

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Кулик Леонид Викторович

**ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ
МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА**

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук

Черноголовка 2006

Содержание

Введение	5
1 Литературный обзор	11
1.1 Спектр возбуждений в трехмерных электронных системах	11
1.2 Спектр возбуждений в квазидвумерных электронных системах	15
1.2.1 Внутриподзонные возбуждения	17
1.2.2 Межподзонные возбуждения	22
1.3 Квазидвумерные электронные системы в квантующем магнитном поле	27
1.3.1 Электрон в магнитном поле	27
1.3.2 Целочисленный квантовый эффект Холла	30
1.3.3 Дробный квантовый эффект Холла	32
1.4 Спектр магнетовозбуждений в двумерной электронной системе	34
1.5 Двойные электронные слои	44
1.6 Спектр возбуждений двойных электронных слоев	48
2 Образцы и экспериментальная техника	59
2.1 Теоретические основы неупругого рассеяния света электронами в полупроводниках	59
2.2 Экспериментальная методика	66
2.3 Образцы	73

2.4	Управление концентрацией в двумерных электронных системах	75
3	Комбинированные циклотронные возбуждения в одиночных квантовых ямах	78
3.1	Комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе	80
3.2	Комбинированные возбуждения в состоянии холловского ферромагнетика	85
3.3	Циклотронная спиновая волна	96
3.4	Спин-триплетные возбуждения в четных целочисленных состояниях КЭХ	101
4	Межподзонные магнетовозбуждения в одиночных квантовых ямах	110
4.1	Межподзонные магнетовозбуждения с нулевым обобщенным импульсом	111
4.2	Взаимодействие межподзонных бернштейновских мод с главными межподзонными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности	116
4.3	Взаимодействие главных и бернштейновских мод с LO-фонами	123
4.4	Антифазные межподзонные моды	127
4.5	Межподзонные возбуждения в параллельном магнитном поле	136

4.6	Межподзонные возбуждения в наклонном магнитном поле	145
5	Коллективные и одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах с туннельной связью	151
5.1	Одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах	154
5.2	Плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах . . .	169
5.3	Влияние параллельного магнитного поля на плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах	184
5.4	Магнетоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах	190
6	Заключение	201
7	Список публикаций по теме диссертационной работы	205
	Список цитируемой литературы	209

Введение

Исследование полупроводниковых низкоразмерных электронных систем в течение последних десятилетий является одним из наиболее актуальных и интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела. В первую очередь, это связано с открытием принципиально новых фундаментальных физических явлений – целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [1, 2]. Кроме того, достигнутый прогресс в области технологии приготовления образцов позволил уменьшить характерные размеры элементов полупроводниковых структур до масштаба, сравнимого с межатомным расстоянием, а число электронов, участвующих в работе полупроводниковых устройств, достигло нескольких десятков и даже единиц. Поэтому внедрение технологии столь высокого уровня оказалось тесно связано с развитием квантомеханической теории низкоразмерных электронных систем. Специфика такого рода объектов заключается в том, что из-за пространственного ограничения роль кулоновских корреляций между электронами в них существенно возрастает.

Для описания сильно взаимодействующих многоэлектронных систем обычно используется представление об элементарных возбуждениях, как квазичастицах, предложенное Ландау еще в 1941 году [3]. В рамках 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 $\hbar/2$, соответствующими эффек-

тивными массами и временами жизни. 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, а ее плотность состояний – константой, зависящей только от эффективной массы электронов. Спектр возбуждений двумерной электронной системы обладает рядом уникальных особенностей. Появляются новые ветви возбуждений: внутри нижней размерноквантованной подзоны (внутриподзонные или собственно двумерные) и с изменением индекса подзоны (межподзонные), исследование которых дает прямую информацию о природе многочастичного кулоновского взаимодействия в двумерных электронных системах.

В последнее время в исследовании двумерных 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, разделенными узким потенциальным барьером. Наличие двух слоев приводит к появлению дополнительной степени свободы – псевдоспина, связанной с возмож-

ностью электронов изменять слоевой индекс. Кулоновские корреляции между электронами разных слоев могут приводить к таким интересным физическим явлениям как кулоновское увлечение, ферромагнетизм, сверхпроводимость и Вигнеровская кристаллизация.

Несмотря на обширную теоретическую литературу, посвященную возбуждениям в одиночных и двойных электронных слоях, экспериментальные работы сводятся, по существу, к магнитотранспортным исследованиям основного состояния. Это связано с тем, что большинство возбуждений неактивны в процессах поглощения электромагнитного излучения и не детектируются стандартными методами ИК-спектроскопии. Поэтому все большую актуальность приобретают исследования двумерных систем методом неупругого рассеяния света. В отличие от активационного транспорта, дающего информацию о структуре состояний вблизи уровня Ферми, неупругое рассеяние света является наиболее точным методом для исследования всего энергетического спектра двумерных электронных систем. Более того, это – прямой метод исследования дисперсии электронных возбуждений.

Целью диссертационной работы является описание спектра и дисперсии коллективных возбуждений и магнетовозбуждений в одиночных и двойных электронных слоях методом неупругого рассеяния света. Для этого разработан новый многосветоводный метод, позволяющий измерять сигнал неупругого рассеяния света с большими импульсами передачи в сильных магнитных полях (до 20 Т) и при низких температурах (до 30 мК).

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту

1. Измерены энергии комбинированных возбуждений в двумерных электронных системах, связанных с одновременным изменением орбитального и спинового квантового числа. Обнаружено новое возбуждение спиново-зарядового типа. Измерены обменные поправки к энергиям комбинированных возбуждений в ультраквантовом пределе и в состояниях четного и нечетного целочисленного квантового эффекта Холла. Показано, что комбинированные возбуждения в состояниях четного целочисленного квантового эффекта Холла являются низжайшими по энергии.
2. Исследована модификация спектра межподзонных возбуждений магнитным полем. Экспериментально проверен аналог теоремы Кона для межподзонных возбуждений. Обнаружены новые ветви межподзонных магнетовозбуждений, связанные с многокомпонентной природой основного состояния электронной системы с несколькими заполненными уровнями Ландау. Измерены дисперсионные зависимости межподзонных возбуждений, и получена информация о коллективных свойствах двумерных электронных систем, о взаимодействии коллективных возбуждений различной природы и о взаимодействии электронных и фононных подсистем квантовых ям.
3. Исследовано влияние параллельного магнитного поля на энергии межподзонных возбуждений и магнетовозбуждений. Показано, что

форма дисперсионной зависимости межподзонных возбуждений при произвольной ориентации магнитного поля определяется только перпендикулярной компонентой магнитного поля. Параллельная же компонента сдвигает дисперсионную зависимость в импульсном пространстве. Используя параллельное магнитное поле измерена дисперсия межподзонных магнетовозбуждений в области импульсов, недостижимых в стандартных экспериментах по неупругому рассеянию света.

4. Обнаружен новый класс одночастичных возбуждений в двойных электронных слоях с туннельной связью между слоями. Измерен закон дисперсии и зависимость энергий данных возбуждений от степени разбалансировки слоев. Предложен новый спектроскопический метод определения степени разбалансировки двойных слоев. Измерены щели в спектре коллективных и одночастичных возбуждений, связанные с туннельным расщеплением.
5. Исследованы плазменные моды в симметричном и асимметричном состояниях двойных слоев, а также модификация этих мод при переходе от симметричного к асимметричному состоянию. Обнаружена и исследована новая коллективная мода – туннельный плазмон. Измерен закон дисперсии туннельного и акустического плазмонов, зависимость их энергии от электронной плотности, расстояния между слоями и степени пространственной асимметрии двойных слоев.
6. В перпендикулярном магнитном поле обнаружена гибридизация аку-

стического и оптического плазмонов с циклотронной модой и исследованы свойства гибридных магнетоплазменных возбуждений в двойных электронных слоях. Изучен спектр коллективных магнетовозбуждений в двойных электронных слоях с туннельной связью. Обнаружены магнетовозбуждения, соответствующие электронным переходам с одновременным изменением номеров уровней Ландау и индексов туннельных подзон – туннельные Бернштейновские моды.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об энергетическом спектре двумерных электронных систем в одиночных и двойных квантовых ямах, роли кулоновского взаимодействия в таких системах. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практических применений при разработке каскадных лазеров, фотодетекторов, СВЧ генераторов и приемников, а также других оптоэлектронных приборов.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на 25-й Международной конференции по физике полупроводников (Осака 2000 г.), на 14-й Международной конференции по электронным свойствам двумерных систем (Прага 2001 г.), на VI Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург 2003 г.), на VII Российской конференции по физике полупроводников (Звенигород 2005 г.), а также на научных семинарах ИФТТ РАН и MPI-FKF (Штуттгарт, Германия).

1 Литературный обзор

1.1 Спектр возбуждений в трехмерных электронных системах

Для построения теории возбуждений в системе сильно взаимодействующих электронов, существуют две модели: модель ферми газа и модель ферми жидкости. В первом случае n электронов заполняют при $T = 0$ К сферу с радиусом $p_F = \hbar(3\pi^2n)^{1/3}$. Возбужденный электрон переходит на один из свободных уровней, расположенных выше $E_F = p_F^2/(2m_0)$, и ведет себя как частица с зарядом $-e$, спином $\hbar/2$, массой m_0 и импульсом p , определяющим ее положение в p -пространстве. Античастица имеет заряд $+e$, массу m_0 , спин $\hbar/2$. При равенстве нулю взаимодействия между электронами время жизни частиц равно бесконечности. Во второй концепции электроны, вообще говоря, нельзя рассматривать как частицы. Однако, при $T = 0$ К они заполняют в p -пространстве такой же объем с радиусом p_F , как и свободные электроны. Возбужденное состояние ферми жидкости описывается слабо взаимодействующими квазичастицами с зарядами $-e$ и $+e$, спином $\hbar/2$, массами m'_r и m'_a и временами жизни τ_r и τ_a , а положение квазичастиц в p -пространстве можно характеризовать импульсом p . Таким образом, обе модели отличаются только величиной массы и временем жизни возбужденных состояний. Концепция квазичастиц позволила свести сложную динамику системы сильно взаимодействующих частиц к более простой динамике совокупности квазинезависимых объектов. В методе самосогласованного поля такими объектами были сами частицы системы, что позволило описать

лишь самосогласованную часть взаимодействия между ними. Переход к квазичастицам дает возможность учесть оставшуюся корреляционную часть взаимодействия. Практически проблема была сведена к рассмотрению газоподобной системы квазичастиц, что позволяет описывать равновесные и неравновесные свойства систем с сильным взаимодействием с помощью относительно простых методов статистической термодинамики и кинетики газов. Квазичастичное описание применимо к возбуждениям лежащим близко к поверхности Ферми, так как только такие возбуждения обладают достаточно большими временами жизни. Это следует непосредственно из принципа Паули, ограничивающего область фазового пространства, в которой возможны столкновения между возбуждениями. Таким образом, квазичастица – это особый долгоживущий многочастичный комплекс, который в отличие от обычных частиц, составляющих систему, слабо взаимодействует со своим окружением. Квазичастица находится в определенном квантовом состоянии со своей волновой функцией, энергией, импульсом, спином и т.д., двигаясь как целое подобно обычной частице.

Квазичастицы делятся на два класса. *Одночастичное возбуждение* представляет собой обычную частицу, окруженную “облаком” – совокупностью других возбуждений системы, которые квазичастица вовлекает в свое движение. При выключении взаимодействия квазичастица теряет облако, превращаясь в “голую” частицу. Примером одночастичных возбуждений могут служить электрон проводимости в твердом теле (в ионном кристалле он может увлечь за собой созданную им же самим поля-

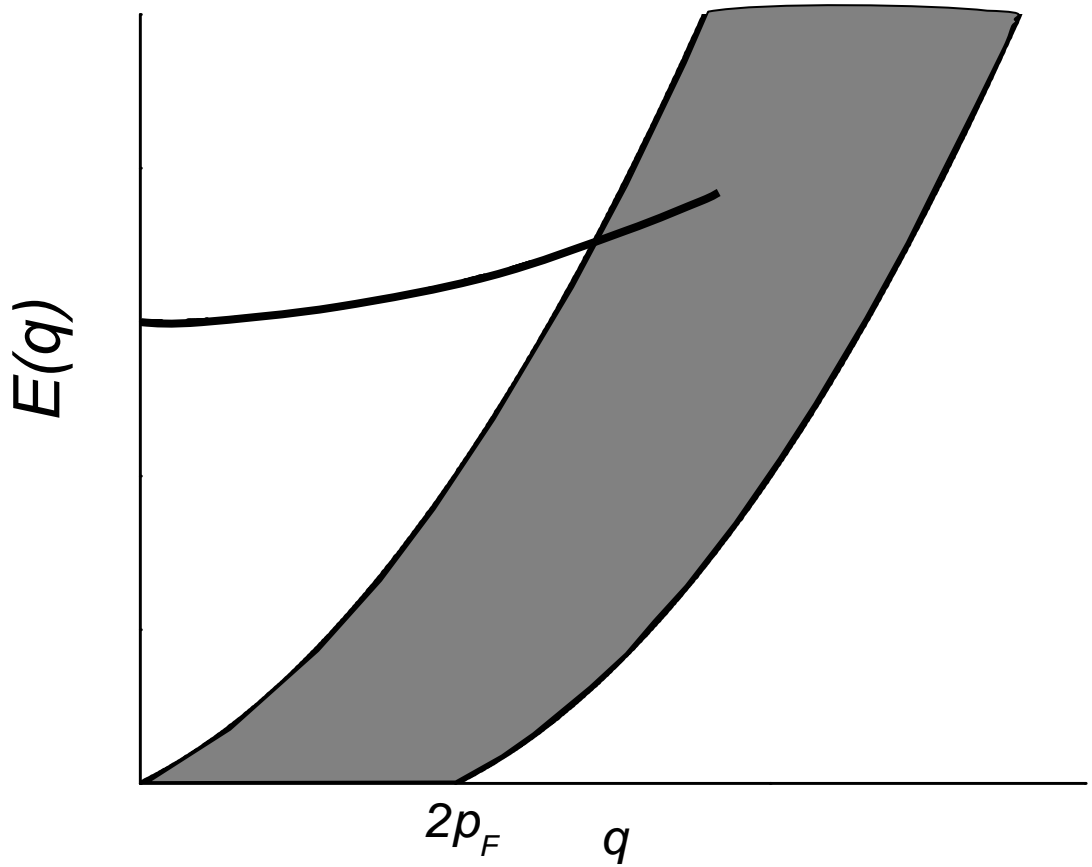


Рис. 1.1: Дисперсия одночастичных и плазменных возбуждений в электронной системе.

В электронной системе одночастичным возбуждениям, можно сопоставить следующий элементарный акт: электрон с эффективной массой m^* внутри ферми-сферы приобретает дополнительный импульс q и переходит из состояния с импульсом p в одно из свободных состояний вне сферы с импульсом p' . Если энергетический спектр электронов описывается квадратичной дисперсионной зависимостью, континуум одночастичных возбуждений лежит в области неотрицательных энергий

$$E(q) = \frac{(\mathbf{p} + \mathbf{q})^2}{2m^*} - \frac{p^2}{2m^*} = \frac{2(\mathbf{p}\mathbf{q}) + q^2}{2m^*}, \quad (1)$$

причем $p \leq p_F$, а $|\mathbf{p} + \mathbf{q}| \geq p_F$, т.е. спектр ограничен двумя кривыми:

$$-v_F q + \frac{q^2}{2m^*} \leq E(q) \leq v_F q + \frac{q^2}{2m^*}. \quad (2)$$

Наряду с одночастичными возбуждениями в электронных системах кристаллов существуют плазменные колебания плотности заряда, которые являются коллективными возбуждениями. В основном состоянии электроны полностью компенсируют положительный заряд ионов решетки. Пусть n – среднее число электронов в единице объема кристалла, соответствующее такому нейтральному состоянию. Отклонение числа электронов δn от среднего значения n приводит к нарушению нейтральности и появлению электрических сил, восстанавливающих равновесие. Так возникают колебания плотности электронов относительно среднего значения n .

В простейшей теории плазменных колебаний в твердых телах, развитой Бомом и Пайнсом [4, 5], положительные ионы твердого тела заменяются однородно распределенным положительным зарядом с плотностью, равной средней плотности заряда электронов. Такая модель твердого тела называется моделью "желе". Валентные электроны и электроны проводимости рассматриваются как электронный газ, разрежение и сжатие которого относительно среднего значения приводят к продольным колебаниям. Эти элементарные возбуждения, обусловленные кулоновским взаимодействием между электронами и положительными ионами, получили название плазменных волн. Кванты плазменных волн называют плазмонами. Закон дисперсии плазменных колебаний в области малых

значений импульсов q

$$\omega^2(q) = \omega_p^2 + \frac{\gamma}{mn} q^2. \quad (3)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m$ – квадрат плазменной частоты, γ – модуль упругости электронного газа без учета зарядов. При $e \rightarrow 0$ электростатические эффекты исчезают и $\omega(q) \approx q\sqrt{\gamma/mn} = \omega_{ac}(q)$. Такая зависимость совпадает с законом дисперсии для звуковых волн, распространяющихся в газе со скоростью $\sqrt{\gamma/mn}$. По оценкам $\omega_{ac} = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, а $\omega_p = 5 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ или $\hbar\omega_p \approx 12 \text{ эВ}$. Следовательно, $\omega_p \gg \omega_{ac}$ и дисперсия плазменных волн очень мала.

1.2 Спектр возбуждений в квазидвумерных электронных системах

С уменьшением размерности твердого тела трансляционная симметрия в одном из пространственных направлений нарушается, что приводит к ряду интересных физических явлений. При определенных условиях движение электронов в одном из пространственных направлений становится квантованным, а электронная система становится эффективно двумерной. Примерами двумерных систем являются кремниевые МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) структуры и полупроводниковые A^3B^5 , A^2B^6 гетеропереходы и квантовые ямы. Наиболее известными и широко применяемыми являются квантовые ямы на основе GaAs/AlGaAs, в которых, благодаря разнице в ширине запрещенной зоны двух полупроводниковых материалов, возникает потенциальный барьер, ограничивающий движение носителей заряда по нормали к границе раздела узкой потенциаль-

ной ямой. В результате энергетический спектр разбивается на совокупность подзон размерного квантования. При этом электронная система может считаться двумерной, если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием, превышают все другие характерные энергии (энергию Ферми и энергию теплового движения). Если же энергетический спектр электронов характеризуется параболическим законом дисперсии, плотность состояний системы не зависит от энергии и определяется только величиной эффективной массы электронов. Наиболее важным отличием двумерных систем от трехмерных является высокая подвижность электронов в квантовой яме, как следствие пространственного разделения легирующего слоя примесей и квантовой ямы, куда "сваливаются" электроны с доноров в барьере. Электроны в квантовой яме движутся в плоскости без рассеяния на ионизованных донорах. В современных структурах подвижности достигают $3 \cdot 10^7$ см²/(В·с) при концентрации электронов $\sim 10^{11}$ см⁻². Концентрацию электронов при этом можно изменять контролируемым образом с помощью поверхностных металлических затворов.

Электрон-электронное взаимодействие, уменьшение размерности полупроводниковых структур и увеличение подвижности носителей приводят к радикальному изменению спектра элементарных возбуждений в двумерных структурах [6]. Существуют два типа возбуждений, физические свойства которых совершенно различны:

1. Внутриподзонные возбуждения (внутри одной подзоны размерного

кавантования);

2. Межподзонные возбуждения (возбуждения, связанные с переходами между различными подзонами размерного квантования).

1.2.1 Внутриподзонные возбуждения

Спектр внутриподзонных одночастичных возбуждений совпадает со спектром одночастичных возбуждений в трехмерных системах. Что касается плазменных возбуждений, то их дисперсионные зависимости качественно различны. Двумерный плазмон – это бесщелевая мода с корневой дисперсионной зависимостью. Закон дисперсии был получен Стерном в 1967 году [7], а экспериментально плазменные возбуждения в двумерной системе были обнаружены через 10 лет в системе электронов на поверхности жидкого гелия [8] и в кремниевых МДП структурах [9, 10].

Энергия двумерных плазмонов может быть найдена из полюсов поляризационной функции, полученной в приближении хаотических фаз. Общее выражение для поляризации, обусловленной действием полного внешнего и индуцированного электрического поля

$$\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$$

на электроны, лежащие в плоскости $z = 0$, можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{P}(\mathbf{q}, \omega) = \chi(\mathbf{q}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) \delta(z), \quad (4)$$

χ – поляризационная функция системы, определяемая формулой [11]:

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{e^2}{q^2 L^2} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \sum \frac{f_0(E_{\mathbf{k}}) - f_0(E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})}{E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - E_{\mathbf{k}} - \hbar\omega - i\hbar\alpha}, \quad (5)$$

где f_0 – функция распределения Ферми-Дирака, L^2 – площадь, занимаемая системой, а суммирование проводится по всем одноэлектронным состояниям с волновым вектором \mathbf{k} и энергией $E_{\mathbf{k}}$.

