения является обобщенный импульс, все компоненты которого коммутируют между собой:

$$\mathbf{k} = -i(\nabla_1 + \nabla_2) + \frac{e}{c}(\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2) - \frac{e}{c}[(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \times \mathbf{B}] \quad (4)$$

($\hbar = 1$, индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы, \mathbf{A}_1 и \mathbf{A}_2 — векторные потенциалы) [20–22].

Возбуждения в магнитном поле классифицируются дисперсионными зависимостями от величины обобщенного импульса. При $\omega_c \gg e^2/\epsilon l_B$ функция

$$E_m(\mathbf{k}) = m\omega_c + g\mu_B BS_z + \Delta E_m(\mathbf{k}), \quad (5)$$

где $m = n' - n$ есть целое неотрицательное число, ω_c — циклотронная частота, $l_B = (c/eB)^{1/2}$ — магнитная длина, $g\mu_B BS_z$ — энергия зеемановского расщепления для переходов с переворотом спина, а $\Delta E_m(\mathbf{k})$ — функция, определяемая кулоновским взаимодействием. Функция $\Delta E_m(\mathbf{k})$ зависит от m , а также от того, какие уровни Ландау изначально были заполнены; более того, в общем случае возможны несколько ветвей ΔE_m , и тогда для их разделения вводятся дополнительные индексы.

Наиболее интересными являются низкоэнергетические возбуждения с $m = 0, 1$. В случае, когда заполнены оба спиновых подуровня уровней Ландау с индексом $n = 0, 1, \dots, v_0 - 1$, основное состояние характеризуется собственной функцией со спиновым числом $S = 0$, а возбуждения с $m = 1$ можно классифицировать как синглетные и триплетные.

Синглетная ветвь — это магнетоплазмон с линейной длинноволновой дисперсией ($q l_B \ll 1$)

$$E(\mathbf{k}) = \omega_c + \alpha k, \quad (6)$$

которая в малых полях принимает известный классический вид:

$$E(k) = (\omega_c^2 + \omega_p^2(q))^{1/2}, \quad (7)$$

где $\omega_p(q)$ — плазменная частота без магнитного поля с импульсом $q = k$. Триплетные возбуждения с $S = 1$, $S_z = 0, \pm 1$ имеют энергию, равные циклотронной ($S_z = 0$) и сдвинутые относительно циклотронной на зеемановскую энергию $g\mu_B B \delta S_z$ ($S_z = \pm 1$). Длинноволновая дисперсия триплетного магнетоэкситона квадратична.

В случае, когда заполнение спиновых подуровней разное, возбужденные состояния нельзя разделить на синглетные и триплетные. Если $v_\downarrow = v_\uparrow + 1$, где v_\downarrow и v_\uparrow — число заполненных уровней Ландау для спина вниз и вверх соответственно, и $v_\uparrow > 0$, в спектре возбуждений с $m = 1$ присутствуют две плазменные моды. В длинноволновом пределе одна из них имеет дисперсию магнетоплазмона (6), а дисперсия второй квадратична. Также существует спин-флип мода — возбуждение электрона с переворотом спина. Если же заполнен только один спиновый подуровень нижайшего уровня Ландау $v_\uparrow = 0$, существует лишь одна плазменная мода (6) и одна спин-флип мода. В длинноволновом пределе спин-флип мода

имеет энергию, значительно большую циклотронной, что обусловлено разницей в обменных энергиях на нулевом и первом уровнях Ландау [23].

Во всех рассмотренных случаях ветвь возбуждений с $m = 1$ и $\delta S_z = 0$ имеет энергию $E(\mathbf{k}) \rightarrow \omega_c$ при $k \rightarrow 0$, и теорема Кона [24], согласно которой электрон-электронное взаимодействие не влияет на энергию циклотронного резонанса в пространственно однородной системе, выполняется. Что касается возбуждений с $\delta S_z = +1, -1$, то их энергии при $k \rightarrow 0$ могут быть смещены относительно циклотронной на величину обменной энергии. В отсутствие рассеяния на примесном потенциале длинноволновые возбуждения с $m = 1, \delta S_z = 0$ имеют бесконечное время жизни, поскольку в системе не может быть иных состояний с той же энергией, обобщенным импульсом и спиновым квантовым числом. Возбуждения же с $\delta S_z = +1, -1$ могут распадаться на спиновый экситон с $m = 0, \delta S_z = 1$ и магнетоплазмон с $m = 1, \delta S_z = 0$.

Возбуждения с $m = 0$ отсутствуют, когда заполнено одинаковое число спиновых подуровней Ландау. В противном случае в спектре появляются спин-флип возбуждения — спиновые экситоны или магноны. В состоянии квантового ферромагнетика $v_\downarrow = 1, v_\uparrow = 0$ длинноволновая дисперсия магнонов квадратична:

$$E_0(\mathbf{k}) - g\mu_B B \sim k^2,$$

а в коротковолновом пределе она выходит на константу, равную величине обменной энергии на нулевом уровне Ландау. При этом в коротковолновом пределе могут существовать возбуждения с энергией, меньшей энергии магнонов. Это скирмион-антискирмионные пары [25]. Скирмион с энергией $E_S = (1/4)E_0(\infty)$ является топологическим возбуждением на векторном поле электронных спинов, а энергия скирмион-антискирмионной пары вдвое меньше энергии коротковолнового магнона. Несмотря на то что существует обширная литература, посвященная теории скирмионных возбуждений [26], прямых экспериментальных наблюдений скирмионов нет. Это связано с тем, что электроны в исследуемых двумерных системах имеют большой эффективный g -фактор. Поскольку значение δS_z в скирмионном возбуждении велико, проигрыш в зеемановской энергии при возбуждении скирмион-антискирмионной пары не компенсируется выигрышем в обменной энергии.

Возбуждения с $m = 0$ без переворота спина — это "магнетофононы" или электронные возбуждения внутри частично заполненных уровней Ландау в состояниях дробного КЭХ. Имея ротонный минимум, они похожи на фононы в сверхтекучем гелии. Коротковолновая щель на дисперсионной кривой магнетофононов связана с возбуждением пары заряженных квазичастиц: квазиэлектрона с дробным зарядом $-v$ и квазидырки с дробным зарядом v . Величину щели в этой области можно достаточно легко определить по измерению активационной энергии в диссипативной проводимости [27]. Наиболее труднодоступной для экспериментальных исследований является область дисперсионной кривой с малыми импульсами и с импульсами порядка обратной магнитной длины, где дисперсия имеет ротонный минимум. Несколько характеристических точек на дисперсионной кривой магнетофононной моды при $v = 1/3$ были получены методом неупругого рассеяния света [28].

В последнее время в исследовании 2Д-систем возникло новое направление — электронные системы с

пространственным разделением заряда или двойные электронные слои. Физической реализацией двойных слоев является полупроводниковая гетероструктура с двумя симметрично легированными квантовыми ямами (ДКЯ), разделенными узким потенциальным барьером. Наличие двух слоев в ДКЯ приводит к появлению дополнительной степени свободы (псевдоспина), связанной с возможностью электронов изменять слоевой индекс.

По физическим свойствам двойные слои можно разбить на две группы: с кулоновской связью и с туннельной связью между слоями. Двойные слои с кулоновской связью интересны для фундаментальных исследований. Кулоновские корреляции между электронами разных ям могут приводить к таким физическим явлениям, как кулоновское увлечение, ферромагнетизм, сверхпроводимость и вигнеровская кристаллизация [29–32]. В свою очередь двойные слои с туннельной связью представляют значительный интерес для технических приложений. ДКЯ с пространственно модулированной туннельной связью являются наиболее вероятными кандидатами для создания базовых элементов квантовых компьютеров — кубитов и квантовых логических гэйтолов, интегрируемых в стандартные электронные цепи. Варьируя число и распределение поверхностных затворов к ДКЯ, можно организовать любое квантовое вычисление [33].

Наличие дополнительной степени свободы приводит к появлению новых ветвей колебаний, одно из которых напоминают ионные волны в газовой плазме, а другие аналогичны возбуждениям экситонного типа [34, 35]. В двухслойных системах специфическими чертами отличается также затухание Ландау. Если пренебречь эффектами запаздывания, дисперсионное уравнение связанных волн в тонких слоях, разделенных барьером d , в области малых импульсов ($qa_b \ll 1$) имеет вид

$$\omega_{\mp}^2(q) = \frac{2\pi e^2 q}{\epsilon m^*} (N_1 + N_2) \times \left[\frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4N_1 N_2}{(N_1 + N_2)^2} (1 - \exp(-2qd)) \right)^{1/2} \right], \quad (8)$$

где $N_{1,2}$ — поверхностные плотности электронов в каждом слое, a_b — эффективный боровский радиус в слое. В экспериментально реализуемых системах $N_{1,2}$ — это плотности ионизованных доноров с двух сторон ДКЯ, а феноменологический параметр d включает в себя нелокальность волновых функций электронов в направлении роста гетероструктур. Хорошим приближением для d является расстояние между центрами квантовых ям, формирующих ДКЯ.

Уравнение (8) описывает две ветви плазменных колебаний. Первая из них $\omega_+(q)$ (оптический плазмон) соответствует синфазным колебаниям частиц в двух ямах и характеризуется обычным для двумерного плазмона корневым законом дисперсии. Вторая ветвь $\omega_-(q)$ (акустический плазмон) при $k \rightarrow 0$ описывает противофазные колебания электронов в ДКЯ и имеет звуковую дисперсию [36, 37]. По зависимости от q и механизму затухания она аналогична ионному звуку в газовой плазме. При $v_{F1} \neq v_{F2}$ (v_{Fi} — фермиевская скорость в i -м слое) в одной из ветвей (8) обязательно возникает затухание Ландау даже при нулевой температуре: плазмон в слое с меньшей скоростью Ферми затухает на

электронах другого слоя. При $qd \gg 1$ связь между слоями исчезает и уравнение (8) дает две независимые двумерные плазменные волны. В каждой из них фазовая скорость плазмона больше "своей" фермиевской скорости, т.е. $\omega_1 > qv_{F1}$, $\omega_2 > qv_{F2}$ для сколь угодно больших q .

В двойных слоях с туннельной связью могут наблюдаться три плазменных ветви. В симметричных ДКЯ одна из них — акустический плазмон — затухает, если не выполняется критерий

$$\left(\frac{1 - n_2}{n_1} \right) \left[1 + \frac{a_b}{2D'(0)} \right]^2 < 1, \quad (9)$$

где

$$D'(0) = \left. \frac{dD}{dk} \right|_{k=0}, \quad D(k) = I_{1111} I_{2222} - I_{1122}^2,$$

$$I_{ijkl} = \langle \psi_i(z) \psi_j(z) | \exp(-k|z-z'|) | \psi_k(z') \psi_l(z') \rangle,$$

$\psi_{1,2}(z)$ — компоненты волновых функций вдоль оси роста в симметричной и антисимметричной размерно-квантованных подзонах, а $n_{1,2}$ — поверхностные плотности электронов в этих подзонах [34].

Отметим, что сумма поверхностных плотностей в подзонах равна сумме плотностей ионизованных доноров в барьерах ДКЯ (свойство электронейтральности), однако n_i и N_i не равны по отдельности. Обычно критерий (9) не выполняется, и в спектре двойных слоев остаются две плазменные ветви: синфазная и туннельная. Энергия синфазных колебаний заряда в двух подзонах слабо чувствительна к величине туннельной связи и определяется суммарной электронной плотностью. Свойства второй ветви рассмотрены ниже.

В диссипационной проводимости ДКЯ наблюдаются целочисленные состояния КЭХ при полном нечетном факторе заполнения в двух слоях. Это довольно неожиданный результат, так как полуцелых состояний КЭХ одиночных слоев не существует. Оказывается, что даже слабое межслоевое туннелирование приводит к возникновению нечетного целочисленного состояния КЭХ, так как открывается энергетическая щель между симметричной и антисимметричной подзонами размерного квантования [38, 39]. Основным состоянием является один полностью заполненный спиновый подуровень Ландау симметричной подзоны, отделенный от соответствующего спинового подуровня Ландау антисимметричной подзоны энергетической щелью. Если же межслоевое кулоновское взаимодействие достаточно сильное, то при полном факторе заполнения, равном единице, может наблюдаться коллективное состояние КЭХ даже в отсутствие туннелирования [40, 41].

При некотором критическом расстоянии между слоями происходит фазовый переход из несжимаемого состояния КЭХ в сжимаемое, которое представляет собой сверхтекущую квантовую жидкость — конденсат бозонов, образованных электронами и дырками в разных слоях [30, 42, 43]. Параметр порядка в сжимаемом состоянии вводится по аналогии со сверхпроводниками или сверхтекучим He^4 , а его пространственные флуктуации приводят к гольстоуновской моде. Ожидается, что в новом состоянии будут наблюдаться переход Костерлица — Таулеса и эффекты Джозефсона и Мейснера [44, 45]. Несмотря на обширную теоретическую литературу,

посвященную двойным электронным слоям, экспериментальные работы сводятся в основном к магнетотранспортным исследованиям основного состояния. Это связано с тем, что возбуждение антисимметричных мод в процессах поглощения электромагнитного излучения запрещено симметрийно, а исследование симметричных мод малоинформативно.

Цель настоящего обзора — представить экспериментальные результаты исследования возбуждений в одиночных и двойных квантовых ямах, не активных в процессах поглощения и испускания электромагнитного излучения. Дальнейшее изложение организовано следующим образом. В разделе 2 дается описание оригинальной экспериментальной методики для измерения спектров неупрого рассеяния света в перпендикулярном и наклонном магнитных полях. В разделе 3 обсуждаются циклотронные возбуждения спиновой плотности в одиночных квантовых ямах, энергии которых позволяют измерять величину обменного и корреляционного взаимодействия в целочисленных и дробных состояниях КЭХ. В разделе 4 исследуется спектр межподзонных магнетовозбуждений в области малых импульсов, обсуждаются новые ветви коллективных возбуждений, экспериментально подтверждается фундаментальное соотношение для энергий межподзонных бернштейновских мод в пространственно однородной системе, а также рассматривается взаимодействие межподзонных бернштейновских мод с главными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности и возбуждениями фононной подсистемы полупроводника квантовой ямы. В разделе 5 исследуются возбуждения и магнетовозбуждения в двойных квантовых ямах, влияние пространственной асимметрии на коллективные возбуждения, демонстрируется метод определения асимметрии по измерению спектра одночастичных возбуждений в параллельном магнитном поле.

2. Экспериментальная методика

Для исследования неупрого рассеяния света авторами была разработана двухсветоводная методика, позволяющая измерять спектры 2Д-электронных систем при сверхнизких температурах в произвольно ориентированном внешнем магнитном поле. Посредством первого световода осуществляется оптическое возбуждение электронной системы, второй световод служит для детектирования сигнала неупрого рассеяния света. Детектирующий световод является эффективным *in-situ* предмонохроматором, отфильтровывающим лазерное излучение, отраженное от поверхности образца, и весь сигнал собственного неупрого рассеяния света возбуждающего световода.

Поскольку 2Д-система обладает трансляционной симметрией только в плоскости квантовой ямы, в процессах неупрого рассеяния света сохраняется продольная компонента импульса излучения. Это открывает уникальную возможность исследовать дисперсию двумерных возбуждений, не перестраивая длину волн излучения. Величина импульса определяется ориентацией световодов относительно поверхности исследуемого образца, а максимальный импульс ограничен длиной волны возбуждающего фотона. Световоды и исследуемый образец жестко закрепляются на вращающемся держателе, причем образец располагается

под произвольным углом к оси держателя. Держатель помещается в криостат со сверхпроводящим соленоидом, поле в котором направлено либо горизонтально, либо вертикально. Вращая держатель в соленоиде с горизонтальным магнитным полем, можно непрерывно изменять угол между направлениями магнитного поля, импульса и нормали к 2Д-системе. Горизонтальная ориентация поля позволяет проводить эксперименты в геометрии Фойгта, а вертикальная — в геометрии Фарадея.

При исследовании неупрого рассеяния света световодная методика свободна от таких недостатков стандартной методики с оптическим окном, как загрязнение оптического тракта и разъюстировка оптической схемы вследствие развертки магнитного поля. Она позволяет проводить измерения в параллельной и перпендикулярной конфигурациях векторов поляризации возбуждающего и рассеянного фотонов [46]. Анализ поляризации света осуществляется линейными поляризаторами и фазово-вращающими пластинами, размещенными в жидким гелием непосредственно перед образцом.

Исследования проводились на серии высококачественных гетероструктур, выращенных методом молекуллярно-лучевой эпитаксии. Гетероструктуры представляли собой асимметричные, селективно-легированные $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,3 - 1$) одиночные квантовые ямы шириной 12–45 нм и двойные симметричные квантовые ямы шириной 12–25 нм разделенные изолирующими барьерами шириной 2,5–5 нм. Электронные плотности были $(1 - 7) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижности — на уровне $(1 - 10) \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Плотность в исследуемых структурах изменялась с помощью методики фотообеднения [47]. Фотообеднение использовалось также для балансировки двойных квантовых ям.

3. Комбинированные циклотронные возбуждения в одиночных квантовых ямах

Настоящий раздел посвящен исследованию неупрого рассеяния света комбинированными электронными возбуждениями, связанными с одновременным изменением номера уровня Ландау и спинового квантового числа. Комбинированные возбуждения существенно отличаются от возбуждений, активных в поглощении электромагнитного излучения — магнетоплазмонов и магнонов. Энергии последних удовлетворяют теоремам Кона и Лармора. Теорема Кона запрещает вклады в энергию магнетоплазмона от электрон-электронного взаимодействия в пространственно однородной системе, а теорема Лармора — вклады в энергию магнона в системе, инвариантной к вращениям в спиновом пространстве. Подобных ограничений на энергию комбинированных возбуждений не существует, а их экспериментальное наблюдение открывает уникальную возможность исследовать электрон-электронное взаимодействие в двумерных системах.

В разделе 3.1 рассматриваются комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе, когда фактор заполнения электронов на нижайшем уровне Ландау меньше 1/2 [48]. В разделе 3.2 обсуждается новое комбинированное возбуждение — циклотронная спиновая волна в области факторов заполнений от 1 до 2 [49]. В разделе 3.3 рассматривается специальный случай четных целочисленных факторов заполнения [50].

3.1. Комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе

Удобно начать описание свойств комбинированных возбуждений с ультраквантового предела $v \sim 1/10$, в котором роль кулоновских корреляций мала. В ультраквантовом пределе почти все электроны образуют связанные комплексы с положительно заряженными примесями, расположенные в AlGaAs барьере квантовой ямы [52]. В области исследуемых магнитных полей наименее энергетичным является синглетное состояние локализованного триона — трехчастичного комплекса, в котором два электрона с разными спинами в квантовой яме связаны с заряженной примесью в барьере [51]. Поэтому спиновое квантовое число основного состояния равно нулю, а возбуждения делятся на синглетные и триплетные.

Спектр неупругого рассеяния света состоит из четырех линий, причем две из них совпадают и имеют энергию, равную циклотронной, а две другие отщеплены на величину зеемановской энергии. Совпадающие линии соответствуют магнетоплазмону ($m = 1, S = 0, S_z = 0$) и спиновой волне ($m = 1, S = 1, S_z = 0$), а отщепленные — спин-флип модам ($m = 1, S = 1, S_z = \pm 1$) (рис. 1). С увеличением фактора заполнения обменное взаимодействие между электронами на нулевом уровне Ландау

усиливает эффективный g -фактор электронов. Как следствие электронная система поляризуется по спину, что сопровождается исчезновением линий спиновой волны и низкозэнергетической спин-флип моды. При этом энергия второй спин-флип моды вырастает. Разница в энергиях высокоэнергетической спин-флип моды и магнетоплазмона дает величину обменно-корреляционной энергии, которая теряется электроном при переходе с нулевого на первый уровень Ландау.

Сравнение эксперимента и теории показывает, что учет только обменного взаимодействия дает двукратное превышение теоретического значения этой величины над экспериментальным. За столк масштабное расхождение теории и эксперимента ответственна корреляция электронов на частично заполненном уровне Ландау. Покажем это в рамках одномодового приближения, предложенного Фейманом для описания фононов в сверхтекучем гелии [53]. Энергии возбуждений определяются как

$$E(\mathbf{k}) = \frac{F(\mathbf{k})}{S(\mathbf{k})},$$

где

$$S(k) = \int d\mathbf{r} \exp(-ik\mathbf{r}) [g(\mathbf{r}) - 1]$$

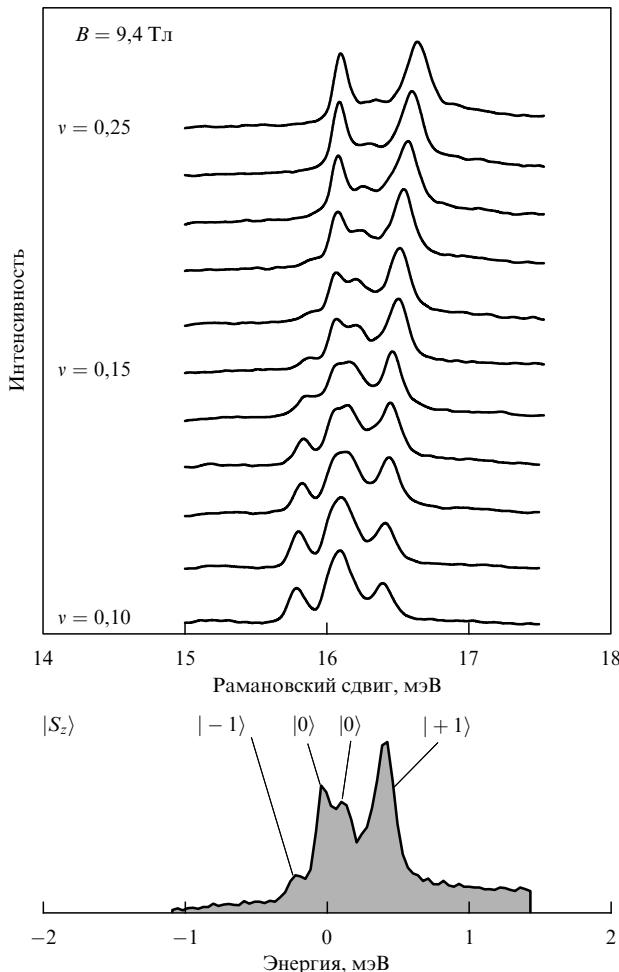


Рис. 1. Спектры неупругого рассеяния света квантовой ямы в области циклотронной энергии при разных факторах заполнения электронов. Внизу показана классификация спектральных линий и их энергия, отложенная от циклотронной энергии.

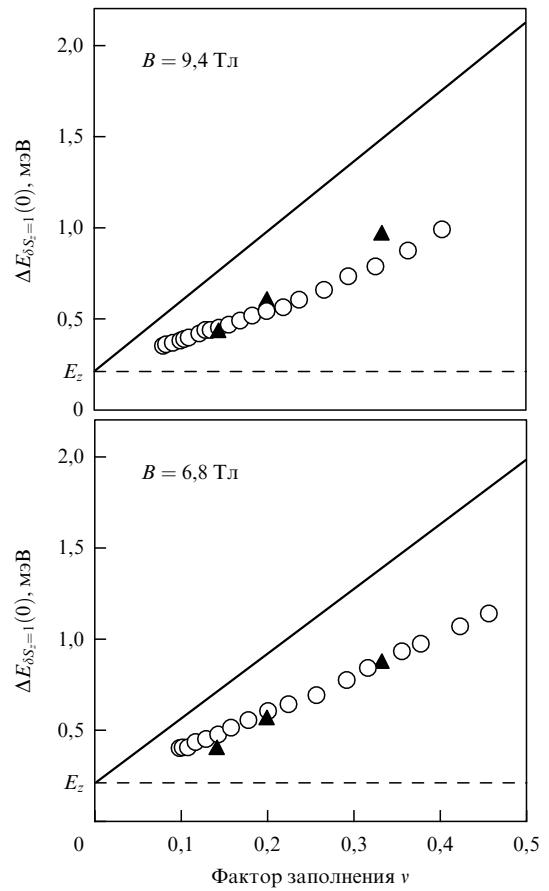


Рис. 2. Экспериментальная разница в энергиях спин-флип моды и магнетоплазмона для двух значений магнитного поля в зависимости от фактора заполнения электронов v (кружки): треугольнички и сплошные линии — расчет в рамках одномодового приближения и приближения Хартри—Фока соответственно, штриховые линии — зеемановская энергия E_z .