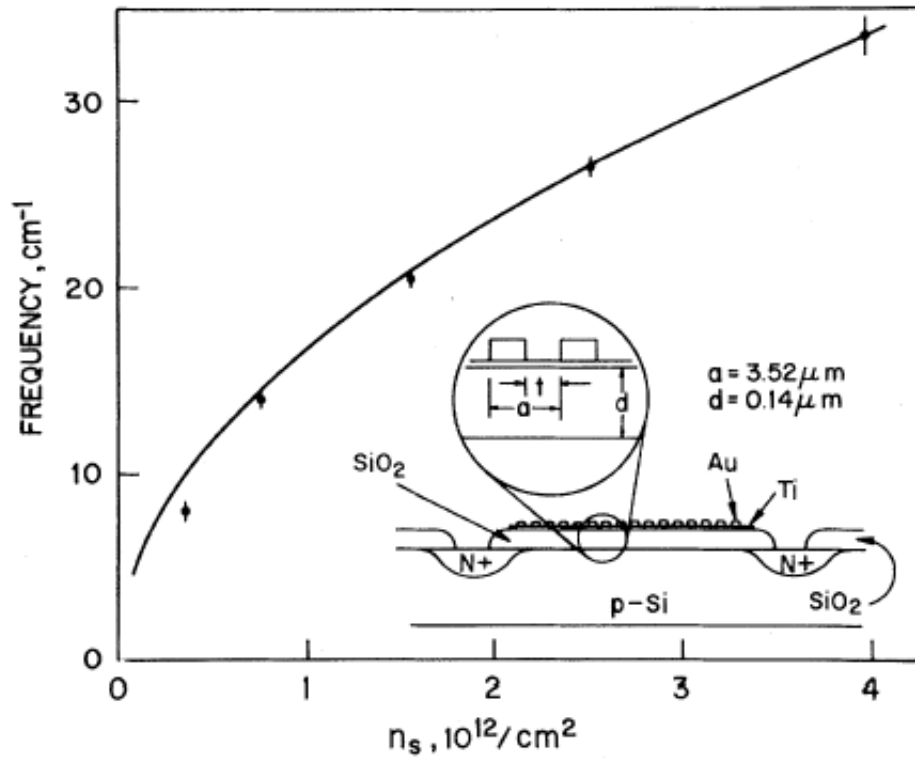


Рис. 1.2: Энергия размерноплазменного резонанса в зависимости концентрации в электронном канале кремниевой МДП структуры, эксперимент (точки) и расчет (сплошная линия) из работы [9]. Характерные размеры периодической модуляции указаны на вставке.

Выражение (5) для поляризуемости двумерной электронной системы с концентрацией n_s , законом дисперсии $E_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m$ и фермиевским волновым вектором k_F имеет особенно простой вид. В случае когда $m\omega \gg \hbar q k_F$, поляризуемость уменьшается до значения, соответствующего свободному электронному газу $\chi = -n_s e^2 / m\omega^2$. Если предположить, что электроны инверсного слоя расположены на плоскости $z = 0$, помещенной в однородную среду со статистической диэлектрической про-

нищаемостью ϵ , тогда диэлектрическая проницаемость для продольного возбуждения в плоскости электронов равна

$$\epsilon(\mathbf{q}, \omega) = \epsilon + 2\pi\beta\chi(\mathbf{q}, \omega), \quad (6)$$

где $\beta^2 = q^2 - \epsilon\omega^2/c^2$. Условие существования плазмонов с частотой ω определяется из дисперсионного уравнения

$$\epsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0, \quad (7)$$

решение которого имеет вид

$$q^2 - \frac{\epsilon\omega^2}{c^2} = \left(\frac{m\epsilon\omega^2}{2\pi n_s e^2} \right)^2, \quad (8)$$

т.е. энергия плазмона пропорциональна квадратному корню волнового вектора. В пределе больших длин волн, когда $q < 2\pi n_s e^2/mc^2$, правая часть равенства (8) пренебрежимо мала и $q \approx \epsilon^{1/2}\omega/c$, что соответствует дисперсии световой волны в среде с показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ (эффекты запаздывания). С учетом эффектов запаздывания дисперсия двумерного плазмона имеет вид

$$q^2 = \epsilon\omega^2/c^2 + \left(\frac{\omega^2}{2\pi n_s e^2/m^*\epsilon} \right)^2. \quad (9)$$

Эффекты запаздывания становятся существенны при малых импульсах плазмонов, когда их фазовая скорость приближается к скорости света. Для типичных параметров гетероструктур GaAs/AlGaAs это происходит при $q = 10\text{cm}^{-1}$ и частоте 10–30 ГГц. Наблюдение двумерных плазмонов на таких низких частотах было невозможно несколько лет тому назад, поскольку из-за плохого качества структур ширина линии плазменного резонанса составляла около 100 ГГц. В последние десять

лет качество образцов значительно улучшилось. Подвижность двумерных электронов выросла на несколько порядков, а ширина линии плазменного резонанса уменьшилась до 3 ГГц. Все это позволяет исследовать плазменный резонанс на низких частотах в длинноволновом пределе и открывает возможности для исследования эффектов запаздывания. В работе [12] было впервые продемонстрировано, что в системе двумерных электронов с большой подвижностью при малых импульсах существуют слабо затухающие гибридные плазмон-поляритонные моды (связанные состояния плазмонов со светом), энергии которых описывается формулой (9) (Рис 1.3). В случае более коротких длин волн эффектами запаздывания можно пренебречь и разложить поляризуемость в ряд по параметру q/ω следует

$$\omega_p^2 \sim \frac{2\pi n_s e^2 q}{m\epsilon} + \frac{3}{4} q^2 v_F^2. \quad (10)$$

Выражение для эффективной диэлектрической проницаемости получено в предположении, что плоскость, которую занимает электронная система, помещена в однородную среду. 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 обычно тоже имеются металлические электроды.

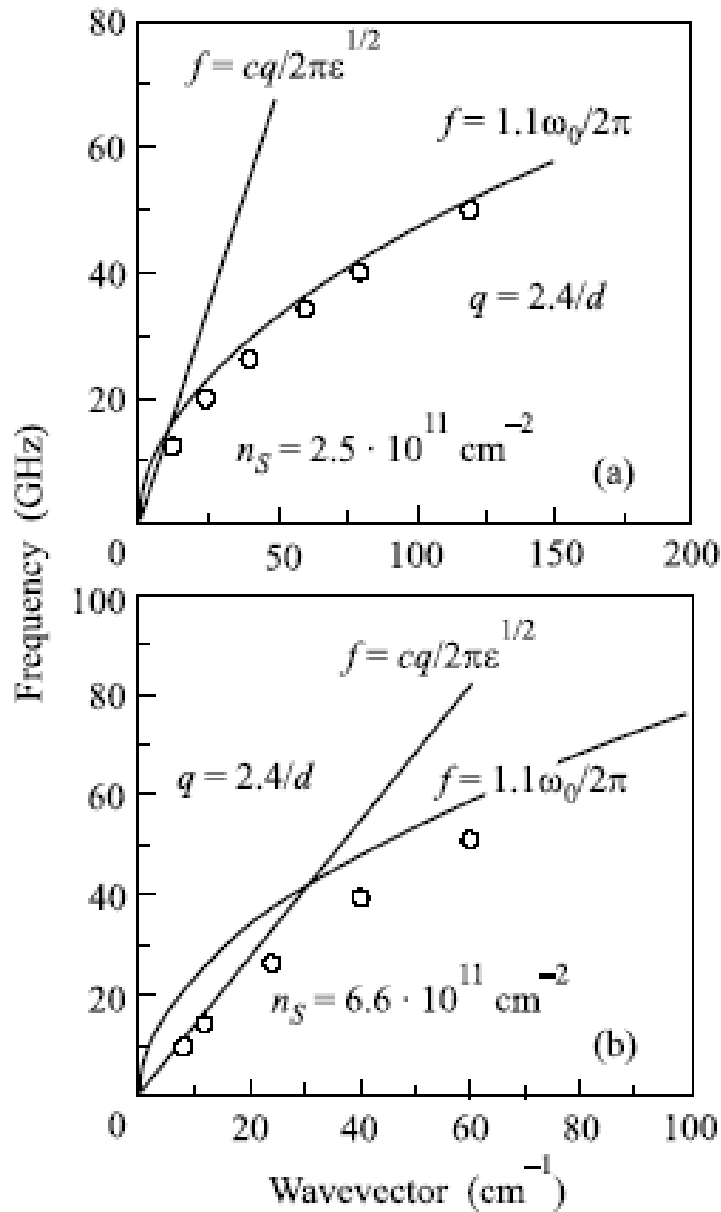


Рис. 1.3: дисперсионные зависимости плазмон-поляритонной моды для двух различных электронных плотностей ($2.5 \cdot 10^{11}$ (а) и $6.6 \cdot 10^{11}$ (б) cm^{-2}) (точки). Для сравнения изображена дисперсия света $\omega = 2\pi f = cq/\sqrt{\epsilon}$ и дисперсия двумерного плазмона без учета эффектов запаздывания (10) (сплошные линии) из работы [12]. При маленьких концентрациях дисперсия соответствует закону двумерного плазмона, в то время как значительное смешивание между плазменной и световой модами имеет место при больших концентрациях электронов (случай (б)).

Существование проводящих границ изменяет дисперсионное соотношение для плазмона. Если пренебречь эффектами запаздывания, то плаз-

менная частота определяется выражением [13]

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_s e^3 q}{m(\epsilon_{\text{ПП}} \operatorname{cth} qd_{\text{ПП}} + \epsilon_{\text{диэл}} \operatorname{cth} qd_{\text{диэл}})}, \quad (11)$$

где $d_{\text{диэл}}$ и $d_{\text{ПП}}$ – соответственно толщина диэлектрика и эффективная толщина полупроводника. При $\omega \sim \omega_p$ объем полупроводника можно рассматривать или как металл, например в случае высокой объемной плотности свободных носителей, или как диэлектрик, например при низких температурах, когда свободные носители выморожены. В первом случае эффективная толщина полупроводника $d_{\text{ПП}}$ равна толщине обедненного слоя z_d ; во втором случае $d_{\text{ПП}}$ равна или бесконечности, или толщине полупроводника. Если $qz_d \gtrsim 1$, то $\operatorname{cth} qz_d \approx 1$ и соотношение (11) приобретает известный более простой вид [14]. Если $qd_{\text{ПП}} < 1$, то $qd_{\text{диэл}} < 1$, так что гиперболический котангенс можно заменить величиной, обратной его аргументу, тогда

$$\omega_p^2 \sim q \frac{4\pi n_s e^2 / m}{\epsilon_{\text{ПП}} / d_{\text{ПП}} + \epsilon_{\text{диэл}} / d_{\text{диэл}}}. \quad (12)$$

1.2.2 Межподзональные возбуждения

Межподзональные возбуждения не имеют прямых аналогов ни в трехмерных ни в двумерных электронных системах, так как связаны с ограниченным в пространстве движением перпендикулярно двумерной системе. Спектр межподзонных одночастичных возбуждений представляет собой набор континуумов разделенных межподзональными энергиями $\hbar\omega_{0i}$:

$$E^i(q) = \hbar\omega_{0i} + \frac{(\mathbf{p} + \mathbf{q})^2}{2m^*} - \frac{p^2}{2m^*} = \hbar\omega_{0i} + \frac{2(\mathbf{p}\mathbf{q}) + q^2}{2m^*}, \quad (13)$$

$p \leq p_F$, $|\mathbf{p} + \mathbf{q}| \geq p_F$. Помимо одночастичных возбуждений существуют коллективные ветви возбуждений зарядовой и спиновой плотности. Поскольку число подзон размерного квантования и, соответственно, различных межподзонных возбуждений в реальных двумерных системах велико, рассмотрим только главные ветви, связанные с электронными переходами из основной в первую возбужденную размерноквантованную подзону. Описание остальных ветвей можно провести по аналогии с главными.

Спектр межподзонных возбуждений состоит из двух коллективных возбуждений экситонного типа: главных возбуждений зарядовой и спиновой плотности, CDE и SDE, и континуума одночастичных возбуждений (SPE) (Рис. 1.4) [15, 16, 17, 18]. Возбуждения CDE и SDE можно рассматривать, как синглетное и триплетное состояния экситона, образованного электроном в возбужденной подзоне и дыркой под уровнем Ферми электронов основной подзоны. В отличие от случая экситона Ванье-Мотта, CDE и SDE невырождены, так как в энергию CDE входит энергия макроскопической поляризации электронной системы (деполяризационный сдвиг). Вектор поляризации осциллирует в направлении, перпендикулярном импульсу CDE, поэтому, возбуждения зарядовой плотности можно считать электронным аналогом ТА-фононов.

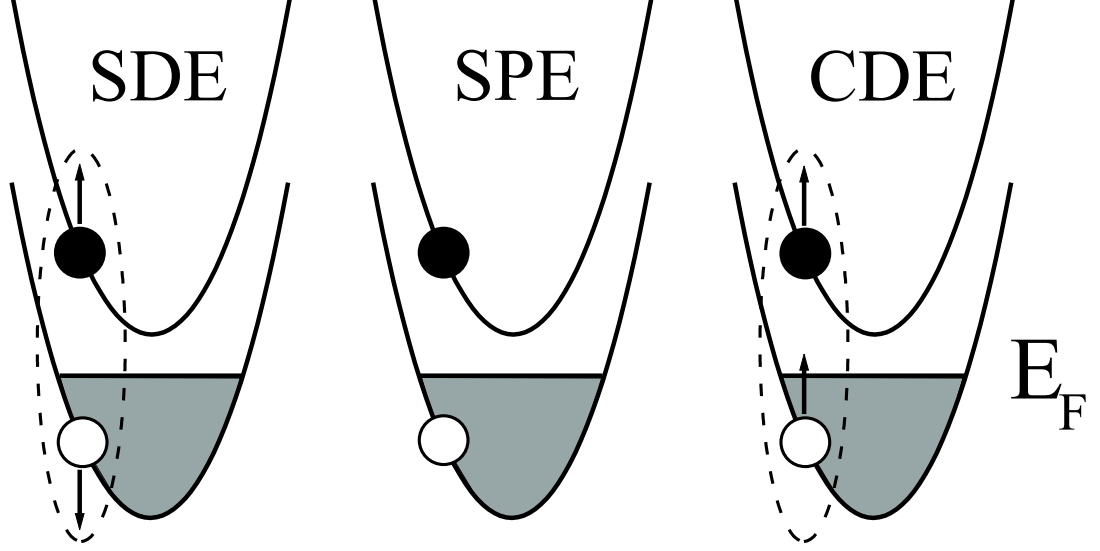


Рис. 1.4: Схематически показаны возможные типы межподзонных возбуждений, одночастичные возбуждения (SPE) и коллективные возбуждения зарядовой (CDE) и спиновой (SDE) плотности.

Энергии коллективных возбуждений можно получить в приближении локальной плотности (LDA). Волновые функции электронов в этом случае факторизуются $\psi(\mathbf{r}, z) = \psi(\mathbf{r})\phi(z)$, причем энергии подзонного квантования (E_n) и компоненты волновых функций вдоль оси роста квазидвумерной структуры ($\phi(z)$) находятся самосогласованно из одномерных уравнений Кона-Шема и Пуассона

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} + V_{Conf}(z) + V_H(z) + V_{XC}(z)\right]\phi(z) = E_n\phi(z), \quad (14)$$

$$\frac{d^2}{dz^2}V_H(z) = \frac{-4\pi e^2}{\epsilon}[n(z) - N_D(z)], \quad (15)$$

где $V_{Conf}(z)$ —ограничивающий потенциал структуры, $V_H(z)$ и $V_{XC}(z)$ —самосогласованные Хартри и обменно-корреляционные потенциалы, ϵ —диэлектрическая проницаемость материала структуры, $N_D(z)$ —плотность ионизованных доноров в барьере, $n(z) = n_s|\phi(z)|^2$. Энергии коллектив-

ных возбуждений находятся из полюсов межподзонной части полной поляризационной функции

$$\tilde{\chi}_i^{10}(q, \omega) = \frac{\chi^{10}(q, \omega)}{1 - \gamma_i(q)\chi^{10}(q, \omega)}, \quad (16)$$

где $\chi^{10}(q, \omega)$ – межподзонная поляризационная функция электронной системы без взаимодействия [19]

$$\tilde{\chi}^{10}(q, \omega) = -\frac{m}{\pi\hbar^2} \left\{ 1 + \frac{\omega_{01}}{\omega_q} - \left[\left(\frac{\omega + \omega_{01}}{2\omega_q} + \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{\omega_f}{\omega_q} \right]^{1/2} + \left[\left(\frac{\omega - \omega_{01}}{2\omega_q} - \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{\omega_f}{\omega_q} \right]^{1/2} \right\}, \quad (17)$$

$\hbar\omega_f = \pi\hbar n/m$, $\hbar\omega_q = \hbar^2 q^2/2m^*$, а $\hbar\omega_{01} = E_1 - E_0$ – энергетическое расщепление между основной и первой возбужденной подзонами размерного квантования. Параметр γ_i определяется деполяризационным сдвигом и обменно-корреляционной энергией (β_i)

$$\gamma_{CD}(q) = V(q) - \beta_{CD}, \quad \gamma_{SD}(q)\chi^{10}(q, \omega) = -\beta_{SD}.$$

Деполяризационный сдвиг и обменно-корреляционная энергия равны

$$V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \int dz_1 \int dz_2 \psi_0(z_1)\psi_1(z_1)e^{-q|z_1-z_2|}\psi_0(z_2)\psi_1(z_2), \quad (18)$$

$$\beta_i = \int dz \psi_0^2(z)U_i(z)\psi_1^2(z), \quad (19)$$

$$U_i(z) = \left. \frac{\partial V_i}{\partial \rho_i} \right|_{\rho_{CD}=n_s\psi_0^2(z), \rho_{SD}=0},$$

где V_i – обменно-корреляционный потенциал [20], а ρ_i – либо трехмерная плотность электронов $\rho_{CD} = \rho_\uparrow + \rho_\downarrow$, либо спиновая плотность $\rho_{CD} = \rho_\uparrow - \rho_\downarrow$ ($\rho_\uparrow, \rho_\downarrow$ – плотности спиновых подсистем). Качественно спектр квазидвумерных возбуждений показан на Рис. 1.5.

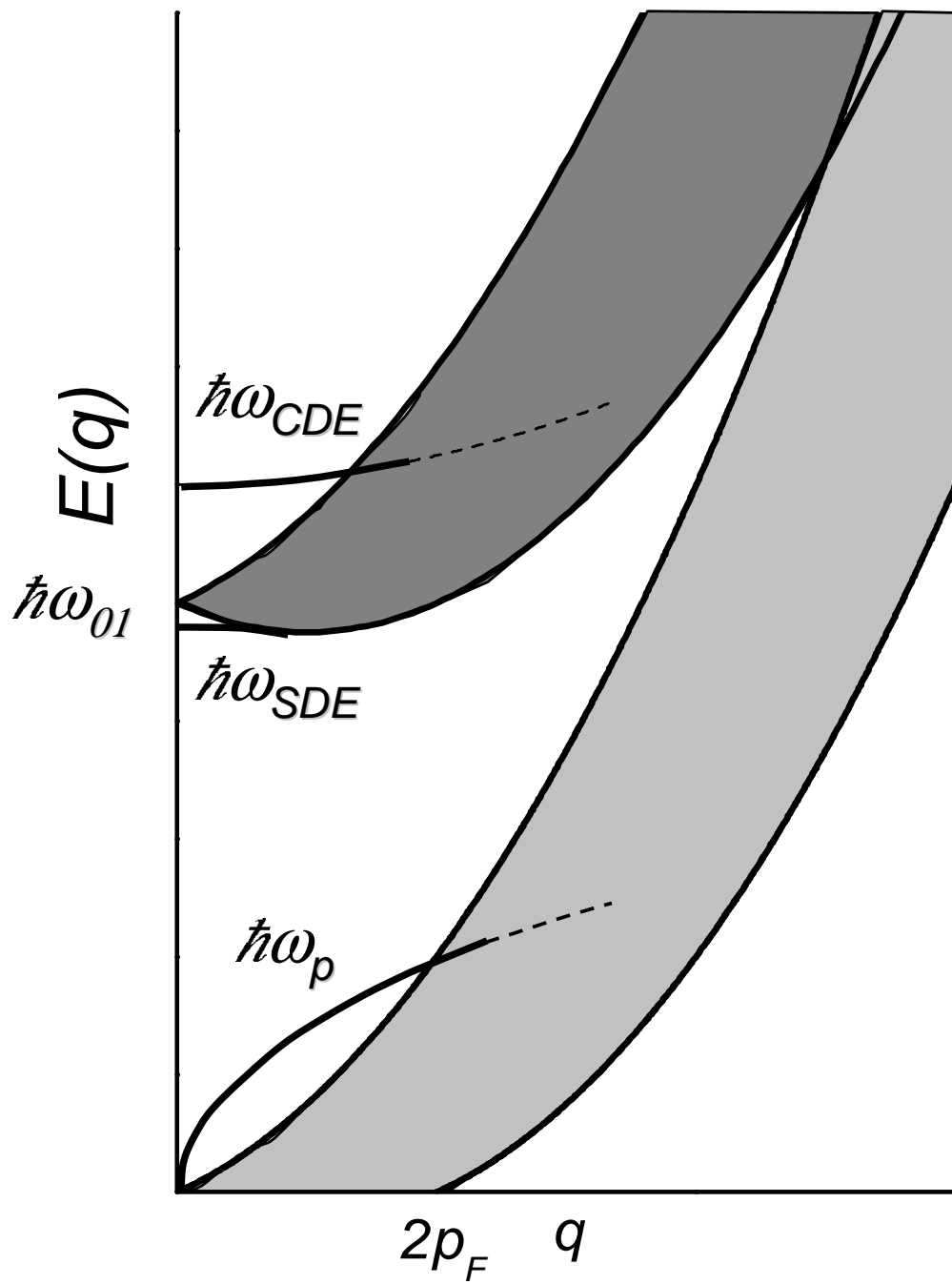


Рис. 1.5: спектр возбуждений в квазидвумерной электронной системе.