— статический структурный фактор, $g(\mathbf{r})$ — парная корреляционная функция, а $F(\mathbf{k})$ — сила осциллятора [54]. При произвольном факторе заполнения парная корреляционная функция неизвестна, но ее численная аппроксимация для ряда лафлиновских состояний дробного КЭХ может быть получена методом Монте-Карло [14, 55]. Учет корреляций в основном и возбужденном состояниях существенно понижает энергию спин-флип моды, которая находится в полном согласии с экспериментом (рис. 2) [48, 56].

Заметим, что в отличие от магнетоплазмона спин-флип мода является распадным возбуждением, поскольку в электронной системе могут быть пары возбужденных состояний с той же энергией, суммарным обобщенным импульсом и спиновым квантовым числом, состоящие из спинового экситона ($m = 0$, $\delta S = 1$, $\delta S_z = +1$) и магнетоплазмона ($m = 1$, $\delta S = 0$, $\delta S_z = 0$). Плотность состояний таких пар растет с увеличением энергии спин-флип моды.

Действительно, в эксперименте наблюдается значительное увеличение ширины линии или обратного времени жизни спин-флип моды при изменении фактора заполнения от $v = 1/10$ до $v = 1/2$, а на факторе заполнения $v = 1/2$ линия спин-флип моды не детектируется из-за слишком короткого времени жизни последней [48]. В области $v \rightarrow 1$ линия спин-флип моды опять сужается, что может быть связано с уменьшением числа каналов

распада в целочисленном состоянии КЭХ. Дальнейшее увеличение фактора заполнения приводит к спиновой деполяризации электронной системы, а время жизни спин-флип моды опять уменьшается.

3.2. Циклотронная спиновая волна

Заполнение второго спинового подуровня Ландау ($v > 1$) сопровождается появлением нового колективного возбуждения зарядово-спинового типа — циклотронной спиновой волны (рис. 3). Магнетоплазмон и циклотронная спиновая волна — это синфазное и противофазное колебания спиновых подсистем 2Д-электронной системы с циклотронной частотой. При нулевом обобщенном импульсе циклотронная спиновая волна является возбуждением спинового типа, а в коротковолновом пределе ($q/l_B \rightarrow \infty$) становится возбуждением зарядового типа [57].

В длинноволновом пределе циклотронная спиновая волна бездисперсионна, ее энергия равна циклотронной и не зависит от распределения электронов по двум спиновым подуровням Ландау. По этой причине энергия спиновой волны может служить мерой циклотронной массы электронов, причем более точной, чем энергия циклотронного резонанса. Известно, что в двумерных системах длинноволновые флуктуации случайного потенциала от слоя ионизованных доноров сдвигают энергию циклотронного резонанса к энергии магнетоплазмона с импульсом, равным обратной длине флуктуаций, а сами энергии различаются в образцах с различным распределением примесного потенциала [58]. Энергия циклотронной спиновой волны устойчива к флуктуациям случайного потенциала, а наклон ее магнитополевой зависимости позволяет определить циклотронную массу электронов с высокой точностью [49].

3.3. Спин-триплетные возбуждения

в четных целочисленных состояниях КЭХ

Специальным случаем для комбинированных циклотронных возбуждений является фактор заполнения $v = 2$, при котором основное состояние 2Д-электронной системы не поляризовано по спину ($S = 0$), а возбужденные состояния можно классифицировать как синглетное и триплетное. Считается, что состояние $v \rightarrow 2$ эквивалентно рассмотренному ранее состоянию $v \rightarrow 0$, так как свойства электронной системы на почти пустом уровне Ландау эквивалентны свойствам дырочной системы на почти полностью заполненном уровне Ландау (электрон-дырочная симметрия). Что касается возбуждений при $q = 0$, то их энергии в первом порядке малости по параметру $r_c = (e^2/\epsilon l_B)/\omega_c$ совпадают при $v = 2$ и $v \rightarrow 0$.

Можно показать, что и в остальных порядках теории возмущений кулоновские поправки в энергию спин-синглетного возбуждения зануляются. Однако обменные поправки в энергию спин-триплетного возбуждения не зануляются уже во втором порядке. Обменное взаимодействие понижает энергию спин-триплетного возбуждения относительно энергии циклотронного резонанса, причем обменный вклад ΔE_x не зависит от величины магнитного поля (рис. 4). Такое поведение обменной энергии приводит к нетривиальному физическому результату. Для того чтобы перевести электрон с нулевого на первый уровень Ландау и при этом перевернуть его спин, нужна энергия меньше циклотронной. Поскольку поправки второго порядка "работают" в

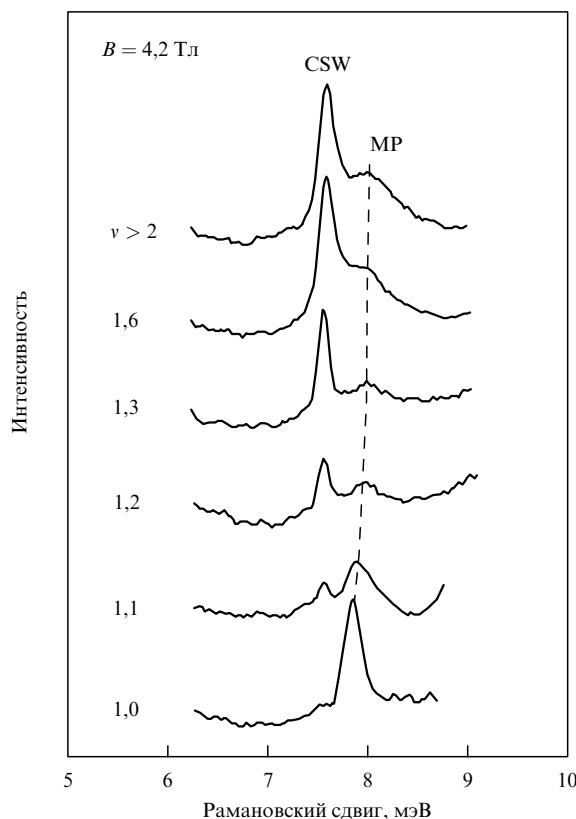


Рис. 3. Спектры неупрого рассеяния света при $B = 4,2$ Тл и разных факторах заполнения электронов. Когда в электронной системе заполнен один спиновый подуровень Ландау, существует только синфазное циклотронное возбуждение — магнетоплазмон (МР). Заполнение второго спинового подуровня ($v > 1$) открывает возможность для формирования противофазного возбуждения — циклотронной спиновой волны (CSW).

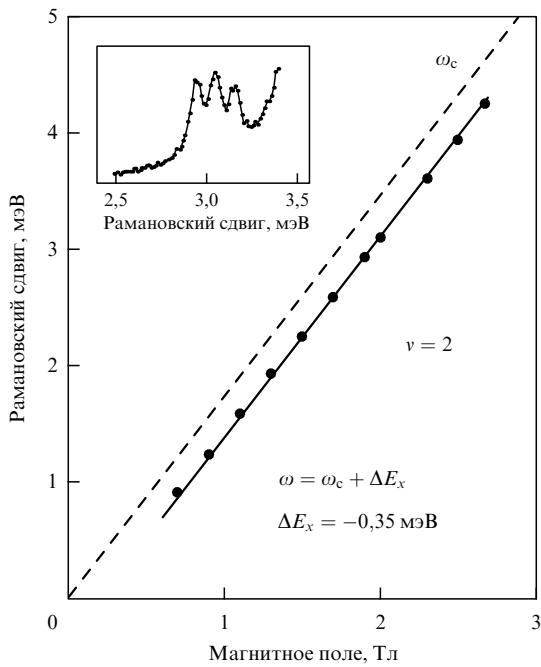


Рис. 4. Магнитополевая зависимость энергии спин-триплетного магнетоэкситона при факторе заполнения электронов $v = 2$. Штриховой линией показана циклотронная энергия. На вставке показан характерный спектр неупругого рассеяния света.

сравнительно малых полях, обменный вклад составляет значительную часть от циклотронной энергии. При этом зеемановская энергия может быть сколь угодно малой.

Суммирование всех обменных поправок во втором порядке теории возмущений дает для обменного вклада величину

$$\Delta E_x = - \sum_{n=2}^{\infty} R_n \frac{1 - 2^{1-n}}{n(n^2 - 1)}, \quad (10)$$

где

$$R_n = \frac{2}{n!} \int_0^{\infty} dq q^{2n+3} V^2(q) \exp(-q^2)$$

в единицах $r_c^2 \omega_c \approx 11,34$ мэВ. В идеальной двумерной системе $R_n \equiv 1$ и $\Delta E_x = (\ln 2 - 1)/2 = -0,1534 \dots$ [50, 59]. В реальной 2Д-электронной системе нелокальность волновых функций электронов в направлении роста квантовой ямы смягчает кулоновское взаимодействие. При этом двумерное выражение для $V(q) = 1/q$ необходимо заменить на $V(q) = F(q)/q$, где $F(q)$ — формфактор, зависящий от ширины квантовой ямы и электронной плотности. С учетом формфактора величина обменного вклада находится в хорошем согласии с экспериментом.

Отметим, что обменные поправки второго порядка понижают энергию спин-триплетных возбуждений не только при $v = 2$, но и во всех остальных четных целочисленных состояниях КЭХ. Величина обменного вклада при этом уменьшается вследствие "расширения" волновых функций магнетоэкситонов. Например, отрицательный обменный вклад в энергию спин-триплетного магнетоэкситона при $v = 4$ в два раза меньше, чем в рассмотренном случае $v = 2$ [50].

4. Межподзонные магнетовозбуждения в одиночных квантовых ямах

В этом разделе обсуждается модификация спектра межподзональных возбуждений магнитным полем. Подобно комбинированному циклотронному возбуждению большинство межподзональных возбуждений не активны в поглощении электромагнитного излучения, а единственным методом их исследования является неупругое рассеяние света. В разделе 4.1 экспериментально проверяется аналог теоремы Коны для межподзональных возбуждений, рассматриваются новые ветви межподзональных магнетовозбуждений, связанные с многокомпонентной природой основного состояния электронной системы с несколькими заполненными уровнями Ландау [60, 61]. В разделе 4.2 изучаются дисперсионные зависимости межподзональных возбуждений, получается информация о колективных свойствах двумерных электронных систем, взаимодействии колективных мод разной природы и взаимодействии электронных и фононных подсистем квантовых ям [60, 62, 63]. В разделе 4.3 обсуждается влияние параллельного магнитного поля на энергии межподзональных возбуждений и магнетовозбуждений [64].

4.1. Межподзональные магнетовозбуждения с нулевым обобщенным импульсом

Рассмотрим сначала хорошо известный спектр межподзональных возбуждений в нулевом поле. Он состоит из двух колективных мод экситонного типа, которые можно рассматривать как синглетное и триплетное состояния экситона, образованного электроном в возбужденной подзоне и дыркой под уровнем Ферми электронов в основной [65–68]. При $q \rightarrow 0$ энергия триплетного экситона меньше одночастичной энергии межподзонального расщепления, что обусловлено кулоновским взаимодействием электрона и дырки (экситонный сдвиг). Энергия синглетного экситона может быть как больше, так и меньше одночастичной энергии. Помимо экситонного сдвига, в нем входит энергия макроскопической поляризации электронной системы (деполяризационный сдвиг).

Спектр неупругого рассеяния света состоит из двух узких линий колективных возбуждений экситонного типа и широкой полосы континуума одночастичных возбуждений (рис. 5) [66]. В магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, происходит расщепление континуума одночастичных возбуждений на ряд индивидуальных спектральных компонент, соответствующих межподзональным бернштейновским модам — колективным возбуждениям с одновременным изменением номера уровня Ландау и индекса размерно-квантованной подзоны. Энергии межподзональных бернштейновских мод формируют отрицательный и положительный "веер" уровней Ландау, выходящих из энергии межподзонального расщепления с наклоном, определяемым эффективной массой электронов в полупроводнике квантовой ямы:

$$E_{B\pm n} = |\Omega \pm n\omega_c|, \quad (11)$$

где $|n| \geq 1$, Ω — одночастичная энергия межподзонального расщепления.

Фундаментальное выражение (11) является аналогом теоремы Коны для межподзональных возбуждений: энергии межподзональных бернштейновских мод при нулевом им-

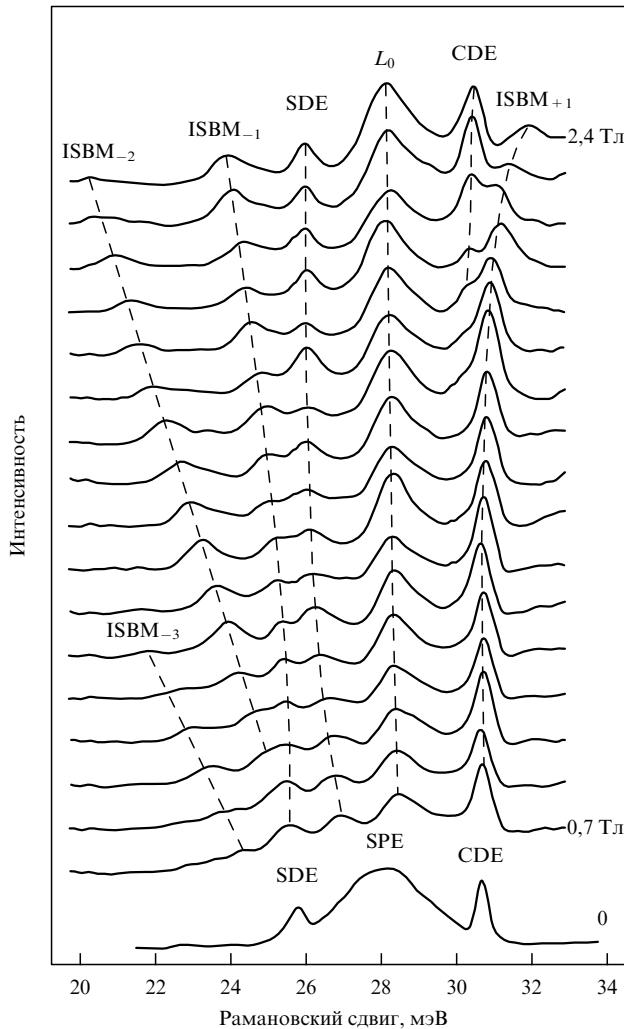


Рис. 5. Спектры неупрого рассеяния света межподзонных возбуждений с шагом 0,1 Тл в диапазоне 0,7–2,4 Тл при $q = 0,4 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Для сравнения приведен спектр в нулевом магнитном поле. Обозначения: SPE — одночастичный континуум, ISBM — межподзнные берништейновские моды, CDE и SDE — спин-синглетный и спин-триплетный межподзнные экситоны, L_0 — противофазные моды.

пульсе не зависят от электрон-электронного взаимодействия [60, 69–71]. Замечательно то, что выражение (11) не содержит вкладов, отражающих особенности ограничивающего потенциала квантовой ямы (формы, ширины и высоты), а единственной величиной, характеризующей поперечное движение электронов, является одночастичная энергия Ω .

В отличие от случая берништейновских мод энергии синглетного и триплетного экситонов не зависят от величины магнитного поля. Эти возбуждения трансформируются в магнетоэкситоны, связанные с электронными переходами с сохранением номера уровня Ландау. В пренебрежении непараболичностью зоны проводимости в интервале энергий межподзонного расщепления энергии всех таких переходов равны между собой и не зависят от величины магнитного поля.

Если в основном состоянии 2Д-электронной системы заполнено больше одного уровня Ландау, появляются дополнительные ветви возбуждений с сохранением номера уровня Ландау. Это противофазные колебания электронов с разных уровнях Ландау. В спектре неупрого рассеяния света они представлены резонансом L_0

[60, 61]. Когда в основном состоянии заполнено n уровнями Ландау, существуют $2n$ коллективных межподзонных ветвей, объединенных в пары, причем каждая пара включает возбуждения зарядовой и спиновой плотности. Энергии одной пары не зависят от величины магнитного поля. Это синфазные ветви (синглетный и триплетный межподзнные магнетоэкситоны). Энергии всех других (противофазных) ветвей уменьшаются с увеличением магнитного поля, а при $B \rightarrow 0$ сходятся к энергии одночастичного межподзнского расщепления. Синфазные ветви расщепляются на величину деполяризационного сдвига. Энергии противофазных ветвей совпадают внутри каждой пары, а различие в энергиях разных пар мало [72, 73].

Рассмотренные ветви в некотором смысле аналогичны фононам в кристаллах. В электронной системе элементарной ячейке кристалла можно сопоставить квант магнитного потока. Аналогом акустической ветви являются синфазные межподзнные ветви. Их энергии определяются полной плотностью электронов в 2Д-системе. Аналогом оптических ветвей являются все остальные противофазные ветви. Их число для возбуждений каждого типа (зарядовой или спиновой плотности) равно $n - 1$, при этом противофазные ветви не наблюдаются при $v < 2$, когда только по одному электрону каждого спина приходится на квант магнитного поля [61]. Естественно, что аналогия между фононами и коллективными магнетовозбуждениями достаточно условна. Например, фактор заполнения электронов является непрерывной функцией магнитного поля, тогда как число атомов в элементарной ячейке изменяется дискретно. Это приводит к тому, что энергии противофазных ветвей монотонно меняются с изменением фактора заполнения электронов.

4.2. Дисперсия межподзенных магнетовозбуждений в длинноволновом пределе

Соотношение (11) описывает поведение межподзенных берништейновских мод при $q/B \rightarrow 0$. С увеличением им-

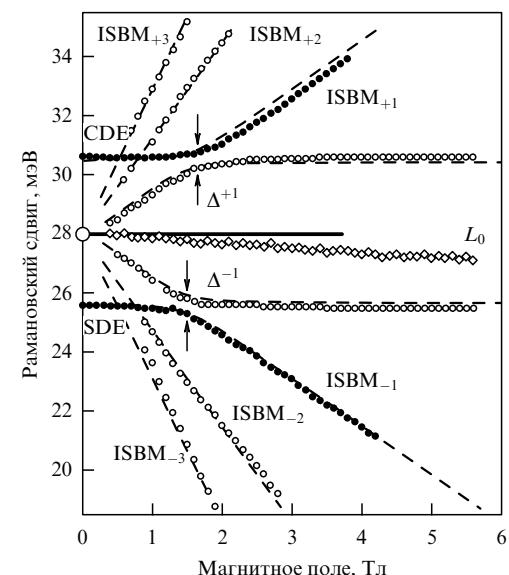


Рис. 6. Энергии межподзенных магнетовозбуждений: точки — эксперимент, штриховые линии — расчет в приближении локальной плотности. Максимум одночастичного континуума показан большим светлым кружком.

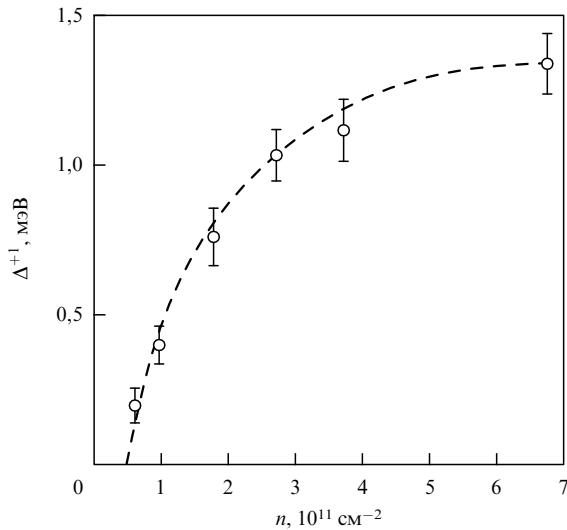


Рис. 7. Зависимость гибридной щели Δ^{+1} от электронной плотности при фиксированном значении импульса $q = 1,1 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$: штриховая линия — расчет в приближении локальной плотности.

пульса их энергии отклоняются от линейных зависимостей в области энергетического резонанса с межподзонными магнетоэкситонами. Кулоновское взаимодействие гибридизует коллективные возбуждения с изменением и без изменения номеров уровней Ландау, при этом гибридные щели пропорциональны $(q/l_B)^{|n|}$, где n — номер бернштейновской моды [60]. Величины гибридных щелей и характер их дисперсионных зависимостей согласуются с теоретическими расчетами в рамках приближения локальной плотности (рис. 6) [65, 69, 74, 75].

Интересные особенности наблюдаются в зависимости гибридных щелей от электронной плотности. Верхние гибридные щели ($n \geq 1$) исчезают не при нулевой, а при некоторой критической плотности электронов, опреде-

ляемой из условия равенства деполяризационного и экситонного сдвигов (рис. 7). При плотностях ниже критической энергия синглетного межподзонного экситона становится меньше энергии одночастичного межподзонного расщепления, и энергетический резонанс с бернштейновскими модами становится невозможным [60].

Из-за динамического экранирования кулонаического взаимодействия оптическими фононами зависимости от плотности электронов верхних гибридных щелей не монотонны. Вследствие изгиба зон полупроводника квантовой ямы увеличение электронной плотности неизбежно приводит к увеличению энергии межподзонного расщепления. При этом энергия синглетного межподзонного экситона растет, а при некоторой величине электронной плотности синглетный экситон попадает в резонанс с продольным оптическим фононом. Поле макроскопической поляризации смешивает электронные и фононные моды, а в спектре неупругого рассеяния света наблюдаются две гибридные моды [62].

В свою очередь гибридные моды взаимодействуют с межподзонными бернштейновскими модами с образованием тройных мод (рис. 8). При этом сами бернштейновские моды не взаимодействуют с модой оптического фонона по крайней мере в длинноволновом пределе, а взаимодействуют только с электронной компонентой гибридных мод. Если изменять параметры квантовых ям таким образом, что синглетный экситон выходит из резонанса с оптическим фононом, взаимодействие бернштейновских мод с электронной компонентой гибридной моды усиливается, а с фононной — ослабевает (рис. 8) [62].