1.3 Квазидвумерные электронные системы в квантующем магнитном поле

1.3.1 Электрон в магнитном поле

Перейдем к рассмотрению вопроса об изменении спектра возбуждений квазидвумерных электронных систем в магнитном поле, для чего необходимо рассмотреть задачу о движении электрона в магнитном поле. В свободном пространстве на электрон, движущийся со скоростью \mathbf{v} в магнитном поле с напряженностью \mathbf{B} , действует сила Лоренца:

$$\mathbf{F} = -\frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{B}],$$

Сила \mathbf{F} перпендикулярна вектору скорости электрона и, следовательно, не меняет его энергию. Электрон движется по спирали с постоянной составляющей скорости \mathbf{v}_{\parallel} вдоль поля. Проекция его траектории на плоскость, перпендикулярную полю, является окружностью с ларморовским радиусом

$$R = \frac{m_0 v_{\perp} c}{e|\mathbf{B}|},$$

где m_0 – масса свободного электрона. Период обращения электрона $T = 2\pi R/v_{\perp} = 2\pi m_0 c/eB$, а круговая частота

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{eB}{m_0 c}$$

называется циклотронной частотой.

Энергия свободного электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, квантуется подобно энергии гармонического осциллято-

ра с циклотронной частотой ω_c . При некоторых условиях такое квантование наблюдается и для электронов проводимости, имеющих энергию, близкую к энергии Ферми в кристалле, находящемся в сильном однородном магнитном поле. При этом для проявления квантового характера движения электронов в кристаллах необходимо, чтобы траектории, образованные пересечением поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной полю, были замкнуты, время обращения электронов по этим траекториям было значительно больше времени релаксации, и наконец, дискретность квантовых уровней должна превышать энергию среднего теплового движения.

Для квазидвумерных электронов в квантующем магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, одночастичный Гамильтониан имеет вид:

$$H_0 = \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla + e\mathbf{A} \right)^2 + V_{\text{eff}}(z) + \frac{g^*}{2} \mu_B B \sigma_z, \quad (20)$$

где $V_{\text{eff}}(z)$ – эффективный ограничивающий потенциал ямы, $\mu_B = e\hbar/(2m_0)$ – магнетон Бора, m^* – эффективная масса электрона, g^* – фактор Ландэ, σ_z – матрица Паули. В калибровке Ландау задача на собственные значения гамильтониана (20) становится эквивалентной двум различным уравнениям: одно для размерного квантования вдоль направления z , а другое – для магнитного квантования в плоскости xy . Налагая периодические граничные условия Борна-Кармана в y направлении с единицей длины L_y и учитывая симметрию системы, одночастичная

волновая функция записывается:

$$\langle x | KNq_y\sigma \rangle = \psi_{KNq_y\sigma}(x) = (1/\sqrt{L_y})e^{iq_y y} \phi_N(x + q_y l_B^2) \varphi_K(z) \epsilon_\sigma, \quad (21)$$

где $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ – магнитная длина, ϵ_σ – два собственных значения проекции спина на ось z (спин-вверх и спин-вниз) равные $+1/2$ и $-1/2$.

Из (20) и (21) получаем энергию электрона

$$E_{KN\sigma} = E_K + E_N + g^* \mu_B B \sigma. \quad (22)$$

Энергии подзон E_k и волновые функции $\varphi_q(z)$ электронов K -ой подзоны определяются из самосопряженного решения одномерного уравнения Шредингера:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_{\text{eff}}(z) \right) \varphi_K(z) = E_K \varphi_K(z) \quad (23)$$

и уравнения Пуассона.

Наличие внешнего магнитного поля B , направленного вдоль оси z , приводит к квантованию движения носителей в плоскости, и задача сводится к нахождению собственных значений энергии и волновых функций одномерного гармонического осциллятора со смещенным центром в $X = -l_B^2 q_y$. Энергетический спектр носителей становится полностью дискретным:

$$E_N = \hbar \omega_c (N + 1/2), \quad (24)$$

$N = 0, 1, 2, \dots$ – орбитальное квантовое число. Плотность состояний такой системы представляет собой набор δ -функций, отстоящих друг от друга на циклотронную энергию. Заполнение уровня электронами характеризуется фактором заполнения ν , определяемом как отношение

концентрации электронов n_s к кратности вырождения уровня Ландау $1/2\pi l_B^2$ на единицу площади. В реальных двумерных системах взаимодействие со случайным потенциалом снимает вырождение, и уровни Ландау приобретают конечную ширину. Распределение одночастичной плотности состояний определяется характером неоднородностей, а также экранированием создаваемого ими потенциала, зависящего от фактора заполнения ν [6]. Появление щелей в электронной плотности состояний приводит к таким фундаментальным явлениям, как целочисленный и дробный квантовый эффект Холла [1, 2].

1.3.2 Целочисленный квантовый эффект Холла

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) заключается в том, что при низких температурах и сильных магнитных полях, перпендикулярных плоскости двумерной системы ($B \parallel z$), зануляется продольная компонента тензора удельного сопротивления, а продольная компонента квантуется

$$\rho_{xx} = 0, \quad \rho_{xy} = \frac{h}{e^2\nu},$$

где $\nu = n_s hc / (eB)$ – фактор заполнения уровней Ландау, целое число. Указанные равенства выполняются не в одной точке по концентрации или магнитному полю, а в некотором довольно широком диапазоне этих величин вблизи мест, где ν – целое число. В реальности указанные равенства не выполняются точно. Вместо этого в зависимостях $\rho_{xx}(H)$ наблюдаются глубокие минимумы, в которых значения ρ_{xx} при понижении

температуры уменьшаются на 4-7 порядков. Одновременно зависимости $\rho_{xy}(H)$ демонстрируют плато, на которых отклонение ρ_{xy} от постоянного значения $h/(e^2\nu)$ может составлять $10^{-6} - 10^{-8}$ и уменьшается по мере уменьшения температуры. Основные особенности целочисленного КЭХ удовлетворительно объясняются в рамках теории сильной локализации. Это объяснение базируется на энергетическом спектре двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле, который, как уже упоминалось, представляет собой набор уровней Ландау с шириной Γ , зависящей от флуктуаций случайного потенциала. При этом протяженные состояния двумерных электронов сосредоточены в узкой области вблизи центров уровней Ландау, а все остальные состояния – локализованы. При изменении фактора заполнения уровень Ферми электронов (E_F) перемещается относительно уровней Ландау. При этом, когда E_F находится в области локализованных состояний, $\sigma_{xx} = 0$ при $T = 0$, поскольку σ_{xx} определяется только электронами на поверхности Ферми. Напротив, $\sigma_{xy} \neq 0$, так как за счет дрейфа носителей в скрещенных полях E и B имеется вклад в σ_{xy} от всех подвижных состояний, имеющих на всех уровнях Ландау под поверхностью Ферми. Поскольку при изменении E_F в области локализованных состояний заполнение подвижных состояний не изменяется, то остается неизменной и величина σ_{xy} . Когда же E_F проходит область подвижных состояний, то $\sigma_{xx} \neq 0$ и происходит переход от одного плато в σ_{xy} на другое.

1.3.3 Дробный квантовый эффект Холла

Дробный квантовый эффект Холла отличается от целочисленного тем, что минимумы в ρ_{xx} и плато в ρ_{xy} наблюдаются не только при целочисленных, но и при дробных значениях фактора заполнения ν [21, 22]. Дробный КЭХ можно объяснить аналогично целочисленному, если предположить, что в энергетическом спектре электронной системы возникают дополнительные щели из-за межэлектронного взаимодействия. В этом случае основное состояние электронной системы описывается волновой функцией, предложенной Лафлиным [23]:

$$\Psi = \prod_{j < k} (z_j - z_k)^m \cdot \exp \left(- \frac{\sum_i^N |z_i|^2}{4l_H^2} \right),$$

где z_i – координата частицы в плоскости. Как было показано в работе [24] для короткодействующего потенциала межэлектронного взаимодействия, функция Лафлина описывает точное основное состояние системы взаимодействующих электронов при $\nu = 1/m$, где m – целое, нечетное число. Нечетность m возникает из принципа Паули, который требует антисимметричности волновой функции. В рамках теории Лафлина зависимость полной энергии E системы электронов от полного числа частиц N испытывает излом при прохождении величины N_f , которому отвечает дробное значение ν . Скачок производной dE/dN в точке N_f означает наличие щели. Сжимаемость системы электронов $\gamma \sim (d^2E/d\nu^2)^{-1}$ в точке излома обращается в нуль, поэтому состояние этой системы называется несжимаемой Ферми-жидкостью. Элементарные возбуждения в

несжимаемой Ферми-жидкости (квазиэлектроны и квазидырки) отделены щелью от основного состояния и имеют дробный заряд $e^* = e/s$ (для $\nu = p/s$). Введение в систему дополнительного электрона при $\nu = p/s$ эквивалентно рождению s квазиэлектронов, а уменьшение числа электронов на единицу эквивалентно рождению s квазидырок. Поскольку элементарные возбуждения имеют дробный заряд, то скачок химического потенциала при $\nu = p/s$ равен $\delta\epsilon = dE/dN = s\Delta = s(\Delta_e + \Delta_h)$ (Δ_i -энергия рождения соответствующей квазичастицы). Теория Лафлина непосредственно применима к случаю $\nu = 1/s$, однако, как было показано в работах [25], она может быть расширена и использована для $\nu = p/s$, где $1 < p < s$.

В последнее время приобрела популярность теория композитных фермионов, описывающая дробный КЭХ как целочисленный, но не для электронов, а для новых композитных квазичастиц – композитных фермионов [26, 27, 28]. Преобразование Черна-Саймона переводит сильно взаимодействующую электронную систему в систему композитных фермионов, являющихся связанными состояниями электронов и целого числа квантов магнитного потока (m) [29, 30, 31]. Дробным состояниям Квантового Эффекта Холла электронов с фактором заполнения $\nu = p/(2mp \pm 1)$ соответствуют целочисленные состояния Квантового Эффекта Холла композитных фермионов с фактором заполнения $\nu^* = p$. Композитные фермионы движутся в эффективном магнитном поле $B_{eff} = B - B_{1/2m}$, где $B_{1/2m}$ - магнитное поле при $\nu = 1/2m$. Подробное изложение теоретических и экспериментальных аспектов явлений целочисленного и дроб-

ного КЭХ можно найти в обзорах [32, 33, 34, 35].

1.4 Спектр магнетовозбуждений в двумерной электронной системе

В постоянном однородном магнитном поле гамильтониан системы положительных и отрицательных зарядов с полным зарядом равным нулю инвариантен относительно группы магнитных трансляций. Соответственно, такая система обладает интегралом движения—обобщенным импульсом. Для системы из двух частиц обобщенный импульс выражается как

$$\mathbf{k} = -i\hbar(\nabla_1 + \nabla_2) + \frac{e}{c}(\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2) - \frac{e}{c}[(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \times \mathbf{B}] \quad (25)$$

(индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы). Все три компоненты обобщенного импульса коммутируют друг с другом [36, 37]. Обобщенный импульс системы в магнитном поле играет ту же роль, что и импульс в отсутствие магнитного поля. Замечательным примером является поглощение или излучение фотона нейтральной системой в магнитном поле. Взаимодействие с излучением сохраняет сумму импульса фотона и обобщенного импульса системы.

В случае двух измерений нейтральная система имеет аналогичный интеграл движения — двумерный обобщенный импульс [38]. Возбуждениями электронной системы в магнитном поле являются магнетоэкситоны — связанные состояния дырки на заполненном уровне Ландау (n) и электрона на пустом уровне Ландау (n'). Магнетоэкситоны классифицируются дисперсионными зависимостями от величины обобщенного

импульса. При $\omega_c \gg e^2/\epsilon l_B$:

$$E_m(k) = m\omega_c + g\mu_B B S_z + \Delta E_m(k), \quad (26)$$

где $m = n' - n$ – целое неотрицательное число, ω_c – циклотронная частота, $l_B = \sqrt{c/eB}$ – магнитная длина, $g\mu_B B S_z$ – энергия зеемановского расщепления для переходов с переворотом спина, а $\Delta E_m(k)$ – функция, определяемая кулоновским взаимодействием. $\Delta E_m(k)$ 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 $n = 0, 1, \dots, \nu - 1$, 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 ($ql_B \ll 1$)

$$E(k) = \hbar\omega_c + \alpha k, \quad (27)$$

которая в малых полях принимает известный классический вид

$$E(k) = \sqrt{(\hbar\omega_c)^2 + (\hbar\omega_p(q))^2}, \quad (28)$$

где $\omega_p(q)$ – плазменная частота без магнитного поля с импульсом $q = k$. Триплетные возбуждения с $S = 1, S_z = 0, \pm 1$ имеют энергии, равные циклотронной ($S_z = 0$) и сдвинутые относительно циклотронной на зе-

емановскую энергию $g\mu_B B \delta S_z$ ($S_z = \pm 1$). Длинноволновая дисперсия триплетного магнетоэкситона квадратична.

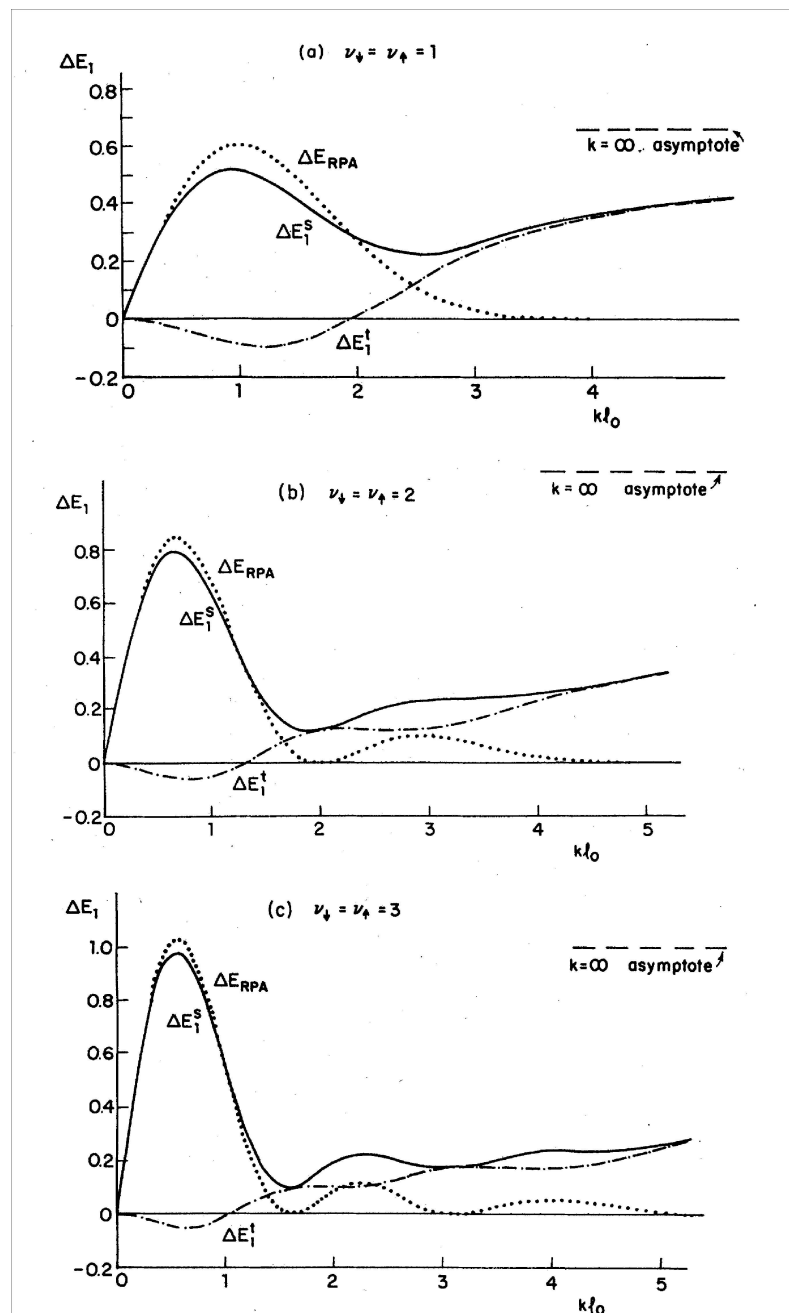


Рис. 1.6: энергетические сдвиги спин-синглетного (сплошные линии) и спин-триплетного (штрих пунктирные линии) возбуждений относительно циклотронной энергии для $m = 1$ и равного заполнения двух спиновых состояний в основном состоянии электронной системы а) $\nu_{\downarrow} = \nu_{\uparrow} = 1$, б) $\nu_{\downarrow} = \nu_{\uparrow} = 2$, в) $\nu_{\downarrow} = \nu_{\uparrow} = 3$ [40]. Энергии выражены в единицах $e^2/\epsilon l_B$. Энергия, вычисленная в приближении Случайных Фаз, показана пунктирной линией.

В случае, когда заполнение спиновых подуровней разное, возбужденные состояния, вообще говоря, нельзя разделить на синглетные и триплетные. Если $\nu_{\downarrow} = \nu_{\uparrow} + 1$, где ν_{\downarrow} и ν_{\uparrow} – число заполненных уровней Ландау для спина вниз и вверх соответственно, и $\nu_{\uparrow} > 0$, в спектре возбуждений с $m = 1$ присутствуют две плазменные моды. В длинноволновом пределе одна из них имеет дисперсию магнетоплазмона (27), а дисперсия второй квадратична. Также существует спин-флип мода – возбуждение электрона с переворотом спина. Если же заполнен только один спиновой подуровень нижайшего уровня Ландау $\nu_{\uparrow} = 0$, существует лишь одна плазменная мода (27) 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 уровне Ландау [39].

Во всех рассмотренных случаях ветвь возбуждений с $m = 1$ и $\delta S_z = 0$ имеет энергию $E(k) \rightarrow \omega_c$ при $k \rightarrow 0$, и теорема Кона [41], 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 отсутствии рассеяния на примесном потенциале, длинноволновые возбуждения с $m = 1$ и $\delta S_z = 0$ 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 спиновой экситон $m = 0$,

$\delta S_z = 1$ и магнетоплазмон $m = 1$, $\delta S_z = 0$ [40].

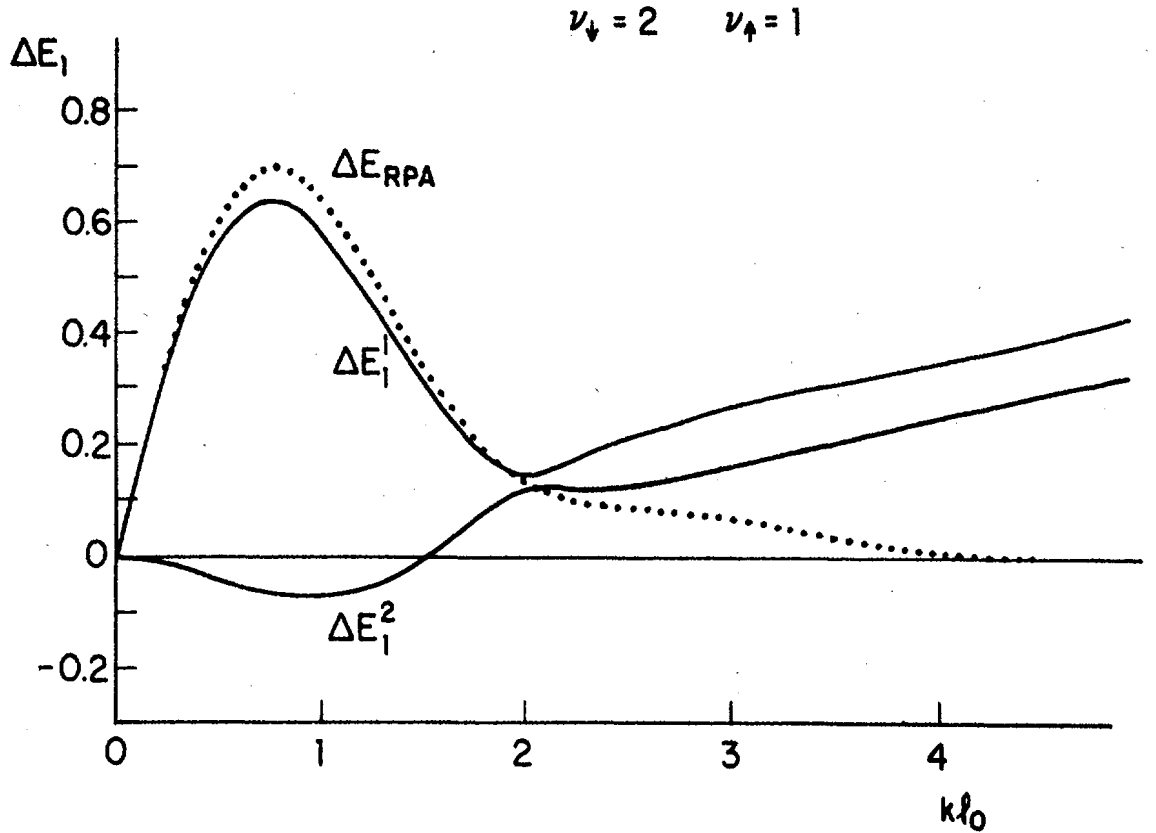


Рис. 1.7: Энергетические сдвиги возбуждений с $\delta S_z = 0$ относительно циклотронной энергии для $m = 1$ и различного заполнения двух спиновых состояний в основном состоянии электронной системы а) $\nu_{\downarrow} = 2, \nu_{\uparrow} = 1$. [40]. Энергии выражены в единицах $e^2/\epsilon l_B$. Энергия, вычисленная в приближении Случайных Фаз, показана пунктирной линией.