4.3. Межподзнные возбуждения

и магнетовозбуждения в параллельном магнитном поле
Необычными свойствами обладают межподзнные возбуждения в параллельном и наклонном магнитных полях. Вследствие нелокальности волновых функций

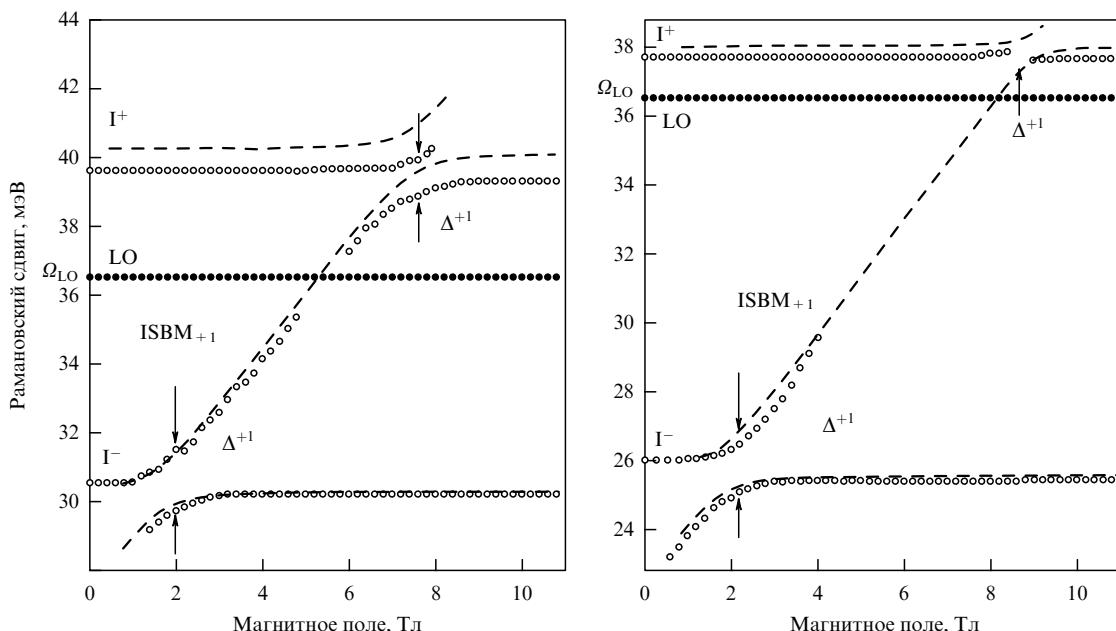


Рис. 8. Энергии межподзенных магнетовозбуждений в области частот LO-фонона при двух значениях энергии межподзенного расщепления: светлые точки — эксперимент, штриховые линии — теория. Гибридные электрон-фононные моды обозначены I^+ и I^- . В качестве репера показана энергия объемного LO-фонона (темные точки).

электронов в направлении роста квантовых ям электроны и дырки межподзонных возбуждений движутся в двух пространственно разделенных плоскостях. Они представляют собой диполи с дипольным моментом

$$\mathbf{d} = -e |z_{00} - z_{11}| \mathbf{n}, \quad (12)$$

где \mathbf{n} — нормаль к плоскости ямы,

$$z_{00} - z_{11} = \int dz \psi_0^*(z) z \psi_0(z) - \int dz \psi_1^*(z) z \psi_1(z)$$

— среднее расстояние между электроном и дыркой, $\psi_i(z)$ — компонента электронной волновой функции в направлении роста квантовой ямы в размерно-квантованной подзоне с индексом i .

Во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль плоскости ямы, вектор

$$\mathbf{P} = \mathbf{\Pi} + \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \quad (13)$$

играет роль обобщенного импульса межподзонных возбуждений, сохраняющегося в процессах рассеяния ($\mathbf{P} = \mathbf{q}$), где $\mathbf{\Pi}$ — кинематический импульс в плоскости ямы [76].

Кинетическая энергия межподзонных возбуждений является функцией кинематического импульса:

$$E(\mathbf{\Pi}) = E \left(\left| \mathbf{P} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right| \right), \quad (14)$$

т.е., помимо обобщенного импульса, в энергию входит калибровочный член $c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B}$. Поэтому дисперсию межподзонных возбуждений можно исследовать, прилагая ориентированное определенным образом магнитное поле. Если выполнено условие

$$\mathbf{P} = \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B}, \quad (15)$$

кинематический импульс и, соответственно, кинетическая энергия обращаются в нуль, причем ни обобщенный импульс, ни калибровочный член не равны нулю по отдельности.

Влияние калибровочного члена на энергию межподзонных возбуждений показано на примере синглетного межподзонного экситона (рис. 9). Когда импульс равен нулю, его энергия зависит квадратично от магнитного поля. При увеличении продольного импульса вдоль вектора $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ магнитополевая зависимость сдвигается вдоль оси абсцисс на величину импульса. Таким образом, магнитополевую зависимость энергии возбуждения можно отождествить с дисперсионной зависимостью.

При изменении относительной ориентации \mathbf{q} и $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ с сохранением их абсолютных величин кинетическая энергия демонстрирует вращательную анизотропию (рис. 10), а ее угловая зависимость с хорошей точностью описывается выражением (14):

$$E(\mathbf{\Pi}) = \frac{1}{2m^*} \left(\mathbf{q} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right)^2, \quad (16)$$

где m^* — эффективная масса главного возбуждения зарядовой плотности. Несмотря на то что различные межподзонные возбуждения различаются квантовыми

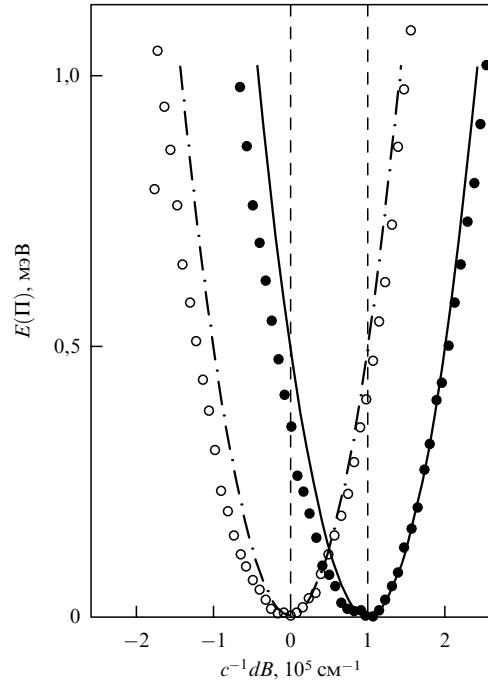


Рис. 9. Экспериментальная зависимость кинетической энергии синглетного межподзонного экситона от величины $c^{-1}dB$ для двух значений импульса неупругого рассеяния света: $q = 0$ (светлые точки) и $q = 1 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ (темные точки). Вектор $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ направлен вдоль \mathbf{q} . Штрихпунктирные линии — расчет дисперсии синглетного экситона в рамках приближения локальной плотности; сплошные линии — та же дисперсионная кривая, сдвинутая вдоль оси абсцисс на $1 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$.

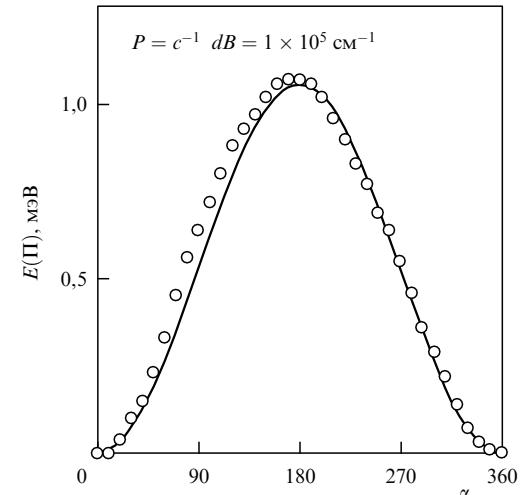


Рис. 10. Экспериментальная зависимость кинетической энергии синглетного межподзонного экситона от угла α между направлениями векторов \mathbf{q} и $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ при $q = c^{-1}dB = 1 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ (точки). Сплошной линией показана расчетная зависимость $E(\mathbf{\Pi}) = (1/2m^*) (\mathbf{q} - c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B})^2$.

числами внутренних и спиновых степеней свободы, они обладают одинаковым дипольным моментом и их дисперсионные зависимости ведут себя аналогично [64].

Специальный случай представляют одночастичные возбуждения, так как они не являются связанными комплексами с собственной дисперсионной зависимостью. Энергии одночастичных и коллективных возбуждений имеют различные зависимости от угла

между обобщенным импульсом и магнитным полем. По существу параллельное поле дает мощный экспериментальный инструмент, позволяющий отличать коллективные возбуждения от одночастичных, что является серьезной экспериментальной проблемой в физике возбуждений низкоразмерных систем. Соотношения (14), (15) можно также использовать в целях определения количественной меры асимметрии ограничивающего потенциала квантовой ямы — дипольного момента межподзонного перехода. Зная дипольный момент, можно установить направление и величину градиента потенциала, а поскольку анизотропная часть энергии возбуждений является линейной функцией магнитного поля, измерения можно выполнить в малых магнитных полях.

Рассмотрим дисперсию межподзональных возбуждений во внешнем магнитном поле, ориентированном под произвольным углом к плоскости квантовой ямы (рис. 11). В этом случае кинематический импульс в выражении (14) необходимо заменить на обобщенный импульс (4). При этом влияние параллельного поля на энергию возбуждений опять сводится к калибровочному члену $c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B}$. Покажем это на примере дисперсионной зависимости гибридных мод в области резонанса синглетного экситона и межподзональной берништейновской

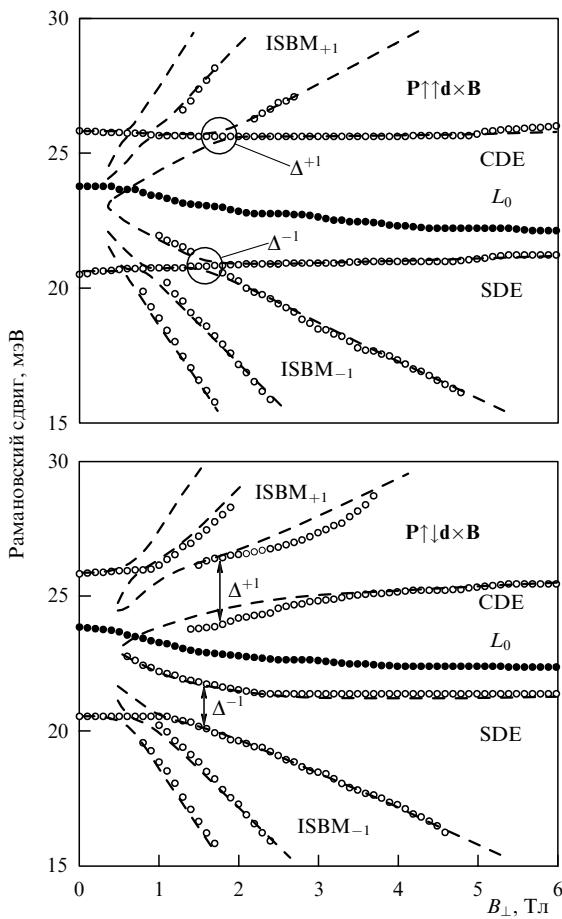


Рис. 11. Спектры неупругого рассеяния света при $q = c^{-1} dB$, когда векторы \mathbf{q} и $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ сонаправлены (вверху) и противоположно направлены (внизу). Штриховыми линиями показаны теоретические расчеты энергий возбуждений в приближении локальной плотности в предположении, что параллельная компонента магнитного поля дает вклад в энергию возбуждений только посредством калибровочного члена $c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B}$, т.е. $P = 0$ (вверху) и $P = 2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ (внизу).

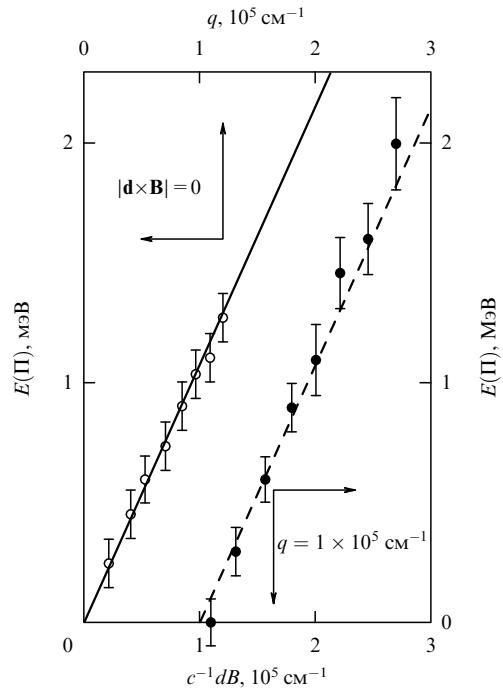


Рис. 12. Энергия синглетного межподзонального экситона при $B_{\perp} = 1.5 \text{ Тл}$ как функция обобщенного импульса при $c^{-1} dB = 0$ и как функция вектора $c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B}$, сонаправленного вектору \mathbf{q} , при $q = 1 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$: сплошная линия — линейная аппроксимация экспериментальных точек, штриховая линия — та же аппроксимация, сдвинутая на $1 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$.