Если заполнено одинаковое число спиновых подуровней Ландау, возбуждения с $m = 0$ отсутствуют. В противном случае в спектре появляются спин-флип возбуждения – спиновые экситоны или магноны. В состоянии квантового ферромагнетика $\nu_{\downarrow} = 1, \nu_{\uparrow} = 0$ длинноволновая дисперсия магнонов – квадратичная $E_0(k) - g\mu_B B \sim k^2$, а в коротковолновом пределе она выходит на константу равную величине обменной энергии на нулевом уровне Ландау. При этом в коротковолновом пределе

ле могут существовать возбуждения с энергией меньшей энергии магнов. Это – скирмион-антискирмионные пары [42]. Скирмион с энергией $E_S = 1/4 \cdot E_0(\infty)$ является топологическим возбуждением на векторном поле электронных спинов, а энергия скирмион-антискирмионной пары вдвое меньше энергии коротковолнового магнона. Соответственно энергия скирмион-антискирмионной пары вдвое меньше энергии коротковолнового магнона. Хотя существует обширная литература [43], посвященная теории скирмионных возбуждений, прямых экспериментальных наблюдений скирмионов нет, что связано, в первую очередь, с тем, что большинство исследуемых двумерных систем в ферромагнитном состоянии имеют слишком большую Зеемановскую энергию. Поскольку в скирмионном возбуждении δS_z велико, то проигрыш в Зеемановской энергии при создании скирмион-антискирмионной пары не компенсируется выигрышем в обменной энергии.

При $m \geq 2$ возбуждения могут распадаться на два возбуждения с нижайшими индексами m' и $m'' = m - m'$, причем спиновые квантовые числа, полная энергия и полный волновой вектор при этом сохраняются. Поскольку скорость распада этого процесса оценивается по порядку величины $e^2/\epsilon l_B$, то возбуждения с $m \geq 2$ могут иметь однородную ширину, сравнимую со сдвигом энергии $\Delta E_m(k)$. Заметим, что при нецелочисленном ν существует множество внутриуровневых возбуждений с энергиями порядка $e^2/\epsilon l_B$, что приводит к новым каналам распада межуровневых возбуждений. Межуровневые возбуждения распадаются на межуровневые и внутриуровневые с сохранением энергии, спина и обоб-

щенного импульса.

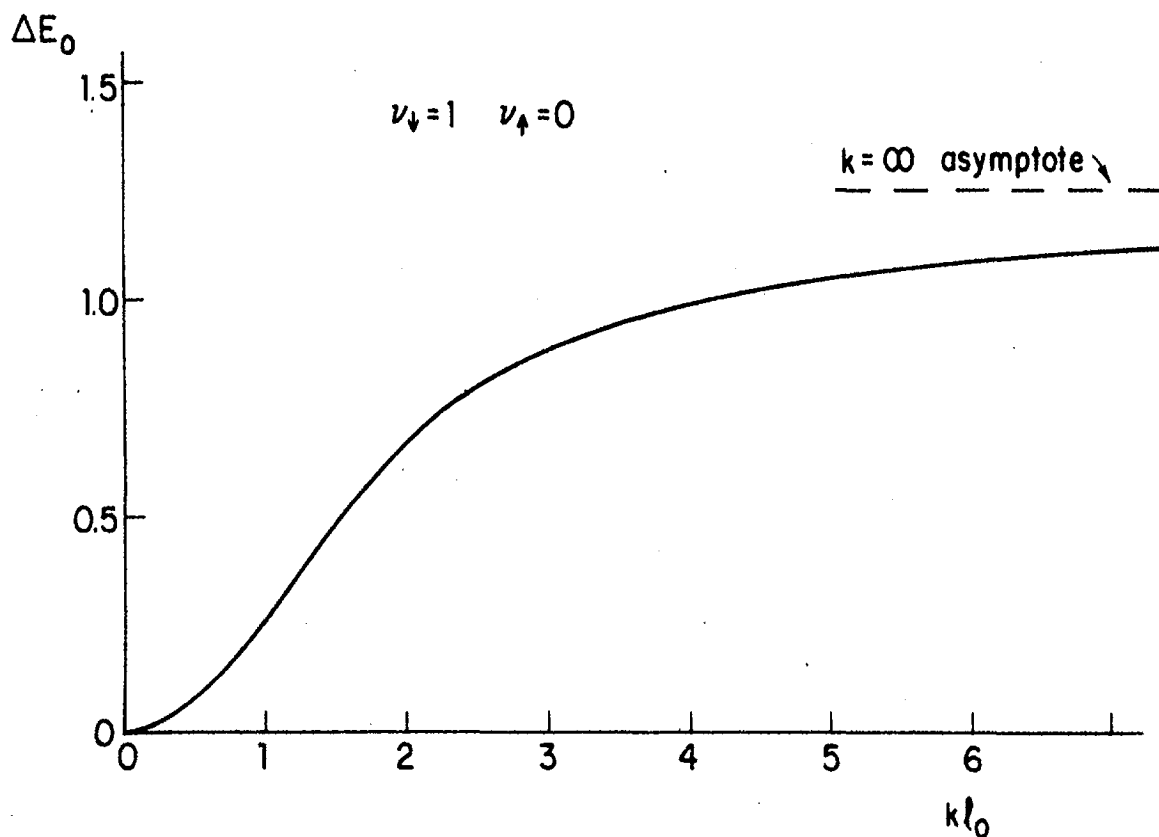


Рис. 1.8: энергия спинового экситона $m = 0, \delta S_z = 1$ при $\nu_{\downarrow} = 1, \nu_{\uparrow} = 0$ из работ [44, 40]. Энергии выражены в единицах $e^2/\epsilon l_B$. Зеемановская энергия опущена.

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 $-\nu$ и квазидырки с дробным зарядом ν . Величину щели в этой области можно достаточно легко определить по измерению активационной энергии в диссипативной проводимости [45]. 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 магнетофонной моды при $\nu = 1/3$ были получены методом неупругого рассеяния света [46].

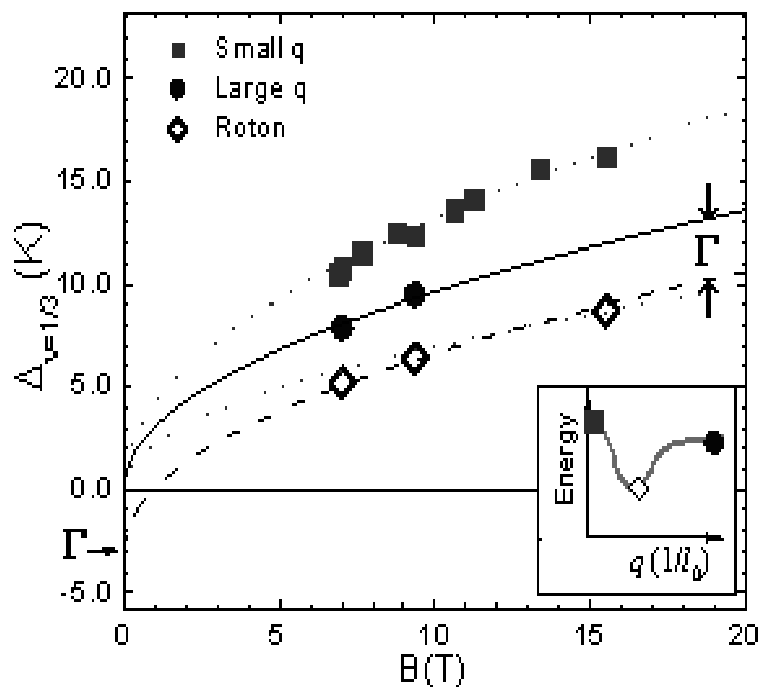


Рис. 1.9: Энергии возбуждений в ДКЭХ, измеренные методом неупругого рассеяния света, при $\nu = 1/3$ [46].

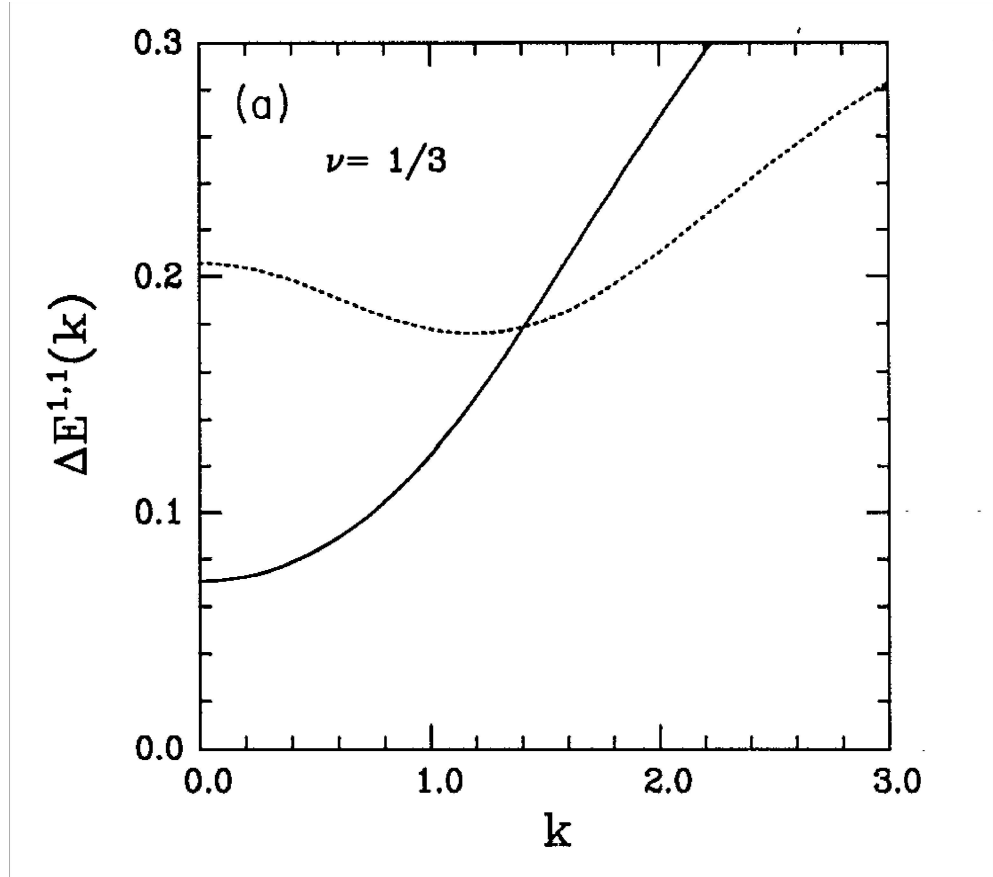


Рис. 1.10: энергетические сдвиги возбуждений с $m = 1$, $\delta S_z = 1$ относительно циклотронной энергии при $\nu = 1/3$ в SMA (сплошные линии) и приближении Хартри-Фока (пунктирные линии) [48]. Энергии выражены в единицах $e^2/\epsilon l_B$, а обобщенный импульс в $1/l_B$.

Поскольку Лафлиновские несжимаемые жидкости являются сильно коррелированными состояниями, для описания наджидкостных возбуждений используется приближение, учитывающее корреляции в основном состоянии. Данное приближение, известное как Single Mode approximation (SMA), было впервые предложено для описания фононов в сверхтекучем гелии [47]. Хотя изначально SMA использовалась для описания бозонных систем, было продемонстрировано, что в длинноволновом пределе это приближение хорошо описывает коллективные возбуждения в фермиевских системах, в тех случаях когда одночастичные возбуждения от-

сутствуют или имеют малую силу осциллятора. В рамках SMA энергии возбужденных состояний ДКЭХ определяются как:

$$E(k) = \frac{F(k)}{S(k)}, \quad (29)$$

$S(k) = \int d\vec{r} e^{-ik\vec{r}} [g(\vec{r}) - 1]$ - статический структурный фактор, $g(\vec{r})$ - парная корреляционная функция, а $F(k)$ - сила осциллятора [49, 50].

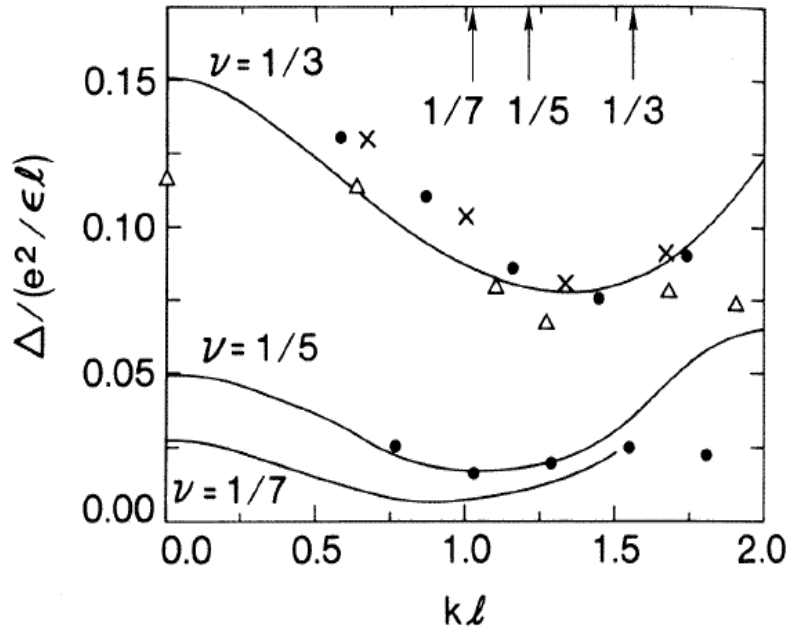


Рис. 1.11: энергии внутриуровневых возбуждений в несжимаемых состояниях ДКЭХ при $m = 1/3, 1/5, 1/7$, полученные в SMA приближении (сплошные линии) и численным моделированием системы из нескольких электронов (N): кресты— $N = 7, m = 1/3$, треугольники $N = 6, m = 1/3$, точки $N = 9, m = 1/3$ и $N = 9, m = 1/5$ [49].

Парную корреляционную функцию для Лафлиновских состояний определяют методом Монте-Карло, используя известную аналогию с однокомпонентной двумерной электронной плазмой [23, 51]. Энергии межуровневых SMA возбуждений на целочисленных факторах заполнения совпадают с энергиями, полученными в рамках приближения Хартри-Фока. В состояниях дробного Квантового эффекта Холла энергии длин-

новолновых SMA возбуждений существенно меньше, что связано со значительным уменьшением корреляционной энергии электронной системы при переходе электрона на возбужденные уровни Ландау. Применение SMA к возбуждениям с $m = 0$ на частично заполненном уровне Ландау позволяет получить дисперсию внутриуровневых возбуждений в состояниях Дробного Эффекта Холла.

1.5 Двойные электронные слои

В последнее время в исследовании двумерных 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, разделенными узким потенциальным барьером. Наличие двух слоев 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 [52, 53, 54, 55]. В свою очередь, двойные слои с туннельной связью представляют значительный интерес для технических приложений. Двойные квантовые ямы с пространственно модулиро-

ванной туннельной связью являются наиболее вероятными кандидатами для создания базовых элементов квантовых компьютеров – кубитов и квантовых логических гейтов, интегрируемых в стандартные электронные цепи. Электронный волновой пакет такой цепи инжектируется в одну из квантовых ям в состоянии со слабой связью, распространяется в область с сильной туннельной связью, где электронная плотность перераспределяется между ямами, после чего опять переходит в область слабой связи и детектируется. Варьируя число и распределение поверхностных затворов к двойным квантовым ямам можно организовать любое квантовое вычисление [56].

Теоретически [57, 58] было предсказано, что в отсутствии магнитного поля в двойных квантовых ямах изменение межъямного расстояния и концентрации носителей приводит к сложной фазовой диаграмме основного состояния при нулевой температуре. Было показано, что при уменьшении концентрации и барьера между слоями, основными состояниями должны быть следующие фазы: парамагнитная, антиферромагнитная и ферромагнитная [59]. Экспериментально антиферромагнитная и ферромагнитная фазы в двойных электронных слоях не наблюдались.

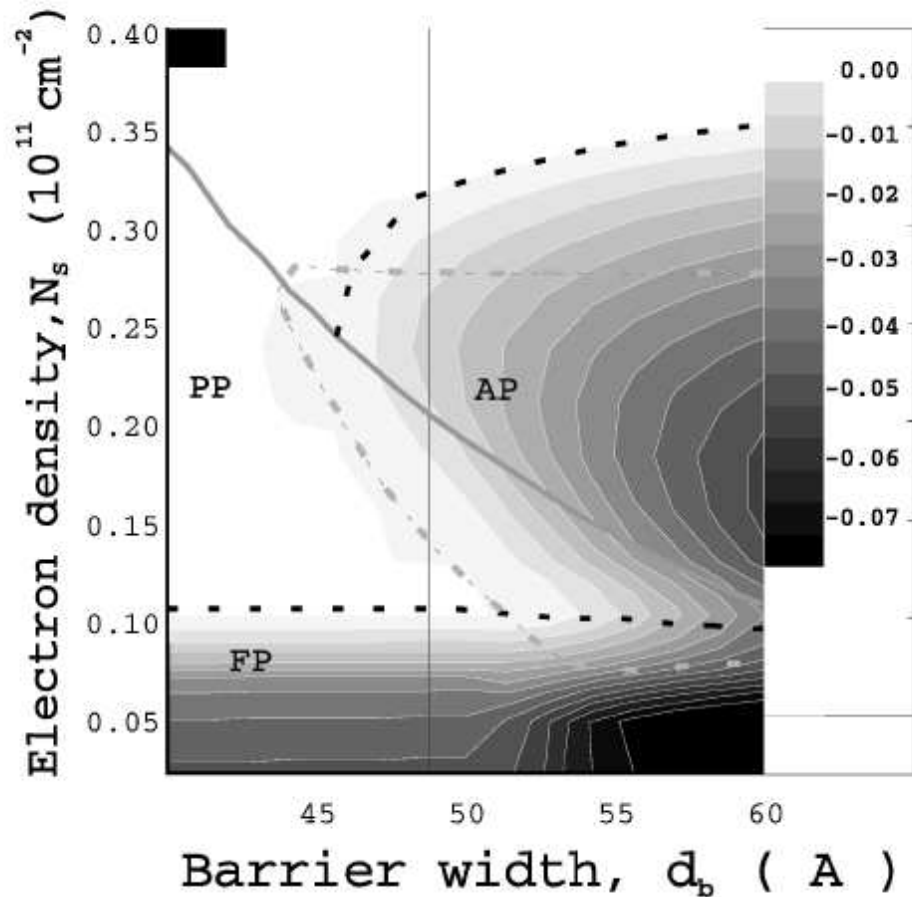


Рис. 1.12: фазовая диаграмма симметричных двойных электронных слоев в зависимости от электронной концентрации и ширины барьера между слоями [58]. Темными штриховыми линиями показаны линии фазовых переходов первого рода. Интенсивность серого цвета показывает выигрыш в энергии в мэВ на одну частицу по сравнению с энергией парамагнитной фазы (PP). (FP) и (AF) – ферромагнитная и антиферромагнитная фазы, соответственно.

В присутствии сильного магнитного поля в двойных слоях наблюдаются состояния целочисленного и дробного Квантового эффекта Холла, не встречающиеся в одиночных слоях. Энергетический спектр электронной системы в условиях КЭХ двух идентичных параллельных слоев, разделенных широким барьером, совпадает со спектром индивидуального слоя за исключением того, что полный фактор заполнения, связанный с каждым холловским плато, равен удвоенному фактору заполнения

одиночного слоя. Например, для двойных слоев не может наблюдаться состояния КЭХ при $\nu = 1$, поскольку соответствующего состояния КЭХ для одиночных слоев при $\nu = 1/2$ никогда прежде не наблюдалось. Однако даже слабое межслоевое туннелирование может привести к возникновению нечетного целочисленного состояния КЭХ, поскольку в системе открывается щель, связанная с энергетическим расщеплением между симметричной и антисимметричной подзонами размерного квантования [60, 61, 62]. В этом случае основным состоянием будет один полностью заполненный нижайший спиновой подуровень Ландау симметричной подзоны, отделенный от нижайшего спинового подуровня Ландау антисимметричной подзоны туннельной щелью. Если же межслоевое кулоновское взаимодействие достаточно сильно, то даже в отсутствии туннелирования может наблюдаться состояние КЭХ двойных слоев [63, 53]. При некотором критическом расстоянии между слоями происходит фазовый переход из не сжимаемого состояния КЭХ в сжимаемое, которое представляет собой сверхтекучую квантовую жидкость – конденсат бозонов, образованных электронами и дырками в разных слоях [53, 64, 65, 66]. Параметр порядка в сжимаемом состоянии вводится по аналогии со сверхпроводниками или сверхтекучим He^4 , а его пространственные флуктуации приводят к голдстоуновской моде. Ожидается, что в новом состоянии будут наблюдаться переход Костерлица-Таулеса и эффекты Джозефсона и Мейснера [67, 68, 69, 70, 71].

Наличие двух различных физических механизмов формирования состояния КЭХ двухслойной системы при $\nu = 1$ должно приводить к слож-

ной фазовой диаграмме. В работе [72] было проведено экспериментальное исследование нескольких двойных квантовых ям с различным соотношением между величиной межслоевого кулоновского взаимодействия $e^2/(\epsilon d)$ (d – расстояние между центрами квантовых ям) и величиной одночастичной туннельной щели Δ_{SAS} . Экспериментально была определена фазовая диаграмма, показывающая наличие континуума несжимаемых состояний КЭХ между двумя предельными режимами, когда $e^2/(\epsilon d) \gg \Delta_{SAS}$ и $e^2/(\epsilon d) \ll \Delta_{SAS}$. Было показано, что при $\nu = 1$ состояние квантового эффекта Холла существует в пределе нулевого туннелирования в полном согласии с теоретическими предсказаниями [63]. В слабом туннельном режиме, когда расстояние между слоями превышало критическое значение, наблюдался фазовый переход из несжимаемой жидкости Лафлиновского типа в сжимаемую фазу [53, 64, 65].