моды с индексом +1. В случае, когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости квантовой ямы, дисперсия гибридной щели или суммарная дисперсия двух гибридных мод линейна. Та же зависимость получается, если зафиксировать обобщенный импульс и менять компоненту магнитного поля так, что векторы \mathbf{q} и $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ сонаправлены, причем сама зависимость сдвигается вдоль оси абсцисс на величину обобщенного импульса (рис. 12). Гибридная щель равна нулю при $\mathbf{q} = c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B}$, хотя ни обобщенный импульс \mathbf{q} , ни $c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B}$ не равны нулю по отдельности. Можно заключить, что форма дисперсионной зависимости межподзональных возбуждений при произвольной ориентации магнитного поля определяется только перпендикулярной компонентой магнитного поля. Параллельная же компонента сдвигает дисперсионную зависимость в импульсном пространстве на величину калибровочного члена. Используя параллельное магнитное поле, можно измерить дисперсию межподзональных магнетовозбуждений в области импульсов, не достижимых в стандартных экспериментах по неупругому рассеянию света [64].

5. Возбуждения и магнетовозбуждения в двойных квантовых ямах

Межподзональные возбуждения в одиночных квантовых ямах имеют много общего с межподзональными (межслойными) возбуждениями в двойных квантовых ямах. Ранее считалось, что основным физическим параметром, характеризующим свойства основного и возбужденных состояний в ДКЯ, является отношение туннельной энергии Δ_{SAS} к энергии Ферми электронов E_F . В настоя-

щем разделе показывается, что более важной характеристикой является степень пространственной асимметрии. Это связано с тем, что отношение туннельной и фермиевской энергий невозможно сделать сколь угодно малым, сохраняя при этом симметрию электронной системы. При некоторой величине этого отношения происходит нарушение симметрии основного состояния, причем параметры перехода определяются не только туннельной и фермиевской энергиями, но также ширинами ям и распределением случайного потенциала примесей.

Будем в дальнейшем называть симметричным или асимметричным такое состояние, в котором волновые функции одночастичных состояний обладают или не обладают четностью. Определение степени асимметрии ДКЯ является важнейшей экспериментальной задачей, которой посвящен раздел 5.1 [77, 78]. Влияние асимметрии на плазменные возбуждения обсуждаются в разделе 5.2, а на магнетовозбуждения — в разделе 5.3 [79–81].

5.1. Одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле

Рассмотрим спектр межподзонных одночастичных возбуждений в асимметричной ДКЯ. В пределе слабого туннелирования ($\Delta_{\text{SAS}} \ll E_F$) волновые функции одночастичных состояний в асимметричном состоянии локализованы в отдельных слоях. Для каждого значения импульса существует континуум одночастичных возбуждений из-под поверхности Ферми электронов первой размерно-квантованной подзоны в пустые состояния над поверхностью Ферми второй. В асимметричной ДКЯ данные возбуждения являются межслоевыми.

Границные энергии континуума $\Omega - qv_F$ и $\Omega + qv_F$ достигаются для возбуждений, импульс которых либо параллелен, либо антипараллелен импульсу Ферми электронов в первой подзоне, при этом с увеличением импульса граничные энергии изменяются разнонаправленно. Из-за заполнения фазового пространства второй подзоны плотность состояний для резонансов неупругого рассеяния света с граничными энергиями значительно выше, чем для остальной части континуума, поэтому спектр состоит из двух линий с граничными энергиями континуума [77, 82]. Экстраполяция их энергий в $q = 0$ дает величину межподзонального расщепления Ω , а наклон линейных зависимостей — скорость Ферми электронов в первой размерно-квантованной подзоне.

Согласно (14) энергии возбуждений на границах континуума зависят линейно от магнитного поля, ориентированного вдоль плоскости ДКЯ:

$$E = \Omega \pm qv_F + \frac{1}{c} dB v_{F1},$$

если \mathbf{q} и \mathbf{B} параллельны, и

$$E = \Omega \pm \left| \mathbf{q} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right| v_{F1},$$

если \mathbf{q} и \mathbf{B} перпендикулярны друг другу. Здесь $v_{F1(2)}$ — скорость Ферми в первой (второй) подзоне.

Рассмотрим изменение спектра возбуждений при переходе ДКЯ из асимметричного к симметричному состоянию на примере нереалистической модели виртуальных возбуждений между двумя изолированными квантовыми ямами (рис. 13). По мере уменьшения энергии межподзонального расщепления энергии возбужде-

ний пропорционально уменьшаются. При этом критическое магнитное поле, при котором выполняется условие (15), не изменяется, так как дипольный момент постоянен.

Нетривиальный случай возникает, когда член $|\mathbf{q} - c^{-1} \mathbf{d} \times \mathbf{B}| v_{F2}$ превышает энергию межподзонального расщепления. В спектре появляются две ветви одночастичных возбуждений, соответствующие прямым переходам электронов из слоя с большей плотностью в слой с меньшей плотностью (*A*-ветвь):

$$\left[\Omega - \left| \mathbf{q} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right| v_{F1}, \Omega + \left| \mathbf{q} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right| v_{F1} \right],$$

и обратным переходам (*B*-ветвь):

$$\left[0, -\Omega + \left| \mathbf{q} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right| v_{F2} \right].$$

Возбуждения обеих ветвей имеют равные по модулю, но противоположно направленные дипольные моменты. Поэтому возрастание энергии одной ветви в магнитном поле сопровождается уменьшением энергии другой, и наоборот. При определенном значении параметров

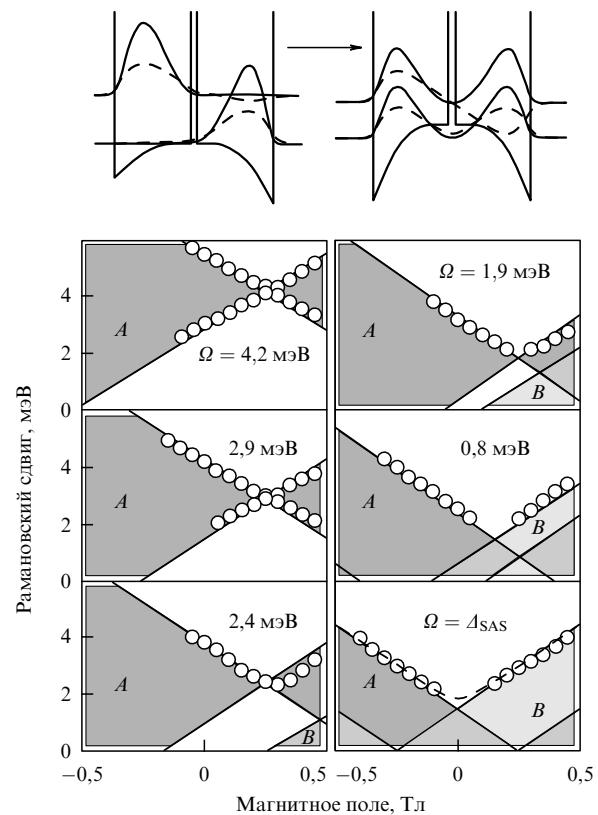


Рис. 13. Изменение спектра межподзональных возбуждений ДКЯ при переходе от асимметричного состояния к симметричному. Вверху показаны профиль ограничивающего потенциала, волновые функции (штриховые линии) и квадраты волновых функций (сплошные линии) электронов в асимметричном (слева) и симметричном (справа) состояниях. Темные области соответствуют возбуждениям из первой во вторую квантовую подзону (*A*-ветвь), светлые — возбуждениям из второй в первую подзону (*B*-ветвь) без учета туннелирования. Области совпадения энергий двух ветвей выделены светлой штриховкой. Экспериментальные точки показаны кружками. Для каждого состояния указана энергия межподзонального расщепления Ω .

системы:

$$\Omega < \frac{1}{2} \left(\left| \mathbf{q} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right| v_{F2} - \left| \mathbf{q} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right| v_{F1} \right),$$

верхняя граница B -ветви превышает таковую для A -ветви, что приводит к симметризации спектра возбуждений (рис. 13).

Данная модель описывает виртуальные межслоевые возбуждения, которые в любом состоянии имеют одинаковый дипольный момент. В реальных ДКЯ дипольный момент возбуждений уменьшается при симметризации. Тем не менее энергии возбуждений в симметричном состоянии испытывают сдвиг в магнитном поле как если бы дипольный момент возбуждений сохранялся. Это связано с тем, что в отличие от одиночных квантовых ям расщепление между симметричной и антисимметричной подзонами в ДКЯ меньше или сравнимо по величине с энергией магнитного квантования [83, 84]. Параллельное магнитное поле изменяет электронные состояния таким образом, что везде, за исключением малого диапазона магнитных полей

$$\Delta_{SAS} \sim \frac{1}{c} dBv_F,$$

где Δ_{SAS} — тунNELьная энергия, граничные возбуждения континуума являются межслоевыми [78]. Критическое магнитное поле, в котором энергии одночастичных возбуждений достигают экстремума, не определяется соотношением (15), а равно нулю.

Сравним критические магнитные поля для двухслойной и однослойной систем как функции дипольного момента в нулевом магнитном поле. В однослойной

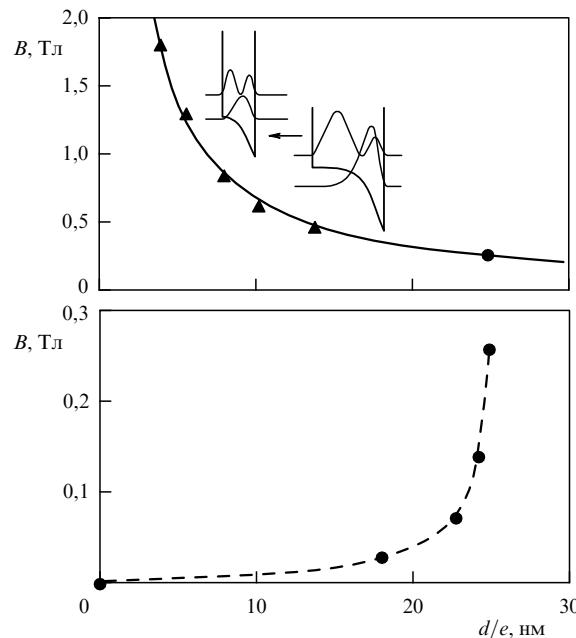


Рис. 14. Полученное экспериментально критическое магнитное поле как функция расчетного дипольного момента одночастичных возбуждений (14) для одиночной (треугольники) и двойной (кружки) квантовых ям. На вставке показан самосогласованный расчет профиля ограничивающего потенциала одиночных квантовых ям и квадраты волновых функций электронов в первых двух размерно-квантованных подзонах для самой широкой и самой узкой квантовых ям, сплошная линия — расчетное критическое магнитное поле $B = qc/d$.

системе дипольный момент уменьшается с уменьшением ширины квантовой ямы (рис. 14). В ДКЯ дипольный момент уменьшается при симметризации. Однослойная и двухслойная системы различаются по действию магнитного поля на электронные состояния в двух нижайших размерно-квантованных подзонах. Если в двухслойной системе магнитное поле изменяет волновые функции, в одиночном слое оно на них почти не влияет. Как результат критическое магнитное поле обратно пропорционально дипольному моменту для однослойной системы (15) и стремится к нулю при симметризации двухслойной системы. Поэтому, чтобы перевести ДКЯ в симметричное состояние, необходимо передать конечный импульс одночастичным электронным возбуждениям и балансировать систему до тех пор, пока энергии возбуждений не будут сохраняться при инверсии магнитного поля. Точность такого метода определяется соотношением между ширинами линий неупругого рассеяния света и величиной туннельной энергии. Экспериментальные оценки показывают, что можно балансировать ДКЯ с туннельной энергией вплоть до 0,1 мэВ [78].

5.2. Плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах

С помощью описанного метода балансировки исследовались плазменные моды в симметричном и асимметричном состояниях ДКЯ, а также модификация этих мод при переходе от симметричного к асимметричному состоянию (рис. 15). Характерной особенностью симмет-

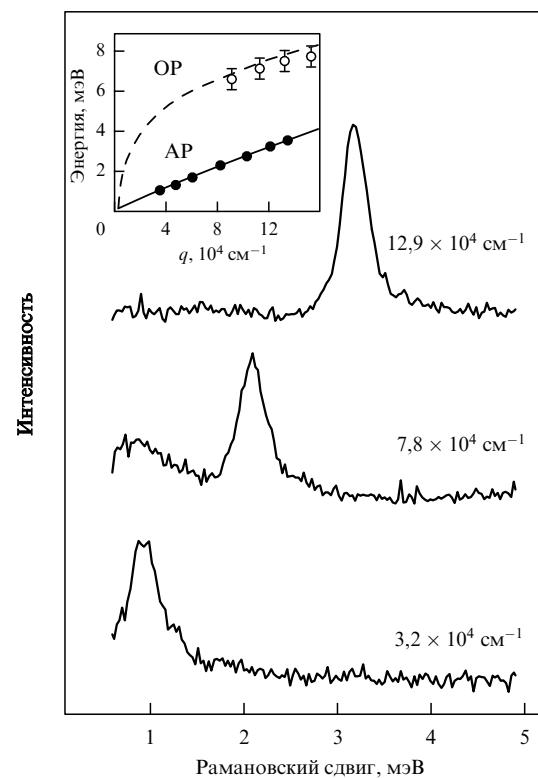


Рис. 15. Спектры неупругого рассеяния света акустического плазmons в двойной квантовой яме в асимметричном состоянии при разных значениях импульса. На вставке показаны экспериментальные (точки) и вычисленные в рамках классической электродинамики дисперсионные зависимости акустического (AP) и оптического (OP) плазмонов.

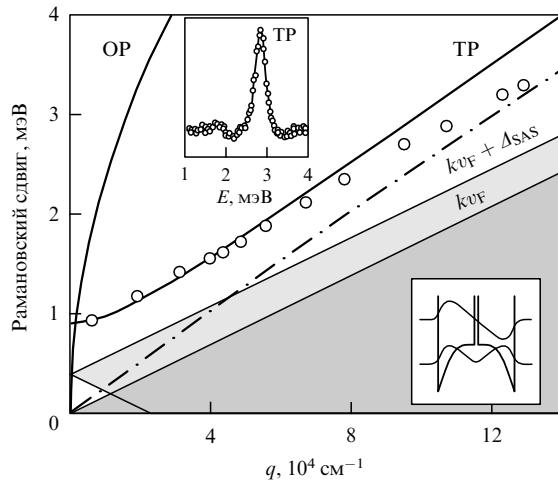


Рис. 16. Экспериментальные (кружки) и вычисленные в приближении хаотических фаз (сплошные линии) дисперсионные зависимости туннельного (TP) и оптического (OP) плазмонов. Области внутри- и межподзонных континуумов одночастичных возбуждений заштрихованы. Штрихпунктирной линией показана дисперсионная зависимость акустического плазона в асимметричном состоянии. На вставках показаны спектр неупругого рассеяния света от туннельного плазона и профиль потенциала двойных квантовых ям с огибающими волновыми функциями в симметричной и антисимметричной подзонах размерного квантования.

ричного состояния является отсутствие в спектре бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии — акустического плазона, который является противофазным колебанием плотности заряда в симметричной и антисимметричной подзонах [79, 85]. Энергия акустического плазона определяется разностью в кулоновском взаимодействии электронов в одной и в разных подзонах. Электронная плотность в двух подзонах симметричной ДКЯ распределена почти одинаково, поэтому мода акустического плазона смягчается и попадает в континуум одночастичных возбуждений.

Место акустического плазона занимает туннельный плазмон, который в длинноволновом пределе ($q a \ll 1$) является щелевой модой с линейной дисперсией (рис. 16). Линейный наклон близок к наклону акустического плазона в асимметричной ДКЯ с теми же параметрами (полней электронной плотностью и расстоянием между ямами). Это свойство туннельного плазона привело к серьезным теоретическим ошибкам [86–89]. Предполагалось, что туннельный плазмон — это не отдельная плазменная мода, а мода акустического плазона, у которой открывается длинноволновая плазменная щель.

Действительно, две совершенно различные по природе плазменные моды — туннельная и акустическая — обладают линейными дисперсионными зависимостями, причем наклоны этих зависимостей уравниваются с уменьшением туннельной связи. Более того, поперечное сечение неупругого рассеяния света от туннельного плазона в симметричном состоянии и акустического плазона в асимметричном состоянии совпадают (рис. 17). Поскольку поперечное сечение пропорционально динамическому структурному фактору, распределение флюктуаций заряда в туннельной и акустической плазменных модах одинаковое. Можно заключить, что туннельный плазмон — это противофазное колебание электронной плотности в двух слоях ДКЯ. С увеличением

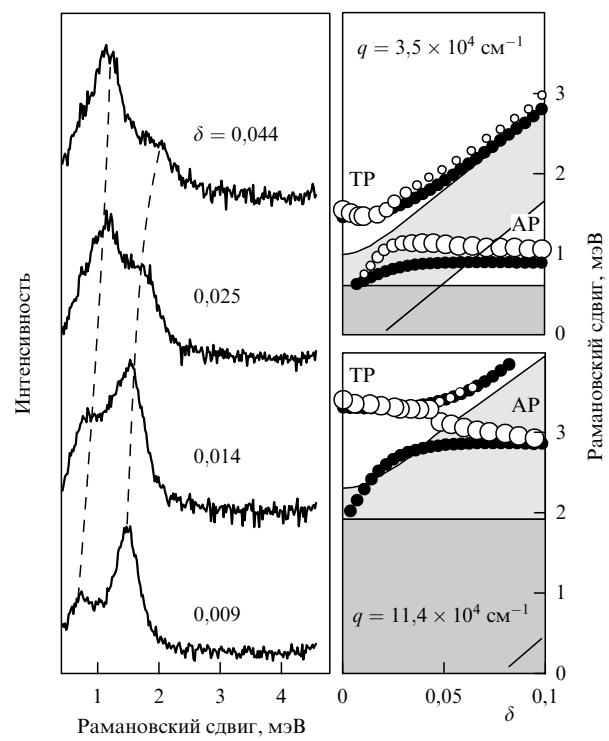


Рис. 17. Изменение спектров неупрого рассеяния света в зависимости от степени асимметрии двойной квантовой ямы (слева) и энергии туннельного и акустического плазмонов для двух значений импульса в зависимости от степени асимметрии двойной квантовой ямы (справа): светлые кружки — экспериментальные данные, темные — расчет в приближении хаотических фаз. Размер экспериментальных точек пропорционален поперечному сечению неупрого рассеяния света. Области внутри- и межподзонных континуумов одночастичных возбуждений заштрихованы. Степень перекоса $\delta = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ определяет дисбаланс электрического поля с двух сторон ДКЯ.

нием туннельной щели ($\Delta_{\text{SAS}} \sim q v_F$) поперечное сечение туннельного плазона уменьшается, а длинноволновая дисперсия выполняется [90]. В этом пределе энергия поперечных колебаний электронов превышает кинетическую энергию в плоскости, а туннельный плазмон становится коллективной модой экситонного типа.

Помимо туннельного плазона, в спектрах неупрого рассеяния света присутствует оптический плазмон с энергией, слабо зависящей от величины туннельной связи. Столь различное влияние туннелирования на туннельную и оптическую плазменные моды может быть понято следующим образом. При синфазных колебаниях электронной плотности в двух подзонах и слоях вероятности туннелирования электронов из каждого слоя в противоположный равны, поэтому туннелирование не оказывает существенного влияния на синфазные колебания. В туннельной моде зарядовые флуктуации в разных слоях имеют разные знаки и, соответственно, вероятности туннелирования из разных слоев будут различны. Электроны движутся не только в плоскости, но и поперек плоскости слоев, что приводит к изменению энергии туннельного плазона.

Переход от симметричного к асимметричному состоянию сопровождается уменьшением поперечного сечения рассеяния туннельного плазона, причем сам туннельный плазмон затухает на межподзонных одно-

частичных возбуждениях. Напротив, энергия акустического плазмона увеличивается, а при некотором параметре перекоса ДКЯ она превышает граничную энергию одночастичного континуума. Таким образом, в ДКЯ с туннельной связью существует перекос, при котором в спектре присутствуют две противофазные слабозатухающие плазменные моды (рис. 17). Если устремить туннельную связь к нулю, то переход из симметричного в асимметричное состояние фазовый. Туннельный плазмон существует только в симметричной фазе, а акустический плазмон — в асимметричной, причем двух плазменных мод одновременно быть не может.

Отметим, что туннельный и акустический плазмоны являются принципиально разными возбуждениями: акустический плазмон — это внутризонное возбуждение, а туннельный плазмон — межподзонное возбуждение, связанное с электронными переходами между нижайшими подзонами размерного квантования. Физические свойства туннельного и акустического плазмонов одинаковы только в пределе слабого туннелирования. В противоположном пределе туннельный плазмон является возбуждением экситонного типа с квадратичной дисперсионной зависимостью. Напротив, дисперсионная зависимость акустического плазмона линейна и слабо зависит от величины туннельной щели.

5.3. Магнетоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах

Рассмотрим, как модифицируется спектр межподзональных возбуждений в ДКЯ в перпендикулярном магнитном поле. Наиболее простым является случай асимметричных ДКЯ, коллективными возбуждениями в которых являются акустический и оптический плазмоны.

Акустический и оптический плазмоны трансформируются магнитным полем в гибридные магнетоакустические и магнетооптические плазменные моды, в которых электроны участвуют одновременно в плазменных и циклотронных колебаниях. В рамках классической электродинамики их энергии выражаются как

$$\omega^2(k) = \omega_c^2 + \omega_{AP, OP}^2(q), \quad (17)$$

где $\omega_{AP, OP}^2(q)$ — плазменные частоты акустического и оптического плазмонов без магнитного поля с величиной импульса $q = k$ (8) [79]. Это выражение хорошо согласуется с экспериментом (рис. 18). Обе магнетоплазменные моды взаимодействуют с внутризонными бернштейновскими модами, причем в эксперименте наблюдаются два типа бернштейновских мод. Бернштейновские моды с одним и тем же индексом могут взаимодействовать либо с оптическим, либо с акустическим плазмоном, причем энергии соответствующих гибридных плазменно-бернштейновских мод расталкиваются (антипересекаются) [80]. Вне области резонансов энергии двух бернштейновских мод совпадают.

Вследствие сходства физических свойств акустического и туннельного плазмонов спектры неупругого рассеяния света в магнитном поле симметричных и асимметричных ДКЯ в пределе слабого туннелирования почти совпадают. Место магнетоакустического плазмона занимает магнетотуннельный плазмон, связанный с электронными переходами с верхнего заполненного уровня Ландау симметричной размерно-квантованной подзоны с номером n на незаполненный уровень Ландау

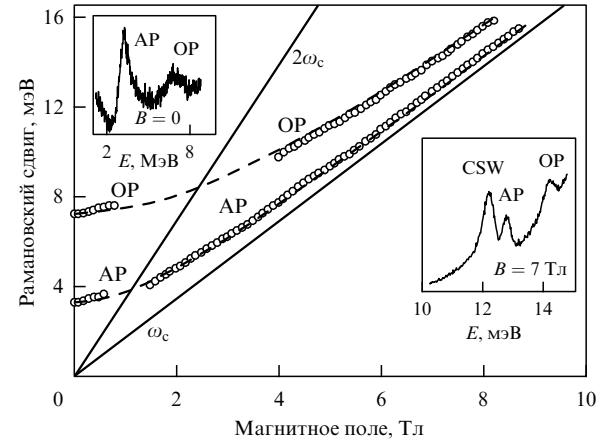


Рис. 18. Магнитополевые зависимости энергий магнетоакустического (AP) и магнетооптического (OP) плазмонов. Сплошные линии — кратные циклотронные энергии, штриховые линии — зависимости $\omega(k) = (\omega_c^2 + \omega_{AP, OP}^2(q))^{1/2}$. На вставках показаны характерные спектры неупругого рассеяния света при $B = 0$ и $B = 7$ Тл.