1.6 Спектр возбуждений двойных электронных слоев

Наличие дополнительной степени свободы в двойных электронных слоях, приводит к появлению новых ветвей колебаний, некоторые из которых напоминают ионные волны в газовой плазме, а другие аналогичны возбуждениям экситонного типа [73, 74, 75]. В двухслойных системах специфическими чертами отличается также затухание Ландау.

Простейший случай двухкомпонентной двумерной плазмы реализуется в системе двух квантовых ям, разделенных диэлектрическим промежутком. Предполагается, что в каждой яме электроны заселяют только нижний уровень, а туннелирование сквозь диэлектрик пренебрежимо

мало. В предположении бесконечно тонких квантовых ям дисперсионное уравнение связанных волн имеет вид

$$\left[1 + \frac{qa_1 R_1}{2(R_1 - 1)}\right] \left[1 + \frac{qa_2 R_2}{2(R_2 - 1)}\right] = e^{-2qd}, \quad R_{1,2} = (1 - q^2 v_{1,2}/\omega^2)^{1/2}, \quad (30)$$

где $a_{1,2}$ – эффективные боровские радиусы электронов в двух слоях, d – расстояние между слоями, $v_{1,2}$ – фермиевские скорости электронов в слоях. Уравнение (30) описывает две ветви плазменных колебаний. Одна из них при qd , $qa_{1,2} \ll 1$ соответствует синфазным колебаниям частиц в обоих слоях и характеризуется обычным для двумерного плазмона корневым законом дисперсии

$$\omega_+^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon} \left(\frac{n_1}{m_1} + \frac{n_2}{m_2} \right), \quad (31)$$

где $n_{1,2}$ – поверхностные плотности частиц в каждом слое. В этой области длин волн выполнено условие $\omega \gg qv_{1,2}$. С другой стороны, при $qd \gg 1$ связь между слоями исчезает и уравнение (30) дает две независимые двумерные плазменные волны. В каждой из них фазовая скорость плазмона больше “своей” фермиевской скорости, т.е. $\omega_1 > qv_1$, $\omega_2 > qv_2$ для сколь угодно больших q . При $qa_{1,2} \gg 1$ зависимость $\omega_{1,2}(q)$ приобретает характер нуль-звука $\omega_{1,2} \approx qv_{1,2}$. Поэтому при $v_1 \neq v_2$ в одной из ветвей обязательно возникает затухание Ландау даже при нулевой температуре: плазмон в слое с меньшей скоростью Ферми затухает на электронах другого слоя. Формально это проявляется в том, что одна из величин $R_{1,2}$ становится мнимой. При этом ветвь $\omega_+(q)$ остается незатухающей при любых q независимо от значений параметров системы.

Вторая ветвь $\omega_-(q)$ при $k \rightarrow 0$ описывает противофазные колебания электронов и имеет звуковую дисперсию $\omega_- = sq$. Подставляя это значение ω в (30) и переходя к пределу $q \rightarrow 0$, получаем уравнение относительно s :

$$a_1 \frac{(s^2 - v_1^2)^{1/2}}{(s^2 - v_1^2)^{1/2} - s} + a_2 \frac{(s^2 - v_2^2)^{1/2}}{(s^2 - v_2^2)^{1/2} - s} + 4d = 0, \quad s > 0. \quad (32)$$

При $v_1 > v_2$ уравнение (32) дает вещественное и положительное значение s , если

$$d > \frac{1}{4} \frac{a_2(v_1^2 - v_2^2)^{1/2}}{v_1 - (v_1^2 - v_2^2)^{1/2}} \equiv d_0. \quad (33)$$

Таким образом, при $D > D_0$ затухание ветви ω_- строго равно нулю для достаточно малых q . Чтобы выяснить границу интервала волновых чисел, в котором $\text{Im } \omega_- \equiv 0$ следует найти пересечение кривой $\omega_-(q)$ с прямой $\omega = qv_1$. Из уравнения (30) при $R_1 = 0$ следует, что точка пересечения q_c определяется соотношением

$$2q_c d_0 = 1 - e^{-2q_c d}. \quad (34)$$

При $d \gg d_0$ имеем $q_c \rightarrow 1/2d_0$, а в случае $d - d_0 \ll d_0$ будет $q_c \approx (d - d_0)/d^2$. Затухание Ландау волны ω_- “включается” при $q > q_c$.

Если $d \gg a_{1,2}$ (концентрации частиц величины одного порядка) и $s \gg v_{1,2}$, то из уравнения (32) следует

$$\omega_-^2 = \frac{4\pi e^2 d}{\varepsilon} \frac{n_1 n_2 q^2}{n_1 m_2 + n_2 m_1}, \quad qd \gg 1. \quad (35)$$

Если $d < d_0$, то волна ω_- затухает при всех q . Это затухание мало в смысле $\text{Im } \omega \ll \text{Re } \omega$, если $v_1 \gg v_2$ (например, концентрации электронов в пленках сильно различаются).

В наиболее реальном для эксперимента случае $a_{1,2} < d$, $qa_{1,2} \ll 1$ получается:

$$\omega_-^2 = \frac{2\pi e^2 n_2 q}{\varepsilon m_2} (1 - e^{-2qd}) \left[1 - i \frac{v_2}{v_1} \frac{qa_1 \exp\{-2qd\}}{[qa_2(1 - e^{-2qd})]^{1/2}} \right]. \quad (36)$$

Как видно, затухание убывает экспоненциально в области $qd \gg 1$. Относительная малость $\text{Im } \omega_-$ обеспечена условием $qv_1 \gg \omega$ (малая доля частиц находится в фазе с волной).

Формулы (33), (34) дают точный критерий существования незатухающего участка ветви ω_- . Этот критерий определяется только параметрами системы, а не величиной ω/qv , и волны, описываемые формулами (35), (36), не могут существовать одновременно.

Особая ситуация возникает при $v_1 = v_2$. При этом $D_0 = 0$, $q_c \rightarrow \infty$, т.е. затухание Ландау равно нулю в обеих ветвях для всех q . Действительно, уравнение (30) при $v_1 = v_2$ может быть решено точно, причем оба решения удовлетворяют условию $\omega > qv$. При $qd \ll 1$ и произвольном $d/a_{1,2}$, $\omega_+(q)$ описывается формулой (31) с $n_1 = n_2$, а для ω_- получается

$$\omega_-(q) = qv \frac{d + b}{(2db + b^2)^{1/2}}, \quad b \equiv \frac{a_1 + a_2}{4}. \quad (37)$$

Во всех рассмотренных случаях ветвь ω_- по зависимости от q и по механизму затухания аналогична ионному звуку в газовой плазме.

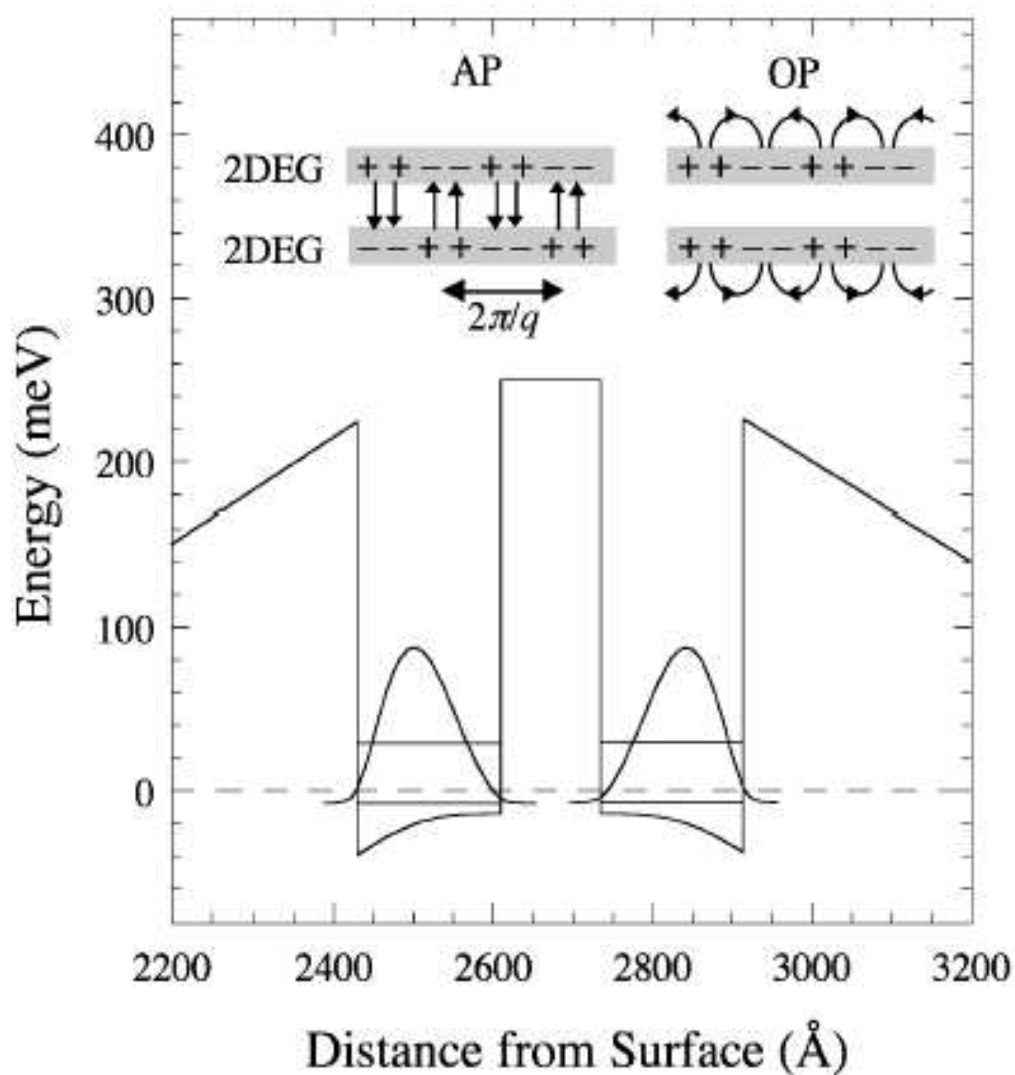


Рис. 1.13: ограничивающий потенциал двойных квантовых ям с кулоновской связью и квадраты z -компонент волновых функций структуры [79]. Энергии размерного квантования для двух нижайших подзон и уровень Ферми показаны сплошными и пунктирной линиями. На вставке показана схематическая иллюстрация оптического и акустического плазмонов.

Таким образом, в спектре коллективных возбуждений двойных квантовых ям присутствуют две плазменные моды, соответствующие синфазным (оптический плазмон, OP, с корневым законом дисперсии) и антифазным (акустический плазмон, AP, с линейным законом дисперсии) колебаниям плотности заряда в ямах (см иллюстрацию на Рис. 1.13) [76, 77, 78, 79]. Если ширина туннельного барьера стремится к бесконечности,

моды акустического и оптического плазмонов имеют корневую дисперсию характерную для плазменных возбуждений в двух изолированных квантовых ямах. Если же, наоборот, ширину барьера устремить к нулю, то дисперсия оптического плазмона будет равна дисперсии плазмона в одиночной квантовой яме с удвоенной электронной концентрацией, а энергия акустического плазмона зануляется для всех импульсов.

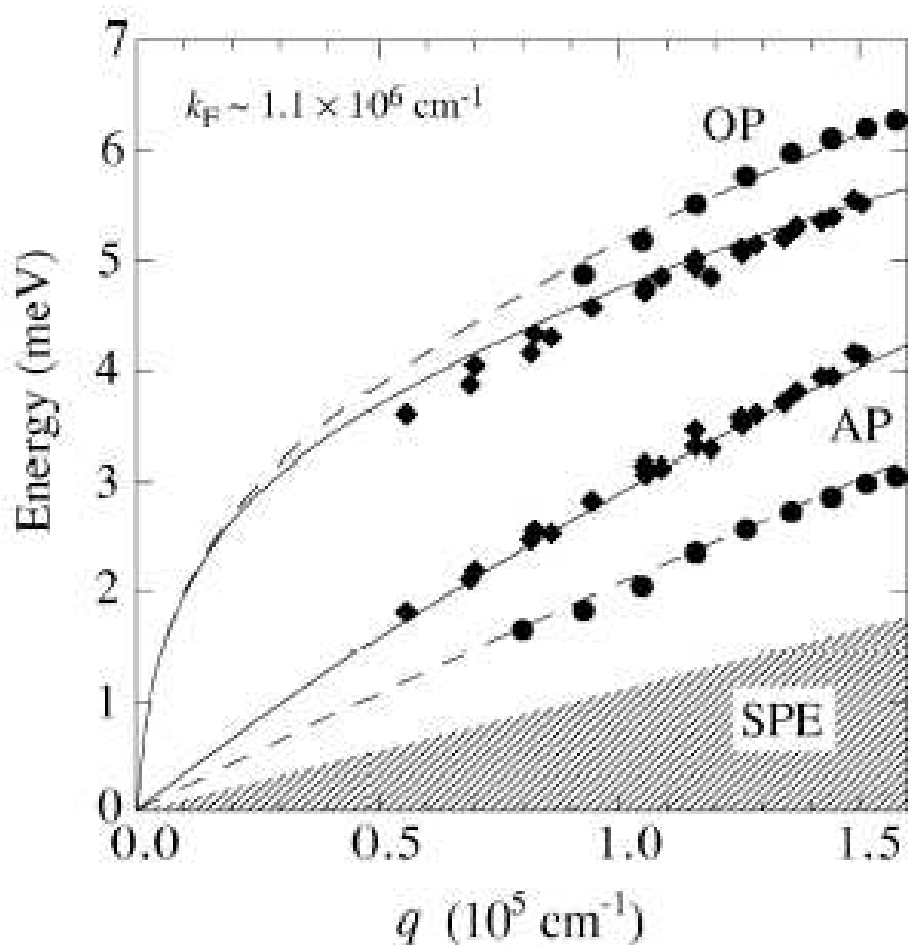


Рис. 1.14: дисперсионные зависимости оптического и акустического плазмонов для двух образцов с одинаковой концентрацией электронов, но разными ширинами барьеров [79]. Кругами показаны дисперсии для двойных квантовых ям с большей шириной барьера, а ромбами—с меньшей. Линиями показан теоретический расчет в рамках приближения Случайных Фаз.

Изучению свойств AP и OP было посвящено большое количество теоретических работ [73, 75, 80, 81]. В частности было установлено, что оба типа возбуждений – AP и OP существенны для интерпретации эффектов кулоновского увлечения в двухслойных системах [82]. Ожидается, что в отличие от плазменного колебания двумерного электронного газа в одиночной квантовой яме, низколежащий AP-плазмон более восприимчив к затуханию Ландау [81, 82] – передаче энергии от плазмона (когерентная мода) одночастичному возбуждению (SPE).

Спектр плазменных возбуждений существенно усложняется для двойных электронных слоев с туннельной связью между слоями, в которых могут наблюдаться три плазменных ветви. В симметричных двойных квантовых ямах одна из ветвей – акустический плазмон затухает, если не выполняется критерий

$$(1 - n_2/n_1)(1 + a_B/2D'(0))^2 < 1, \quad (38)$$

где

$$D'(0) = dD/dk|_{k=0},$$

$$D(k) = I_{1111}I_{2222} - I_{1122}^2,$$

и

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

$\psi_{1,2}(z)$ –компоненты волновых функций вдоль оси роста в симметричной и антисимметричной размерноквантованных подзонах, а $n_{1,2}$ – поверхностные плотности электронов в этих подзонах [73]. Отметим, что сумма

поверхностных плотностей в подзонах равна сумме концентраций ионизованных доноров в барьерах (свойство электронейтральности), однако n_i и N_i не равны по отдельности. Обычно критерий (38) 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 концентрацией. Свойства второй ветви будут рассмотрены в пятой главе диссертации.

Энергии плазменных возбуждений можно получить находя нули диэлектрической проницаемости в приближении Случайных Фаз. В двойных слоях с туннельной связью диэлектрическая проницаемость является тензором четвертого ранга

$$\epsilon_{ijkl}(q, \omega) = \delta_{ik}\delta_{jl} - V_{ijkl}(q)\chi_{kl}^0(q, \omega), \quad (39)$$

где χ_{kl}^0 -поляризационная функция электронного газа без взаимодействия, $V_{ijkl}(q) = (2\pi e^2/\epsilon q)I_{ijkl}$ -Фурье компоненты внутри- и межподзонных Кулоновских матричных элементов. В приближении бесконечно тонких слоев $|\psi_{1,2}(z)|^2 = \delta(z)$ в симметричном случае остется только две независимые Фурье-компоненты:

$$V_{1,2}(q) = (2\pi e^2/\epsilon q)(1 \pm e^{-2qd}), \quad (40)$$

а симметричные и антисимметричные плазменные моды могут быть найдены из уравнений [83]

$$V_1(q)[\chi_{11}^0(q, \omega) + \chi_{12}^0(q, \omega)] = 1, \quad (41)$$

$$V_2(q)[\chi_{12}^0(q, \omega) + \chi_{21}^0(q, \omega)] = 1, \quad (42)$$

В квазиклассическом приближении уравнения сводятся к:

$$-V_1(q) \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - q^2 v_{F_1}^2}} - \frac{1}{2} \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - q^2 v_{F_2}^2}} \right] = 1, \quad (43)$$

$$-V_2(q) \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\omega}{\sqrt{(\omega + \Delta_{SAS})^2 - q^2 v_F^2}} - \frac{1}{2} \frac{\omega}{\sqrt{(\omega - \Delta_{SAS})^2 - q^2 v_F^2}} \right] = 1, \quad (44)$$

$$v_{\bar{F}} = (v_{F_1} + v_{F_2})/2.$$

В длинноволновом пределе ($qa \ll 1$) симметричная мода имеет такую же дисперсию, что и оптический плазмон в двойных слоях без туннельной связи:

$$\omega_+^2 = \frac{2\pi e^2 n_s q}{\epsilon m^*} (1 + e^{-2qd}). \quad (45)$$

Ее энергия слабо чувствительна к величине туннельной связи между слоями и определяется, главным образом, суммарной электронной концентрацией в симметричной и антисимметричной подзонах ($n_s = n_s^s + n_s^a$).

Энергия акустического плазмона, напротив, зависит от величины туннельной связи между слоями, а при $q \rightarrow 0$, определяется величиной туннельной щели. В пределе $\Delta_{SAS} \ll qv_{\bar{F}}$:

$$\omega_-^2 = \frac{Q^2}{Q^2 - 1} q^2 v_{\bar{F}}^2 + \frac{Q^2}{Q^2 - 1} (3Q^2 - 1) \Delta_{SAS}^2, \quad (46)$$

$$Q = 1 + 2qa/(1 - e^{-2qd}).$$

Наряду с плазменными колебаниями в спектре возбуждения двойных квантовых ям при отличной от нуля величины туннельной щели Δ_{SAS} присутствует возбуждения спиновой плотности [84]. Данные возбужде-

ния аналогичны рассмотренным ранее главным межподзонным возбуждениям спиновой плотности [15, 16, 17, 18].

Несмотря на обширную теоретическую литературу, посвященную возбуждениям в двойных электронных слоях, экспериментальные работы сводятся, в основном, к магнетотранспортным исследованиям основного состояния. Это связано с тем, что возбуждение антисимметричных мод в процессах поглощения электромагнитного излучения запрещено симметрично, а исследование симметричных мод – малоинформативно.

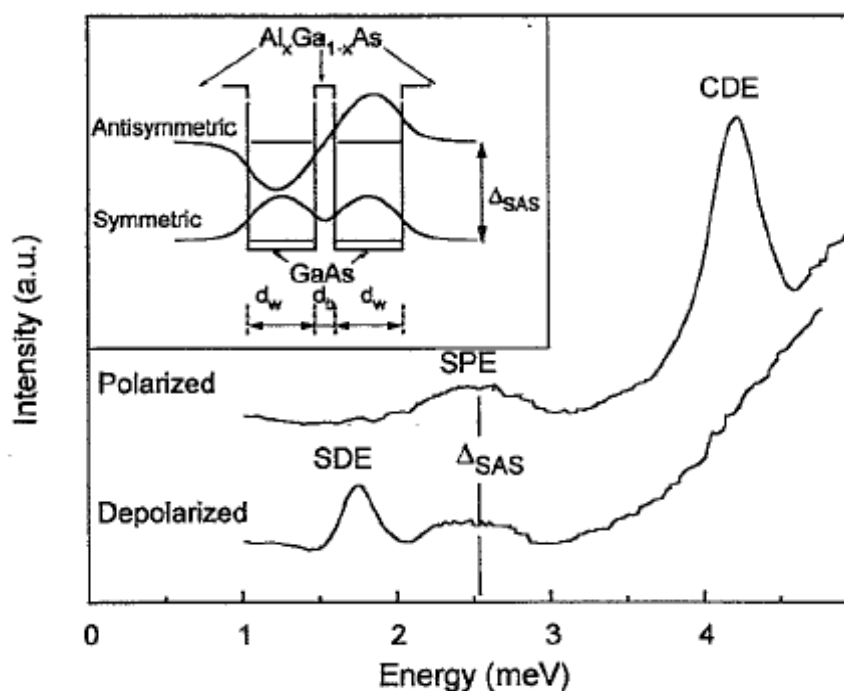


Рис. 1.15: спектры неупругого рассеяния света в симметрично легированной двойной квантовой яме [84]. В спектре наблюдаются антисимметричная плазменная мода CDE, возбуждение спиновой плотности SDE и континуум одночастичных возбуждений SPE. На вставке показаны схема ограничивающего потенциала и волновые функции в симметричной и антисимметричной размерноквантованных подзонах.