с номером $n + 1$ антисимметричной подзоны. Разница в энергиях магнетоакустического и магнетотуннельного плазмонов определяется туннельной щелью, которая в пределе слабого туннелирования мала.

В спектре магнетовозбуждений присутствует также мода экситонного типа с энергией, превышающей туннельную щель на величину деполяризационного сдвига:

$$\omega^2 = \Delta_{SAS}^2 + \frac{2\sqrt{2}\pi e^2 L}{\epsilon} (n_1 - n_2) \Delta_{SAS}, \quad (18)$$

где L — параметр, характеризующий нелокальность волновой функции электронов в каждой из ям [34]. Данная мода аналогична межподзонному синглетному магнетоэкситону в одиночных квантовых ямах, а ее энергия не зависит от величины магнитного поля. В пределе сильного туннелирования ($\Delta_{SAS} \sim E_F$) спектр магнетовозбуждений ДКЯ аналогичен спектру межподзональных магнетовозбуждений одиночных квантовых ям, а в спектрах неупругого рассеяния света доминирует мода экситонного типа.

6. Заключение

В настоящем обзоре обсуждались межподзональные и циклотронные ветви коллективных возбуждений и магнетовозбуждений, которые, безусловно, не исчерпывают все многообразие возможных степеней свободы сильно коррелированной 2Д-электронной системы. Не были затронуты внутриуровневые возбуждения в дробных состояниях КЭХ, и возбуждения в системе композитных фермионов. Недавние работы в этом направлении продемонстрировали большое расхождение между энергией циклотронного резонанса на композитных фермионах и энергиями наджидкостных возбуждений, полученных методом неупругого рассеяния света [91, 92]. Природа этого расхождения на данный момент не ясна.

Другая существенная проблема в экспериментах по неупругому рассеянию света — появление так называемых "магнеторотонных" резонансов [93, 94]. Попытки приписать их процессам с масштабным нарушением

закона сохранения импульса не подтверждаются ни теоретическими расчетами, ни экспериментами на сверхвысококачественных квантовых ямах с электронной подвижностью до $2 \times 10^7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [58]. Недостаточное качество гетероструктур с двойными квантовыми ямами пока не позволяет исследовать неупругое рассеяние света на голдстоуновской моде в ферромагнитном состоянии $v = 1$. Дальнейший прогресс в технологии роста гетероструктур с одиночными и двойными квантовыми ямами, возможно, позволит решить эти экспериментальные проблемы.

Список литературы

1. Landau L D *ЖЭТФ* **11** 592 (1941)
2. Bohm D, Pines D *Phys. Rev.* **82** 625 (1951); Pines D, Bohm D *Phys. Rev.* **85** 338 (1952)
3. Stern F *Phys. Rev. Lett.* **18** 546 (1967)
4. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 156801 (2003)
5. Dahl D A, Sham L J *Phys. Rev. B* **16** 651 (1977)
6. Grimes C C, Adams G *Phys. Rev. Lett.* **36** 145 (1976)
7. Allen S J (Jr), Tsui D C, Logan R A *Phys. Rev. Lett.* **38** 980 (1977)
8. Theis T N, Kotthaus J P, Stiles P J *Solid State Commun.* **26** 603 (1978)
9. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
10. v. Klitzing K, Dorda G, Pepper M *Phys. Rev. Lett.* **45** 494 (1980)
11. Tsui D C, Stormer H L, Gossard A C *Phys. Rev. Lett.* **48** 1559 (1982)
12. Tsui D C et al. *Phys. Rev. B* **28** 2274 (1983)
13. Chang A M et al. *Phys. Rev. B* **28** 6133 (1983)
14. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395 (1983)
15. Jain J K *Phys. Rev. Lett.* **63** 199 (1989); *Phys. Rev. B* **41** 7653 (1990); Jain J K, Kamilla R K, in *Composite Fermions: a Unified View of the Quantum Hall Regime* (Ed. O Heinonen) (Singapore: World Scientific, 1998) p. 1
16. Lopez A, Fradkin E *Phys. Rev. B* **44** 5246 (1991); **47** 7080 (1993); *Phys. Rev. Lett.* **69** 2126 (1992)
17. Halperin B I, Lee P A Read N *Phys. Rev. B* **47** 7312 (1993)
18. Shankar R *Phys. Rev. B* **63** 085322 (2001)
19. Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
20. Lamb W E (Jr) *Phys. Rev.* **85** 259 (1952); Горьков Л П, Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **53** 717 (1967)
21. Johnson B R, Hirschfelder J O, Yang K-H *Rev. Mod. Phys.* **55** 109 (1983)
22. Лerner И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **78** 1167 (1980)
23. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 3623 (1992)
24. Kohn W *Phys. Rev.* **123** 1242 (1961)
25. Sondhi S L et al. *Phys. Rev. B* **47** 16419 (1993)
26. Comtet A et al. (Eds) *Aspects Topologiques de la Physique en Basse Dimension. Topological Aspects of Low Dimensional Systems* (Les Houches — Ecole d'Ete de Physique Teorique, Vol. 69) (Berlin: Springer, 1999)
27. Willett R L et al. *Phys. Rev. B* **37** 8476 (1988)
28. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3983 (1993)
29. Gramila T J et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 1216 (1991)
30. Yoshioka D, MacDonald A H, Girvin S M *Phys. Rev. B* **39** 1932 (1989)
31. Platzman P M, Lenosky T *Phys. Rev. B* **52** 10327 (1995)
32. Oji H C A, MacDonald A H, Girvin S M *Phys. Rev. Lett.* **58** 824 (1987)
33. Bertoni A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5912 (2000)
34. Витлина Р З, Чаплик А В *ЖЭТФ* **81** 1011 (1981)
35. Das Sarma S, Madhukar A *Phys. Rev. B* **23** 805 (1981)
36. Fasol G et al. *Phys. Rev. B* **39** 12695 (1989)
37. Bhatti A S et al. *Phys. Rev. B* **51** 2252 (1995); Kainth D S et al. *Phys. Rev. B* **57** R2065 (1998)
38. Eisenstein J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1383 (1992)
39. Suen Y W et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1379 (1992)
40. Rezayi E H, Haldane F D M *Bull. Am. Phys. Soc.* **32** 892 (1987)
41. Chakraborty T, Pietiläinen P *Phys. Rev. Lett.* **59** 2784 (1987)
42. Fertig H A *Phys. Rev. B* **40** 1087 (1989)
43. Kellogg M et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 036801 (2004)
44. Wen X-G, Zee A *Phys. Rev. Lett.* **69** 1811 (1992); *Phys. Rev. B* **47** 2265 (1993)
45. Ezawa Z F, Iwazaki A *Phys. Rev. B* **47** 7295 (1993); *Phys. Rev. Lett.* **70** 3119 (1993); *Phys. Rev. B* **48** 15189 (1993)
46. Abstreiter G, Cardona M, Pinczuk A, in *Light Scattering in Solid IV* (Topics in Applied Physics, Vol. 54, Ed. M Cardona, G Güntherodt) (Berlin: Springer-Verlag, 1984) p. 5
47. Kukushkin I V, Timofeev V B *Adv. Phys.* **45** 147 (1996)
48. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **63** 201402 (2001)
49. Kulik L V et al. *Письма в ЖЭТФ* **74** 300 (2001)
50. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **72** 073304 (2005)
51. Summers G M et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2150 (1993); Besson M et al. *Semicond. Sci. Technol.* **7** 1274 (1992)
52. Finkelstein G, Shtrikman H, Bar-Joseph I *Phys. Rev. Lett.* **74** 976 (1995)
53. Feynman R P *Statistical Mechanics* (Reading Mass.: Benjamin, 1972) Ch. 11 [Фейнман Р П *Статистическая механика* (М.: Мир, 1978) Гл. 11]
54. Girvin S M, MacDonald A H, Platzman P M *Phys. Rev. Lett.* **54** 581 (1985); *Phys. Rev. B* **33** 2481 (1986)
55. MacDonald A H, Oji H C A, Girvin S M *Phys. Rev. Lett.* **55** 2208 (1985)
56. Longo J P, Kallin C *Phys. Rev. B* **47** 4429 (1993)
57. Oji H C A, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **33** 3810 (1986)
58. Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **31** 3635 (1985)
59. Dickmann S, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **71** 241310(R) (2005)
60. Kirpichev V E et al. *Phys. Rev. B* **59** R12751 (1999)
61. Kulik L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1837 (2001)
62. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **61** 12717 (2000)
63. Кулик Л В и др. *ЖЭТФ* **122** 1074 (2002)
64. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **61** 1712 (2000); **66** 073306 (2002)
65. Tselis A C, Quinn J J *Phys. Rev. B* **29** 3318 (1984)
66. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1633 (1989)
67. Gammon D et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1884 (1992)
68. Ernst S et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 4029 (1994)
69. Ando T *Phys. Rev. B* **19** 2106 (1979)
70. Batke E, Weimann G, Schlapp W *Phys. Rev. B* **43** 6812 (1991)
71. Brozak G et al. *Phys. Rev. B* **47** 9981 (1993)
72. Бисти В Е *Письма в ЖЭТФ* **69** 543 (1999)
73. Бисти В Е *Письма в ЖЭТФ* **73** 25 (2001)
74. Marmorkos I K, Das Sarma S *Phys. Rev. B* **48** 1544 (1993)
75. Wendler L, Pechstedt R J. *Phys. Condens. Matter* **2** 8881 (1990)
76. Avron J E, Herbst I W, Simon B *Ann. Phys. (New York)* **114** 431 (1978)
77. Товстоног С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **78** 1151 (2003)
78. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **71** 165303 (2005)
79. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **70** 033304 (2004)
80. Товстоног С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 592 (2002)
81. Товстоног С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 54 (2004)
82. Jain J K, Das Sarma S *Phys. Rev. B* **36** 5949 (1987)
83. Gumbs G, Aïzin G R *Phys. Rev. B* **51** 7074 (1995)
84. Gorbatsevich A A, Tokatly I V *Semicond. Sci. Technol.* **13** 288 (1998)
85. Bootsma M-T et al. *Phys. Rev. B* **67** 121309(R) (2003)
86. Aïzin G R, Gumbs G *Phys. Rev. B* **54** 2049 (1996)
87. Reboredo F A, Proetto C R *Phys. Rev. Lett.* **79** 463 (1997)
88. Bolcatto P G, Proetto C R *Phys. Rev. Lett.* **85** 1734 (2000)
89. Das Sarma S, Hwang E H *Phys. Rev. Lett.* **81** 4216 (1998)
90. Decca R et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1506 (1994)
91. Kukushkin I V et al. *Nature* **415** 409 (2002)
92. Kang M et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 546 (2000)
93. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2701 (1988)
94. Luin S et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 236802 (2003)

Inelastic light scattering spectroscopy of electron systems in single and double quantum wells**L.V. Kulik, V.E. Kirpichev**

*Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
Tel. (7-496) 522-25 72. Fax (7-496) 524-9701
E-mail: kulik@issp.ac.ru, kirpitch@issp.ac.ru*

Inelastic light scattering is used to study the spectra of neutral excitations and magnetoexcitations in single and double quantum wells. New excitation branches in charge, spin, and charge-spin densities are observed. It is shown that various electron and phonon excitation modes interact with one another to form hybrid modes. Exchange and correlation corrections for the combined resonance energies in the integer and fractional Hall effects are estimated. The effect of spatial inversion asymmetry on the excitation spectra of single-particle and collective excitations is considered.

PACS numbers: **73.21.-b, 73.22.-f, 73.43.Lp, 78.67.-u**

Bibliography — 94 references

*Received 6 September 2005, revised 11 October 2005**Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **176** (4) 365–382 (2006)*Physics – Uspekhi* **49** (4) (2006)