Цель диссертационной работы – представить экспериментальные результаты исследования возбуждений в одиночных и двойных квантовых

ямах, неактивных в процессах поглощения и испускания электромагнитного излучения, полученные авторами с помощью методики неупругого рассеяния света. Дальнейшее изложение организовано следующим образом. Во второй главе дано описание оригинальной экспериментальной методики для измерения спектров неупругого рассеяния света в перпендикулярном и наклонном магнитном поле. В третьей главе 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 четвертой главе исследуется спектр межподзонных магнетовозбуждений в области малых импульсов, обсуждаются новые ветви коллективных возбуждений и экспериментально подтверждается фундаментальное соотношение для энергий межподзонных бернштейновских мод в пространственно однородной системе. Также в четвертой главе рассматривается взаимодействие межподзонных бернштейновских мод с главными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности и возбуждениями фононной подсистемы полупроводника квантовой ямы. В пятой главе рассматриваются возбуждения и магнетовозбуждения в двойных квантовых ямах, исследуется влияние пространственной асимметрии на коллективные возбуждения и демонстрируется метод определения асимметрии по измерению спектра одночастичных возбуждений в параллельном магнитном поле.

2 Образцы и экспериментальная техника

Во второй главе дано описание теории неупругого рассеяния света, оригинальной экспериментальной методики для измерения спектров неупругого рассеяния света в магнитном поле, технологии приготовления образцов и используемой измерительной аппаратуры.

2.1 Теоретические основы неупругого рассеяния света электронами в полупроводниках

Гамильтониан взаимодействия электронной системой с полем возбуждающего и рассеиваемого излучения равен

$$H = \frac{e^2}{2m^2} \sum_j [\mathbf{A}(\mathbf{r}_j)]^2 + \frac{e}{2c} \sum_j [\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) + \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{p}], \quad (47)$$

где $\mathbf{A}(\mathbf{r}_j)$ – сумма векторных потенциалов падающих и рассеянных полей, действующих на электрон в точке r_j , а суммирование выполняется по всем электронам. Первый член в (47) квадратичен по полю, поэтому он описывает рассеяние света в первом порядке теории возмущений. Он дает сечение рассеяния Томсона, пропорциональное квадрату классического радиуса электрона $r_0 = e^2/(mc^2) = 2.82 \cdot 10^{-13}$ см. Вторым членом линейен по полю и, поэтому, описывает рассеяние во втором порядке теории возмущений. Члены второго порядка имеют *резонансный знаменатель* равный разности энергий возбуждающего излучения и оптической ширины запрещенной зоны полупроводника. В результате получается два различающихся случая, нерезонансный (с энергией возбуждающего излучения много меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника) и

резонансный. В диссертационной работе измерения осуществлялись исключительно с использованием методики *резонансного* неупругого рассеяния света, что связано с чрезвычайно малым сечением нерезонансного рассеяния. Тем не менее полезно привести основные формулы для сечения нерезонансного рассеяния из-за их большей наглядности.

Сечение рассеяния света в нерезонансном случае обычно получают с использованием эффективного гамильтониана рассеяния квадратичного по векторному потенциалу (47):

$$H_{\text{eff}} = \frac{e^2}{2m^*c^2} \sum_j \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) = \quad (48)$$

$$= \frac{e^2}{m^*c^2} (\hat{\varepsilon}_{in} \cdot \hat{\varepsilon}_{out}) \left[\sum_j e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} \right] A(\omega_{in})A(\omega_{out}),$$

где $\hat{\varepsilon}_{in}$ и $\hat{\varepsilon}_{out}$ – единичные векторы поляризации возбуждающего и рассеяного полей с волновыми векторами \mathbf{q}_{in} и \mathbf{q}_{out} , а $\mathbf{q} = \mathbf{q}_{in} - \mathbf{q}_{out}$ – передаваемый волновой вектор, $A(\omega_i)$ – амплитуды вектор-потенциалов возбуждающего и рассеиваемого полей. При этом полагается, что электроны в зоне проводимости полупроводника имеют параболический закон дисперсии, который описывается эффективной массой m^* .

Поскольку величина

$$\rho_{\mathbf{q}} = \frac{1}{V} \left[\sum_j e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} \right] \quad (49)$$

есть ни что иное как фурье-образ оператора электронной плотности, то из (48) следует, что нерезонансное неупругое рассеяние света зондирует спектр флуктуаций плотности электронной системы в полупроводнике.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния света в телесный угол $d\Omega$ в частотном интервале $d\omega$ с использованием эффективного гамильтониана (48) имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 V \left(\frac{m}{m^*}\right)^2 \left(\frac{\omega_{out}}{\omega_{in}}\right)^2 (\hat{\varepsilon}_{in} \cdot \hat{\varepsilon}_{out})^2 S(\mathbf{q}, \omega), \quad (50)$$

где V – рассеивающий объем, а $S(\mathbf{q}, \omega)$ – динамический структурный фактор, который описывает мощность флуктуаций плотности с импульсом \mathbf{q} при угловой частоте ω .

Для нахождения аналитического выражения $S(\mathbf{q}, \omega)$ можно использовать приближение случайных фаз и “флуктуационно-диссипационную теорему” [85], согласно которой мощность флуктуаций плотности пропорциональна мнимой части обобщенной восприимчивости (в данном случае поляризационной функции $\chi(q, \omega)$) умноженной на зависящий от температуры коэффициент $n_\omega = [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]^{-1}$. Функция $\chi(q, \omega)$ описывает отклик системы на внешний, зависящий от времени потенциал $\varphi_{ext} \equiv \exp(-i\omega t)$. Для гамильтониана возмущения (48) $H_{eff} = -e\varphi_{ext}\rho_q$. Это возмущение создает отличную от нуля индуцированную плотность заряда $\delta\rho$, которая в низшем порядке теории возмущений пропорциональна φ_{ext} , таким образом что

$$\delta\rho = -e\varphi_{ext}\chi(q, \omega).$$

Электрический потенциал $\delta\varphi$, связанный с индуцированной плотностью заряда $-e\delta\rho$, можно найти, решая уравнение Пуассона. Это взаимодействие добавляет член вида $H' = -e\delta\varphi\rho_q$ к гамильтониану возмущения. Линейный отклик на $H' + H_{eff}$ можно определить с помощью теории

возмущений, рассматривая рассеивающую систему как газ невзаимодействующих электронов [85, 86, 87, 88]

$$\delta\rho = -e(\phi_{ext} + \delta\phi)\chi_0(q, \omega),$$

где поляризационная функция газа свободных электронов $\chi_0(q, \omega)$. Используя выражение для диэлектрической функции газа свободных электронов

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 - \frac{4\pi e^2 \chi_0(q, \omega)}{q^2} \quad (51)$$

можно получить дифференциальное сечение рассеяния света [86]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 V \left(\frac{m}{m^*}\right)^2 \left(\frac{\omega_{out}}{\omega_{in}}\right)^2 (\hat{\varepsilon}_{in} \cdot \hat{\varepsilon}_{out})^2 \frac{1 + n_\omega}{|\varepsilon|^2} \text{Im}\{\chi_0\}, \quad (52)$$

В случае взаимодействующего электронного газа χ_0 в формуле (52) нужно заменить на χ , а диэлектрическую проницаемость ε – на диэлектрическую проницаемость системы взаимодействующих электронов.

Получившееся выражение не учитывает вклады в эффективность рассеяния, связанные с виртуальными межзонными переходами (резонансное рассеяние света). Эффективный гамильтониан, который описывает как резонансные так и нерезонансные процессы рассеяния света для полупроводника с изотропным тензором эффективной массы можно записать в виде

$$H_{\text{eff}} = \frac{e^2}{mc^2} N A(\omega_{in}) A(\omega_{out}). \quad (53)$$

Оператор N равен

$$N = \sum_{\alpha, \beta} \gamma_{\alpha, \beta} C_\beta^+ C_\alpha, \quad (54)$$

где C_β^+, C_α операторы рождения и уничтожения, связанные с одноэлектронными состояниями в полупроводнике ($\alpha = |\mathbf{k}, \mathbf{s}_\alpha\rangle$, $\beta = |\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{s}_\beta\rangle$), а коэффициенты $\gamma_{\alpha,\beta}$ определяются выражением

$$\begin{aligned} \gamma_{\alpha,\beta} = & (\hat{\varepsilon}_{in} \cdot \hat{\varepsilon}_{out}) \langle \alpha | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | \beta \rangle + \\ & \frac{1}{m} \sum_{\dot{\beta}} \left[\frac{\langle \alpha | \hat{\varepsilon}_{out} \cdot \mathbf{p} e^{-i\mathbf{k}_{out}\cdot\mathbf{r}} | \dot{\beta} \rangle \langle \dot{\beta} | \hat{\varepsilon}_{in} \cdot \mathbf{p} e^{-i\mathbf{k}_{in}\cdot\mathbf{r}} | \beta \rangle}{\hbar\omega_{in} + E_\beta - E_{\dot{\beta}}} \right] + \\ & \frac{1}{m} \sum_{\dot{\beta}} \left[\frac{\langle \alpha | \hat{\varepsilon}_{in} \cdot \mathbf{p} e^{-i\mathbf{k}_{in}\cdot\mathbf{r}} | \dot{\beta} \rangle \langle \dot{\beta} | \hat{\varepsilon}_{out} \cdot \mathbf{p} e^{-i\mathbf{k}_{out}\cdot\mathbf{r}} | \beta \rangle}{\hbar\omega_{out} + E_\beta - E_{\dot{\beta}}} \right]. \end{aligned} \quad (55)$$

Первый член выражения (55) описывает процессы нерезонансного рассеяния света. Второй и третий члены описывают процессы рассеяния с возбуждением виртуальных электрон-дырочных состояний, причем во втором члене сначала поглощается возбуждающий фотон, а в третьем сначала испускается рассеиваемый фотон.

Эффективный гамильтониан (53) слишком сложен для применения, поэтому обычно используют так называемое "квазистатическое" приближение

$$\omega_{in} \approx \omega_{out},$$

что является разумным условием для неупругого рассеяния света в большинстве полупроводников. Также обычно полагают

$$E_\beta - E_{\dot{\beta}} \approx E_G,$$

где E_G —оптическая ширина запрещенной зоны. Применение последнего выражения в условиях точного резонанса не корректно, тем не менее

его используют для получения аналитических выражений для сечения рассеяния света в условиях близких к резонансу.

Интересной особенностью резонансного неупругого рассеяния света является то что в промежуточные виртуальные состояния включены дырки из валентной зоны полупроводника. Для большинства полупроводников валентная зона – p -типа, которая расщеплена на зоны легких и тяжелых дырок кристаллическим полем, а также на спин-отщепленную зону спин-орбитальным взаимодействием. Используя волновые функции валентной зоны, Гамильтон и Макуртер [89] получили следующие выражения

$$\gamma_{\alpha,\beta} = (\hat{\varepsilon}_{in} \cdot \mathbf{A} \cdot \hat{\varepsilon}_{out}) \langle \alpha | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | \beta \rangle + i (\hat{\varepsilon}_{in} \times \hat{\varepsilon}_{out}) \cdot \mathbf{B} \cdot \langle \alpha | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \sigma | \beta \rangle, \quad (56)$$

где σ – матрицы Паули. Тензорные коэффициенты \mathbf{A} и \mathbf{B} содержат матричные элементы импульса перехода и резонансные знаменатели, причем \mathbf{A} слабо зависит от параметров валентной зоны полупроводника

$$\mathbf{A} \approx \mathbf{I} \left[1 + \frac{2P^2}{3m} \left(\frac{2E_g}{(E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2)} + \frac{E_g + \Delta_0}{(E_g + \Delta_0)^2 - (\hbar\omega_{in})^2} \right) \right], \quad (57)$$

где \mathbf{I} – единичная матрица, $P = | \langle S | \mathbf{p} | P \rangle |$ – межзонный матричный элемент оператора импульса, а Δ_0 – величина спин-орбитального расщепления у потолка валентной зоны. Для большинства полупроводников

$$\mathbf{A} \approx \mathbf{I} \left[1 + \frac{2P^2 E_g}{m(E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2)} \right]. \quad (58)$$

Коэффициент \mathbf{B} , напротив, определяется именно величиной спин-орби-

тального расщепления ($\mathbf{B} \rightarrow 0$ при $\Delta_0 \rightarrow 0$)

$$\mathbf{B} \approx \mathbf{I} \frac{2P^2}{3m} \hbar \omega_{in} \left(\frac{1}{(E_g^2 - (\hbar \omega_{in})^2)} - \frac{1}{(E_g + \Delta_0)^2 - (\hbar \omega_{in})^2} \right). \quad (59)$$

Первый член в выражении (56) симметричен по поляризации падающего и рассеянного фотонов. Он связан с *флуктуациями зарядовой плотности*. Второй член связан с изменением спиновых степеней свободы и определяет рассеяние на *флуктуациях спиновой плотности* ($\sigma_{\mathbf{z}}$ в (56)) и на *спин-флип возбуждениях* – электронных переходах с переверотом спина ($\sigma_{\mathbf{x,y}}$ в (56)). Процессы с изменением спина возможны из-за того что состояния виртуальных дырок в валентной зоне не являются собственными состояниями оператора спина.

По своей форме эффективный гамильтониан рассеяния света, описывающий процессы рассеяния на флуктуациях зарядовой плотности в резонансном случае, совпадает с эффективным гамильтонианом в нерезонансном случае при замене $\frac{1}{m^*}(\hat{\varepsilon}_{in} \cdot \hat{\varepsilon}_{out})$ на $\frac{1}{m}(\hat{\varepsilon}_{in} \cdot \mathbf{A} \cdot \hat{\varepsilon}_{out})$. Это означает, что сечение рассеяния света и форма спектральных линий определяется выражением аналогичным (50) с соответствующей заменой. В свою очередь, флуктуации спиновой плотности не сопровождаются появлением макроскопического электрического поля, поэтому они носят характер одночастичных. Сечение рассеяния в этом случае пропорционально плотности состояний одночастичных возбуждений и может быть выражено как

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 V q^2 \left(\frac{\omega_{out}}{\omega_{in}} \right)^2 |(\hat{\varepsilon}_{in} \times \hat{\varepsilon}_{out}) \cdot \mathbf{B} \cdot \hat{\varepsilon}_{\mu}|^2 n_{\omega} \text{Im}\{\chi\}, \quad (60)$$

где $\hat{\varepsilon}_\mu$ – единичный вектор в x , y или z – направлениях. Задача о рассеянии на спиновых флуктуациях во многом сходна с задачей рассеяния на квазинейтральных флуктуациях двухкомпонентной плазмы, при этом электроны с разными спинами можно рассматривать как две различные компоненты плазмы.

Выражение для сечения рассеяния света на флуктуациях зарядовой и спиновой плотности двумерной системы аналогично общим выражениям (52) и (60) с заменой поляризационной функции на поляризационную функцию двумерной электронной системы [6].

2.2 Экспериментальная методика

В эксперименте использовалась оригинальная двухсветоводная методика, позволяющая измерять спектры двумерных электронных систем при сверхнизких температурах в произвольно ориентированном внешнем магнитном поле. Посредством первого световода осуществляется оптическое возбуждение электронной системы, а второй световод служит для детектирования сигнала неупругого рассеяния света. Детектирующий световод является эффективным *in-situ* предмонохроматором, отфильтровывающим лазерное излучение, отраженное от поверхности образца, и весь сигнал собственного неупругого рассеяния света возбуждающего световода.

Поскольку двумерная электронная система обладает трансляционной симметрией только в плоскости квантовой ямы, в процессах неупругого рассеяния света сохраняется продольная компонента импульса излуче-

ния. Это открывает уникальную возможность исследовать дисперсию двумерных возбуждений, не перестраивая длину волны возбуждающего излучения. Величина импульса определяется ориентацией световодов относительно поверхности исследуемого образца, а максимальный импульс ограничен длиной волны возбуждающего фотона. В эксперименте импульс достигал $1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

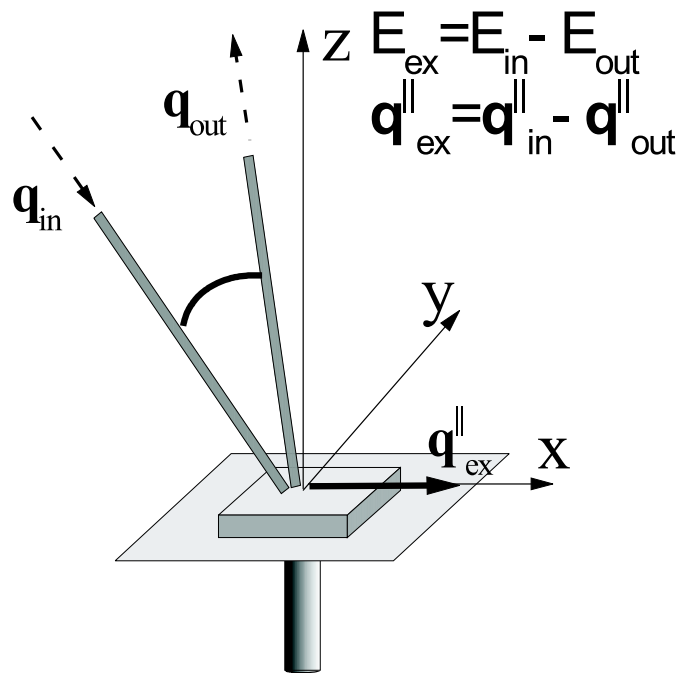


Рис. 2.1: световодная схема. Разница энергий и проекций импульсов возбуждающего и рассеиваемого фотонов вдоль плоскости образца передаются возбуждению в электронной системе.

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 (Рис. 2.2). Вращая держатель в соленоиде с горизонтальным магнитным полем можно непрерывно изменять угол между на-

правлениями магнитного поля, импульса и нормали к системе. Горизонтальная ориентация поля позволяет проводить эксперименты в геометрии Фойгта, а вертикальная – в геометрии Фарадея.

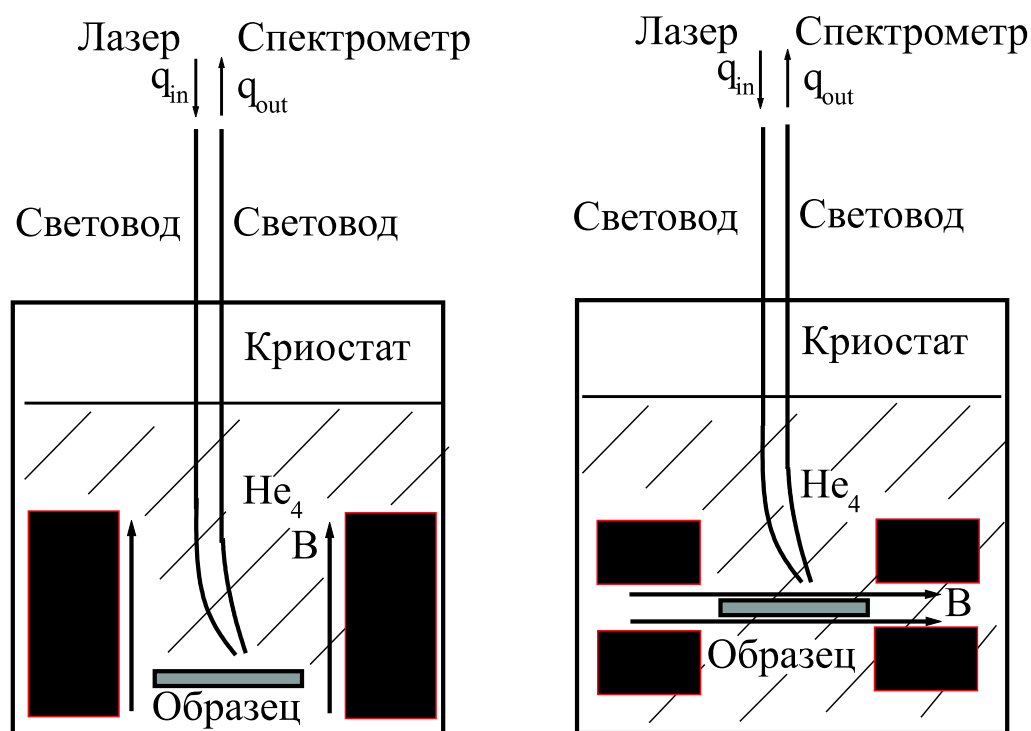


Рис. 2.2: измерительная схема для криостатов с горизонтальным и вертикальным расположением соленоидов.

При исследовании неупругого 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. Анализ поляризации света осуществляется линейными поляризаторами и фазово-вращающими пластинами, размещенными в жидком гелии непосредственно перед образцом. Отметим, что световодная методика свободна от су-

ществленных недостатков стандартной методики с оптическим окном: загрязнения оптического тракта и разъюстировки оптической схемы вследствие развертки магнитного поля. Это обеспечивает долговременную стабильность сигнала неупругого рассеяния света.

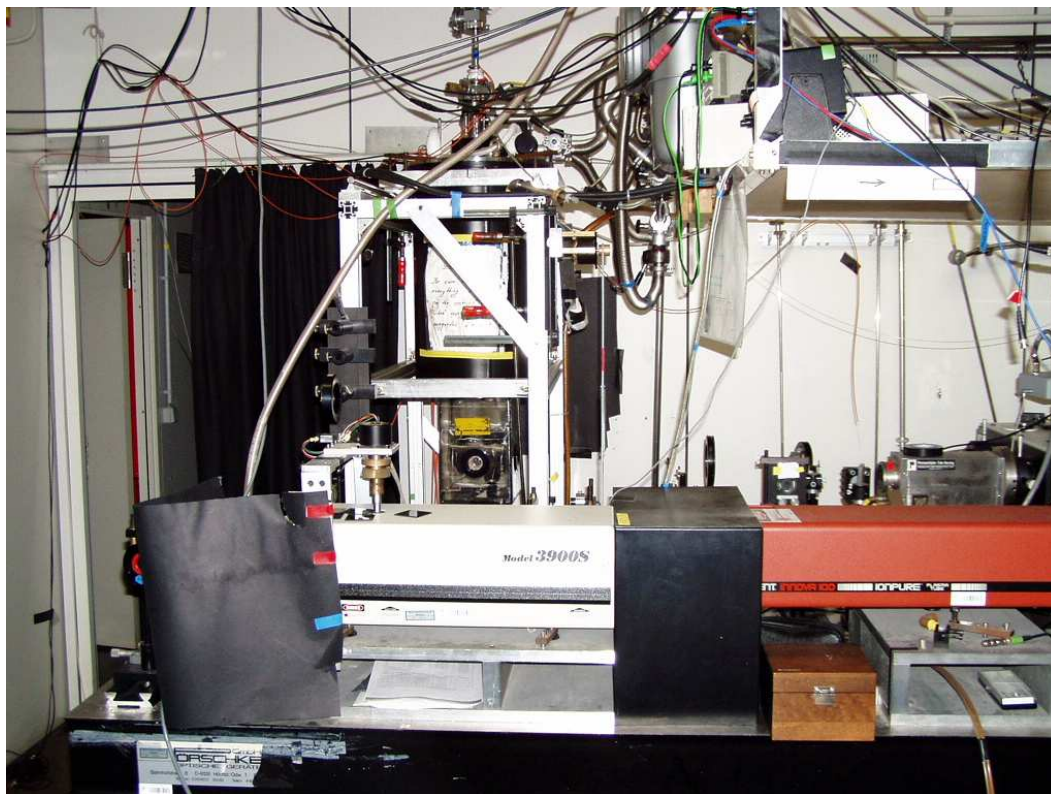


Рис. 2.3: Фотография оптического криостата с горизонтальным магнитным полем, накачивающего аргонового лазера и перестраиваемого TiSp-лазера.

Измерения проводились при температуре 0.3-4.2 К. Возбуждение электронной системы осуществлялось перестраиваемым титан-сапфировым лазером с энергией фотонов большей ширины запрещенной зоны материала квантовой ямы, но меньшей ширины запрещенной зоны материала барьера. Характерная плотность мощности возбуждения была 0.1 – 1 Вт/см². Одновременное измерение сигнала неупругого рассеяния света и люминесценции позволяло контролировать величину электронной

концентрации при квазинепрерывном возбуждении.

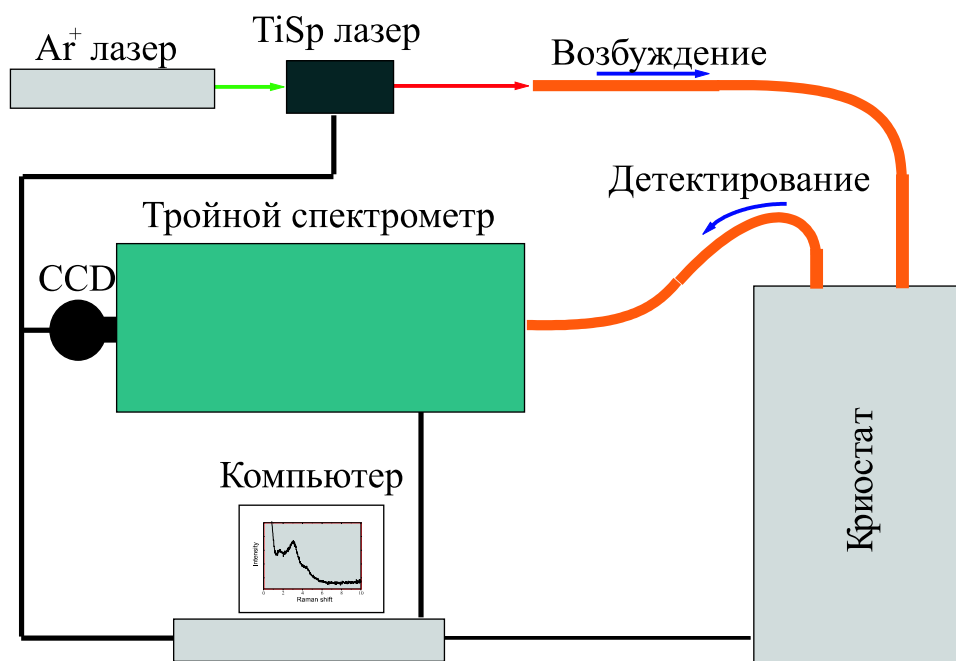


Рис. 2.4: Схема экспериментальной установки.

Детектирование сигнала неупругого рассеяния света и люминесценции осуществлялось с помощью тройного спектрометра и полупроводникового охлаждаемого детектора с зарядовой связью (CCD-камерой). Управление всеми приборами: перестраиваемым TiSp-лазером, регулировкой мощностью HeNe-лазера, магнитным полем криостата, тройным спектрометром и CCD-камерой также осуществлялось через компьютер. Спектральными приборами служили два спектрометра: 3S – тройной спектрометр (Рис. 2.5), сконструированный и собранный в лаборатории неравновесных электронных процессов (ЛНЭП) ИФТТ РАН и T64000 – тройной спектрометр фирмы “Jobin Yvon” в Макс-Планк институте, Штуттгарт, Германия.

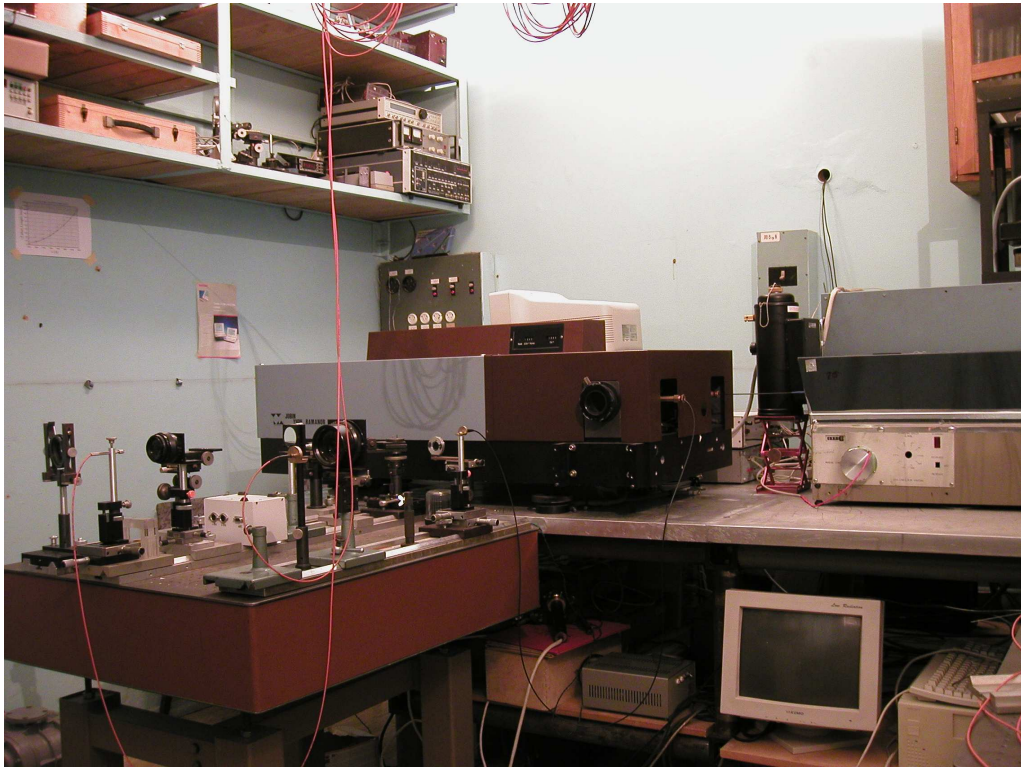


Рис. 2.5: Тройной спектрометр 3S, сконструированный и собранный в лаборатории неравновесных электронных процессов (ЛНЭП) ИФТТ РАН.

Отметим сначала недостатки тройного спектрометра Т64000. Во-первых, это большое количество отражающих поверхностей: три дифракционные решетки, шесть параболических зеркал и больше десяти плоских зеркал. Каждая из этих поверхностей с течением времени окисляется. Если коэффициент отражения каждой поверхности равен 0.9, коэффициент пропускания полезного сигнала у этого прибора составляет ~ 0.1 . Это является существенной проблемой с учетом того, что характерный уровень полезного сигнала в экспериментах по неупругому рассеянию света составляет примерно $0.1 \div 1$ фотон в секунду, и для получения информативного спектра приходится делать накопление со временем в несколько часов. Во-вторых, высокая требовательность Т64000 к точности меха-

нических сопряжений составных частей, и, как следствие, необходимость защиты от всевозможных вибраций.

Достоинством 3S-спектрометра является то, что он состоит из двух независимых частей со световодным сопряжением. Причем в первой части – двойном спектрометре, работающем в режиме вычитания дисперсий, были использованы дифракционные решетки неплоской формы. Решетки работали одновременно и диспергирующими элементами и выполняли функции параболических зеркал. Это позволило уменьшить общее число отражающих поверхностей до семи, а коэффициент пропускания прибора поднять до ~ 0.2 . Соответственно, время накопления сигнала неупругого рассеяния света на 3S-спектрометре уменьшилось в четыре раза. Проблема настроек и механической защищенности также существенно облегчилась. Поскольку оптическое соединение выхода модуля вычитания дисперсий и входа модуля третьего спектрометра осуществлялось при помощи гибкого световода, стабильность работы спектрометра существенно повысилась и перестала быть критичной к точности совмещения выхода двойного спектрометра и входа третьего спектрометра.

Параметры тройного спектрометра 3S в сравнении с T64000

фокальная длина:

3S – 3 x 1 метр,

T64000 – 3 x 0.64 метра;

Подавление рассеянного лазерного света

3S – 14 порядков при сдвиге от линии лазера 5 см^{-1} ,

T64000 – 11 порядков при сдвиге от линии лазера 5 см^{-1} ;

Линейная дисперсия

$3S - 4\text{\AA}/\text{мм}$ (при 800нм),

T64000 в аддитивной моде – $3\text{\AA}/\text{мм}$ (при 800нм);

2.3 Образцы

Исследования проводились на высококачественных образцах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ), на нелегированной подложке GaAs вдоль кристаллографического направления [100]. Образцы были двух типов:

- 1 одиночные GaAs – квантовые ямы различной ширины селективно легированные кремнием;
- 2 двойные GaAs-квантовые ямы, представляющих собой две одиночные GaAs-квантовые ямы, разделенные $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -барьером, симметрично легированные с двух сторон кремнием.

Потенциальная квантовая яма представляет собой слой GaAs с величиной запрещенной зоны 1.515 эВ, с двух сторон которого выращен слой широкозонного полупроводника – $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с величиной запрещенной зоны ≈ 2 эВ. На некотором расстоянии от квантовой ямы в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -барьере производится δ легирование кремнием. Электроны из δ -слоя туннелируют в квантовую яму, при этом равновесная концентрация электронов в яме определяется из условия равенства электрохимпотенциалов в барьере и яме. Изменение уровня легирования и расстояния до δ -слоя доноров позволяет варьировать электронную концентрацию. В свою оче-

редь потенциальный профиль квантовой ямы определяется электрическими полями от электронов в квантовой яме и от δ -слоя ионизованных доноров в барьере. Из-за пространственного разделения электронов в яме и заряженных примесей в барьере, рассеяние электронов на примесном потенциале подавляется. Электронные подвижности в квантовых ямах достигают гигантских значений (до $3 \cdot 10^7$ см²/В·с в современных гетероструктурах). Также подвижность увеличивается из-за того что квантовые ямы отделены от "грязной" подложки, на которой выращивается гетероструктура, сверхрешёткой GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As квантовых ям (Рис. 2.6). Гетерограницы сверхрешетки останавливают диффузию дислокаций из подложки гетероструктуры, а также изолируют электронный канал от существующих в подложке свободных носителей. Двойные квантовые ямы отличаются от одиночных наличием второго слоя GaAs и симметричным легированием кремнием в барьерах с двух сторон от квантовых ям.

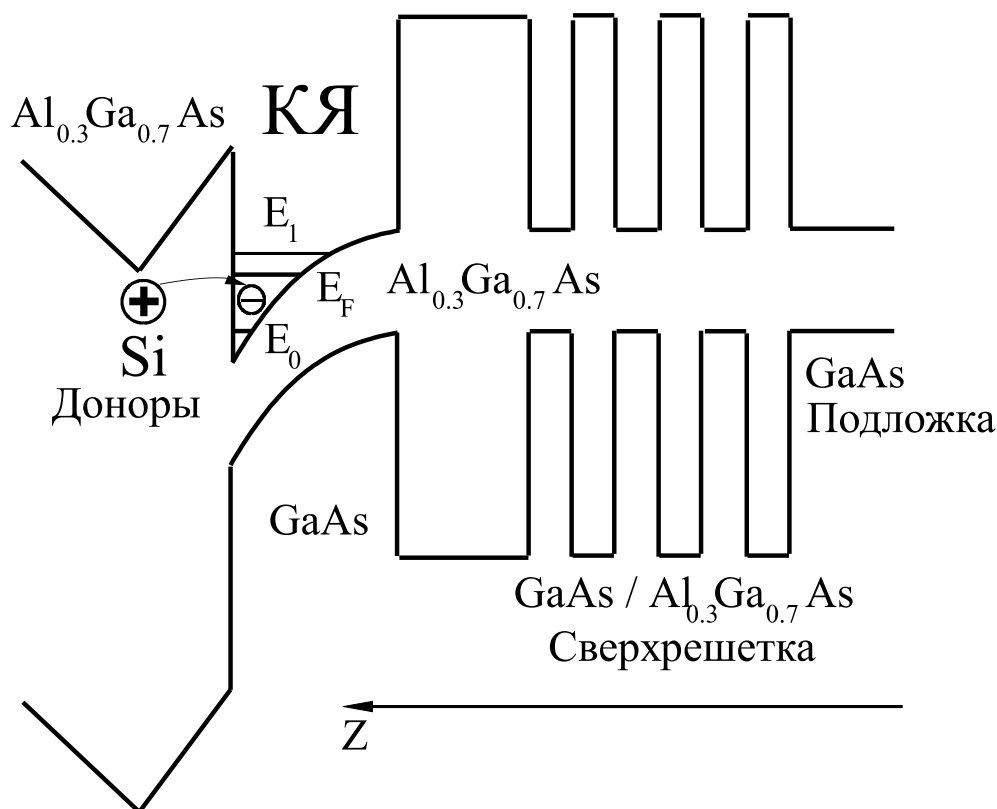


Рис. 2.6: зонная структура гетероструктуры с одиночной GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As квантовой ямой.

2.4 Управление концентрацией в двумерных электронных системах

Существенной проблемой в физике возбуждений двумерных электронных систем является надежный метод определения электронной концентрации в квантовых ямах. Особенно это становится важным в экспериментах по неупругому рассеянию света, когда электронная система находится в квазиравновесных условиях оптического возбуждения, и стандартные транспортные методы не могут быть использованы. В этой работе концентрация электронов определялась из спектров люминесценции в перпендикулярном магнитном поле [90].

Для изменения электронной концентрации в исследуемых образцах

применялся эффект фотообеднения: в условиях непрерывного фотовозбуждения с энергией фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны барьера, происходила нейтрализация ионизованных доноров в барьере и уменьшалась концентрация электронов в структурах. Механизм этого эффекта аналогичен обнаруженному и исследованному ранее для одиночных гетеропереходов [90], а диапазон изменения концентраций в электронном канале определяется, главным образом, концентрацией легирующей примеси в барьере. Источником управляющей засветки служил HeNe-лазер, плотность мощности которого на образце варьировалась непрерывно от 0 до 0.1 Вт/см² линейным поляризатором. Поляризатор вращался с помощью шагового двигателя, что позволяло контролировать мощность лазерного излучения с высокой точностью. Отметим, что стационарное фотовозбуждение накачивающим Ti/Sp-лазером с энергией фотона, меньшей ширины запрещенной зоны AlGaAs, но большей ширины запрещенной зона GaAs, не меняло концентрацию электронов во всем диапазоне плотностей мощности, использованных в эксперименте. Для этого измерялись зависимости энергий оптических переходов с уровней Ландау электронов из зоны проводимости в валентную зону квантовой ямы от величины магнитного поля. По скачкам интенсивности магнитолюминесценции определялся фактор заполнения, а из величины магнитного поля, при которой наблюдался скачок, вычислялась концентрация. Спектры магнитолюминесценции при разных магнитных полях показаны на Рис. 2.7.

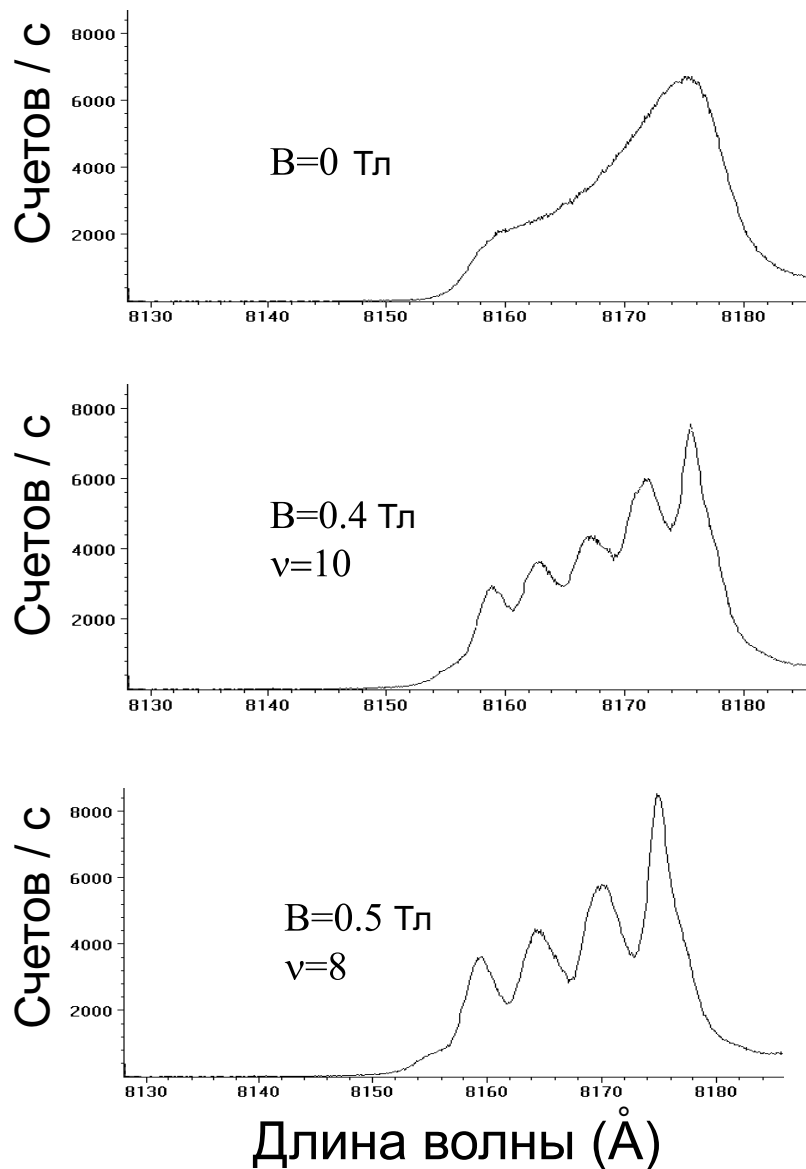


Рис. 2.7: Спектры магнитолуминесценции квантовой ямы 250 \AA с концентрацией 10^{11} см^{-2} при трех различных значениях магнитного поля, также указаны факторы заполнения.

В заключение, во второй главе дано описание методики неупругого рассеяния света, ее экспериментальной реализации, а также общие сведения об условиях эксперимента и исследуемых структурах. В начале каждой последующей экспериментальной главы будут описаны особенности структур и экспериментальных методов, используемых в данной конкретной главе.

3 Комбинированные циклотронные возбуждения в одинокных квантовых ямах

Настоящая глава посвящена исследованию неупругого рассеяния света комбинированными электронными возбуждениями, связанными с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел. Комбинированные возбуждения существенно отличаются от возбуждений, активных в поглощении электромагнитного излучения – магнетоплазмонов, связанных с изменением только орбитального квантового числа, и спиновых экситонов, связанных с изменением только спинового квантового числа, энергии которых 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 первой части главы будут рассмотрены комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе, когда фактор заполнения электронов на нижайшем уровне Ландау меньше $1/2$. Во второй части будет рассмотрено комбинированное возбуждение в состоянии холловского ферромагнетика на факторе заполнения 1 и получена оценка для величины эффективного g -фактора электронов в ферромагнитном состоянии. В

третьей части будет обсуждаться новое комбинированное возбуждение – циклотронная спиновая волна в области факторов заполнения от 1 до 2. В последней части главы будут рассмотрены особенности комбинированных возбуждений для специального случая четных целочисленных факторов заполнения.

Измерения неупругого рассеяния света от комбинированных возбуждений проводились на пяти высококачественных образцах, содержащих одиночные GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As квантовые ямы различной ширины. Поверхностные электронные плотности в квантовых ямах варьировались в широких пределах с использованием эффекта фотообеднения. Измерение спектров неупругого рассеяния света проводилось в геометрии обратного рассеяния с использованием двухсветовой методики. Возбуждение осуществлялось перестраиваемым титан-сапфировым лазером с характерной плотностью мощности 0.1-1 Вт/см². Измерения проводились в криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре 0.3- 1.5 К. Измерения возбуждений в четных целочисленных состояниях квантового эффекта Холла проводились в оптическом криостате с горизонтальной ориентацией магнитного поля. При этом вращением вставки вокруг вертикальной оси можно было изменять угол между нормалью к образцу и напряженностью магнитного поля.

3.1 Комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе

Удобно начать описание свойств комбинированных возбуждений с ультраквантового предела $\nu \sim 1/10$, в котором роль кулоновских корреляций мала. В ультраквантовом пределе почти все электроны образуют связанные комплексы с положительно заряженными примесями, расположенными в AlGaAs барьере квантовой ямы [91]. В области исследуемых магнитных полей нижайшим по энергии является синглетное состояние локализованного триона или D^- центра - трехчастичного комплекса, в котором два электрона с разными спинами в квантовой яме связаны с положительно заряженной примесью в барьере [92]. Спиновое квантовое число основного состояния такой системы 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 зеемановскую энергию. Совпадающие линии соответствуют магнетоплазмону ($m = 1, S = S_z = 0$) и спиновой волне ($m = 1, S = 1, S_z = 0$), а отщепленные – спин-флип модам ($m = 1, S = 1, S_z = \pm 1$) (Рис. 3.1). 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 низкоэнергетической спин-флип моды. При этом энергия

второй спин-флип моды вырастает.

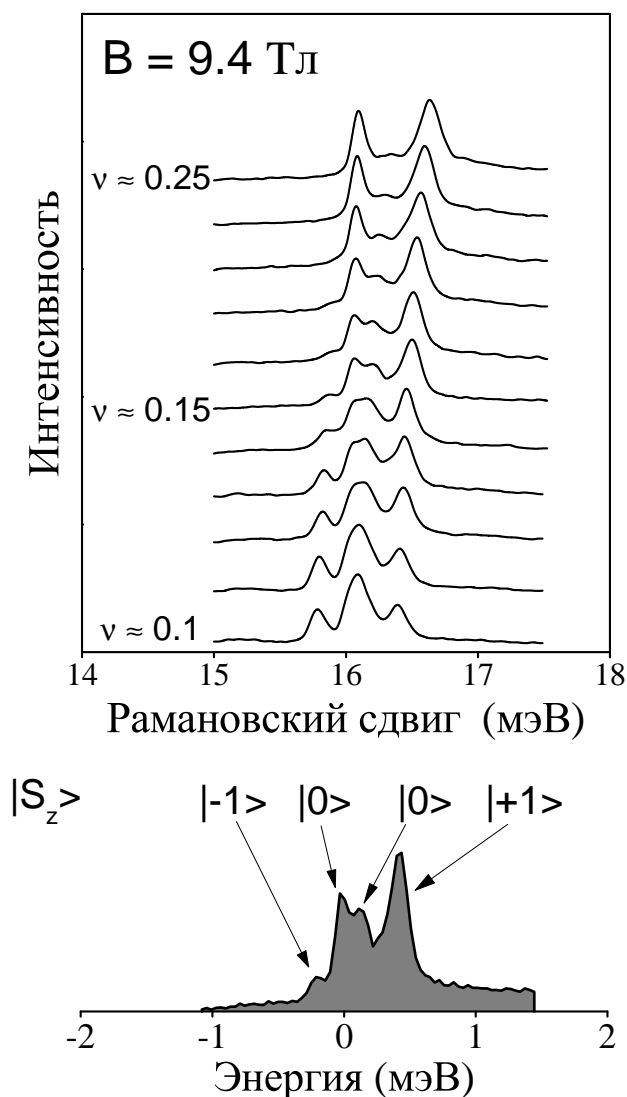


Рис. 3.1: спектры неупругого рассеяния света квантовой ямы в области циклотронной энергии при разных факторах заполнения электронов. Внизу показана классификация спектральных линий и их энергия, отложенная от циклотронной энергии.

В спектре неупругого рассеяния света остаются две узкие линии, соответствующие магнетоплазменной и циклотронной спин-флип модам. Энергия гибридной магнетоплазменной моды превышает циклотронную

энергию, и может быть выражена как

$$E(k) = \sqrt{(\hbar\omega_c)^2 + (\hbar\omega_p(q))^2}, \quad (61)$$

где $\omega_p(q)$ – плазменная частота без магнитного поля. Энергия комбинированной циклотронной спин-флип моды превышает циклотронную энергию на величину разности энергий кулоновского взаимодействия между электронами в основном и возбужденном состоянии, и может быть представлена в виде суммы циклотронной, зеемановской и кулоновской энергий:

$$E_{CSFM}(q) = \hbar\omega_c + g^* \mu_B B + \Delta(q, B). \quad (62)$$

В области экспериментально доступных импульсов дисперсия комбинированной спин-флип моды мала, поэтому можно положить $\Delta(q, B) = \Delta(0, B)$. Можно также пренебречь малым (0.2 мэВ) зеемановским членом.

Заметим, что спин-флип мода, в отличие от магнетоплазмона 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 $\nu = 1/10$ до $\nu = 1/2$, а на факторе заполнения $\nu = 1/2$ линия спин-флип

моды не детектируется из-за слишком короткого времени жизни последней (Рис. 3.2). В области $\nu \rightarrow 1$ линия спин-флип моды опять сужается, что может быть связано с уменьшением числа каналов распада в целочисленном состоянии КЭХ.

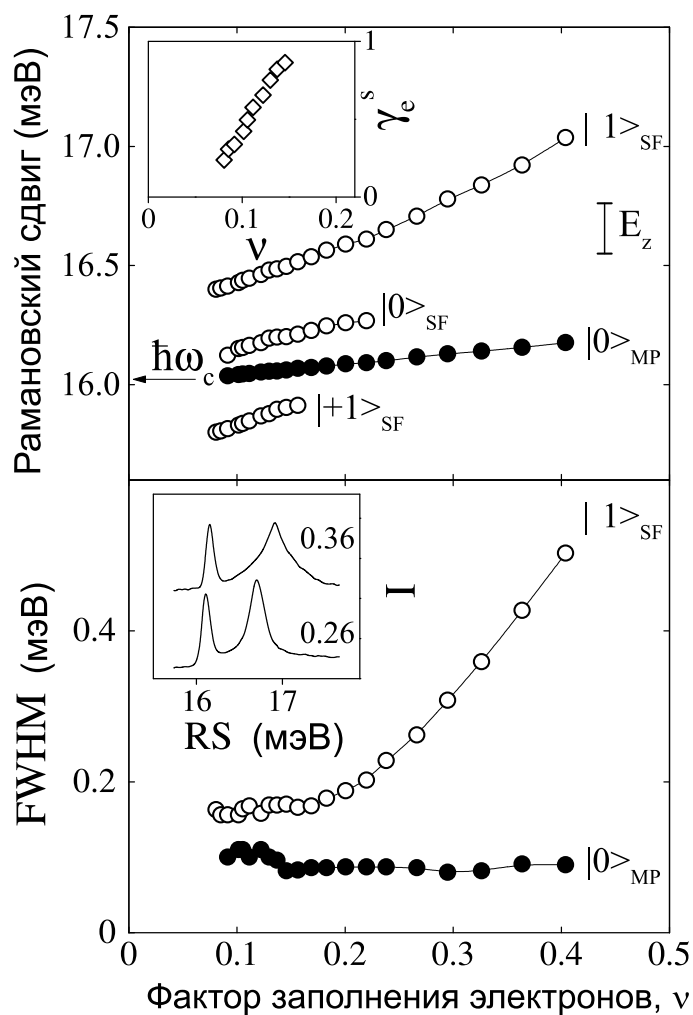


Рис. 3.2: Вверху, энергии линий неупругого рассеяния света в зависимости от фактора заполнения. На вставке показана степень спиновой поляризации электронной системы, полученная из анализа относительных интенсивностей линий неупругого рассеяния света, соответствующих спин-флип модам с различной проекцией спина на ось магнитного поля. Внизу, полуширины линий магнетоплазмона и высокоэнергетической спин-флип моды в зависимости от фактора заполнения электронов. На вставке показаны характерные спектры неупругого рассеяния света при двух различных факторах заполнения электронов.

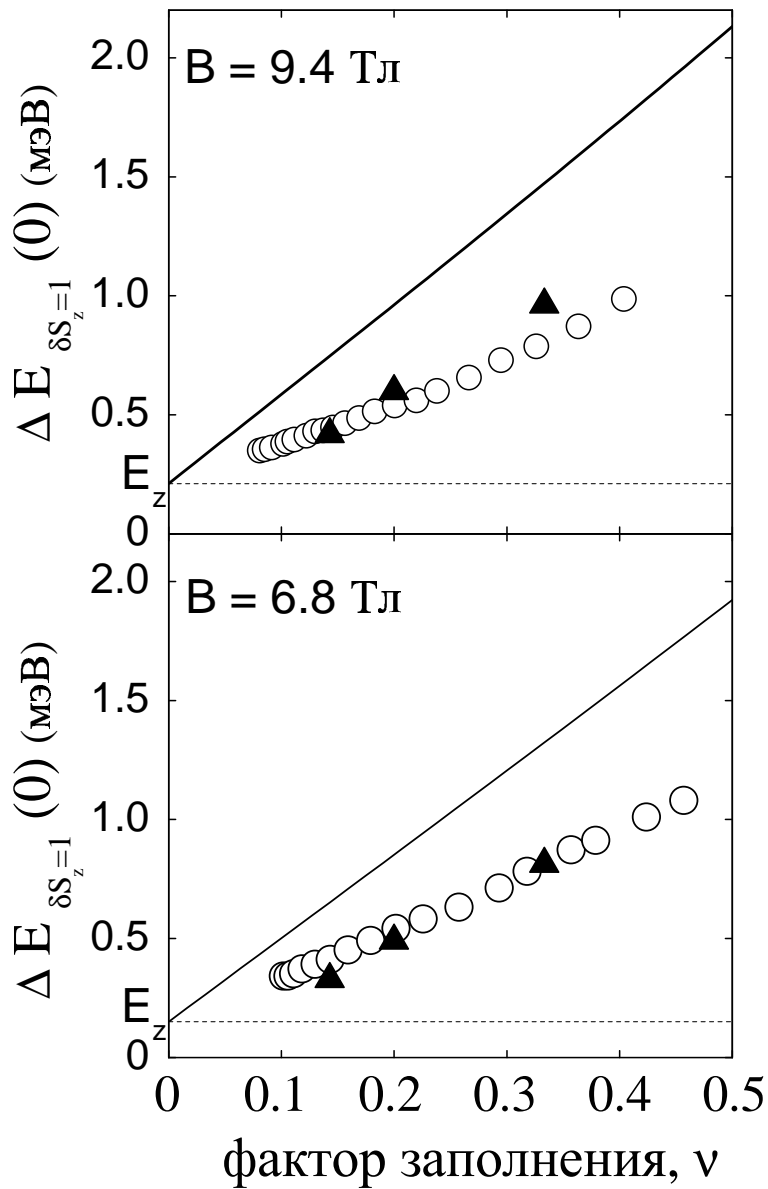


Рис. 3.3: экспериментальная разница в энергиях спин-флип моды и магнетоплазмона для двух значений магнитного поля в зависимости от фактора заполнения электронов (кружки). Расчет в рамках одномодового приближения и приближения Хартри-Фока показан треугольниками и сплошными линиями, соответственно. Пунктирной линией показана зеемановская энергия E_z .

Сравнение экспериментальных данных для величины кулоновской энергии $\Delta(0, B)$, которая теряется электроном при переходе с нулевого на первый уровень Ландау, с теоретическими расчетами показывает что учет только обменного взаимодействия дает двукратное превышение тео-

ретического значения этой величины над экспериментальным. За столь масштабное расхождение теории и эксперимента ответственна корреляция электронов на частично заполненном уровне Ландау. Это можно показать в рамках одномодового приближения, предложенного Р.Фейманом для описания фононов в сверхтекучем гелии [47]. Учет корреляций в основном и возбужденном состояниях существенно понижают энергию спин-флип моды, которая находится в полном согласии с экспериментом (Рис. 3.3) [48, 93].

3.2 Комбинированные возбуждения в состоянии холловского ферромагнетика

Как упоминалось в литературном обзоре, основным состоянием двумерной электронной системы при $\nu = 1$ является холловский ферромагнетик, свойства которого полностью определяются многочастичным обменным взаимодействием. Низжайшими по энергии возбуждениями в длинноволновом пределе ($ql_B \rightarrow 0$) являются голдстоуновские магноны (спиновые экситоны) с энергией равной объемной зеемановской энергии исследуемых структур [44]. Спиновой экситон является коллективным возбуждением в длинноволновом пределе и становится существенно одночастичным в коротковолновом пределе ($ql_B \rightarrow \infty$). В этом случае данное возбуждение представляет собой пару заряженных частиц, состоящую из возбужденного электрона и дырки в основном состоянии, разделенными на бесконечное расстояние в реальном пространстве. Энергия, необходимая для формирования такой пары при нулевой температуре, называ-

ется "обменно-усиленным" спиновым расщеплением, в которое помимо объемной зеемановской энергии входит кулоновская энергия. Эта энергия появляется из-за разницы в обменном взаимодействии электрона в возбужденном и основном состояниях, а прямым методом ее измерения является активационный транспорт. Активационная энергия может быть выражена в виде $\mu g^* B$, где g^* – "обменно-усиленный" g-фактор электронов, а μ – магнетон Бора. При этом "обменно-усиленный" g-фактор может зависеть от магнитного поля и по величине значительно превосходить значение объемного g-фактора электронов в GaAs.

Магнетотранспортными и магнетоемкостными методами было показано, что обменно-усиленный g-фактор электронов слабо зависит от магнитного поля [94, 95, 96, 97]. Этот факт противоречит существующим теориям среднего поля для холловского ферромагнитного состояния, поскольку расстояние между электронами на заполненном уровне Ландау и, соответственно, средняя кулоновская энергия на частицу увеличиваются корневым образом с магнитным полем. Несмотря на то, что функциональная зависимость активационной энергии от магнитного поля сильнее ожидаемой, ее абсолютная величина в несколько раз меньше расчетной.

Попыткой объяснить аномальное поведение активационной энергии стало введение в теорию топологических заряженных возбуждений – скирмионов [42]. Энергия скирмион-антискирмионной пары вдвое меньше энергии коротковолнового спинового экситона, поэтому учет скирмионных возбуждений позволяет, в принципе, значительно уменьшить

активационную щель в холловском ферромагнитном состоянии. Однако из-за большой зеемановской энергии электронов в реальных системах вкладом скирмионов в активационную энергию при температурах много меньше зеемановской можно пренебречь.

Другая попытка улучшить теорию среднего поля путем включения динамического экранирования обменного взаимодействия в приближении Случайных Фаз была выполнена в работе [98]. Оказалось, что учет экранирования значительно уменьшает обменную энергию в магнитных полях до 1 Тл, но сохраняет амплитуду и корневую зависимость от магнитного поля при больших значениях магнитного поля. Из-за очевидного противоречия между теоретическими и экспериментальными результатами особый интерес вызывают прямые методы исследования обменной энергии в холловском ферромагнитном состоянии.

Оказывается, что информацию об обменном взаимодействии в основном и возбужденных состояниях двумерной электронной системы можно получить из энергии комбинированной циклотронной спин-флип моды. Комбинированная мода, возбужденная из спин поляризованного основного состояния, приобретает значительную кулоновскую энергию уже при нулевом импульсе [39]. Особенно интересным является то, что вплоть до импульсов $ql_B \sim 1$ энергия циклотронной спин-флип моды почти не изменяется, а нарушение трансляционной симметрии на расстояниях, значительно превышающих магнитную длину, практически не влияет на ее энергию. Этот факт становится важным при исследовании двумерных электронных систем в квантовых ямах, где случайный потенци-

ал примесей и неровностей гетерограниц всегда приводит к нарушению трансляционной симметрии на масштабах много больших межчастичного расстояния.

Характерные спектры неупругого рассеяния, в которых наблюдается циклотронная спин-флип мода представлены на Рис. 3.4. Помимо линии спин-флип моды в спектрах наблюдаются: узкая линия, соответствующая магнетоплазменной моде, и две широкие спектральные особенности, расположенные в энергетическом интервале между линиям магнетоплазмона и спин-флип моды. О природе этих особенностей, известно мало. В работе [39] они отнесены к неупругому рассеянию света на магнетоплазменных возбуждениях с импульсами, соответствующими экстремальным точкам в дисперсионной зависимости. Несмотря на то, что такие процессы рассеяния запрещены (экстремумы в законе дисперсии находятся при импульсах $ql_B \sim 1$, а максимально достижимые световые импульсы в 10 раз меньше), они могут разрешаться в двумерных электронных системах с нарушенной трансляционной симметрией.

Видно, что энергия спин-флип моды $\Delta(q, B)$ зависит от ширины квантовой ямы, что обусловлено влиянием поперечного размера электронной волновой функции на величину кулоновского взаимодействия. Нелокальность волновых функций электронов в направлении роста квантовой ямы смягчает кулоновское взаимодействие, при этом двумерное выражение для Фурье-компоненты кулоновского потенциала $v(q) = 2\pi e/\epsilon q$ необходимо заменить на $v(q) = F(q)2\pi e/\epsilon q$, где $F(q)$ – геометрический форм-фактор, зависящий от эффективной ширины квантовой ямы

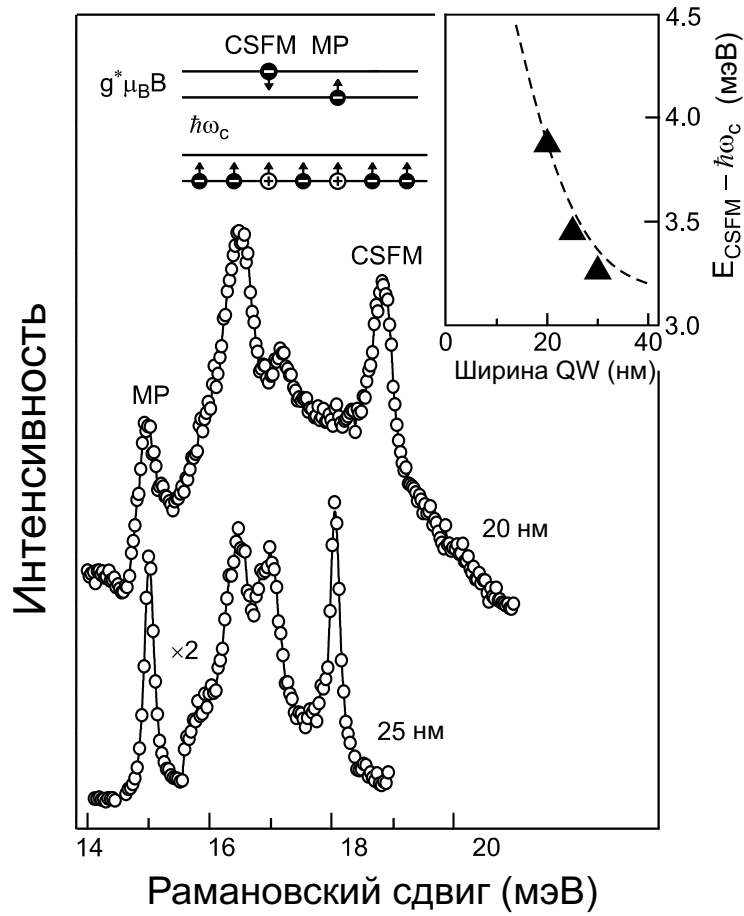


Рис. 3.4: Спектры неупругого рассеяния света при $\nu = 1$ для двух квантовых ям различной ширины 25 и 20 нм. На схеме показана классификация линий. На вставке показана зависимость энергии циклотронной спин-флип моды от ширины квантовой ямы, эксперимент (точки) и расчет в рамках приближения Хартри-Фока (штриховая линия).

$$F(q) \approx \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} dz' |\psi(z)|^2 |\psi(z')|^2 e^{-q|z-z'|}, \quad (63)$$

$\psi(z)$ – огибающие электронных волновых функций в направлении роста квантовых ям.

Рассмотрим дисперсионные зависимости магнетоплазмона и циклотронной спин-флип моды с учетом геометрического форм-фактора. В

приближении Хартри-Фока их энергии даются выражениями

$$\hbar\omega_{\text{мп}}(q) = \hbar\omega_c + E_d(q) + E_v(q) + \Sigma_1 - \Sigma_0 \quad (64)$$

и

$$E_{CSFM}(q) = \hbar\omega_c + g\mu B\delta S_z + E_v(q) - \Sigma_0 \quad (65)$$

где $E_d(q)$ - деполаризационный сдвиг

$$E_d(q) = \frac{1}{2}v(q)q^2 e^{-k^2 l_B^2/2}, \quad (66)$$

$E_v(q)$ - энергия экситонной связи между возбужденным электроном на 1-м уровне Ландау и дыркой на 0-м уровне

$$E_v(0, B) = - \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} v(k) \left[1 - \frac{k^2 l_B^2}{2}\right] e^{-k^2 l_B^2/2}, \quad (67)$$

Σ_l - энергия обменного взаимодействия электрона на l -м уровне с электронами на 0-м уровне

$$\Sigma_l(B) = - \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} v(k) \left(\frac{k^2 l_B^2}{2}\right)^l e^{-k^2 l_B^2/2}. \quad (68)$$

Поскольку обменное взаимодействие существует только между электронами с одинаковыми спинами, член Σ_1 присутствует в энергии магнетоплазмона, но не входит в выражение для энергии спин-флип моды. При $ql_B \rightarrow 0$ $E_d(q) = 0$ и $E_v^{10}(0, B) + \Sigma_1(B) - \Sigma_0(B) = 0$, т.е. энергия магнетоплазмона равна циклотронной энергии в согласии с теоремой Кона, а кулоновская энергия длинноволновой спин-флип моды положительна.

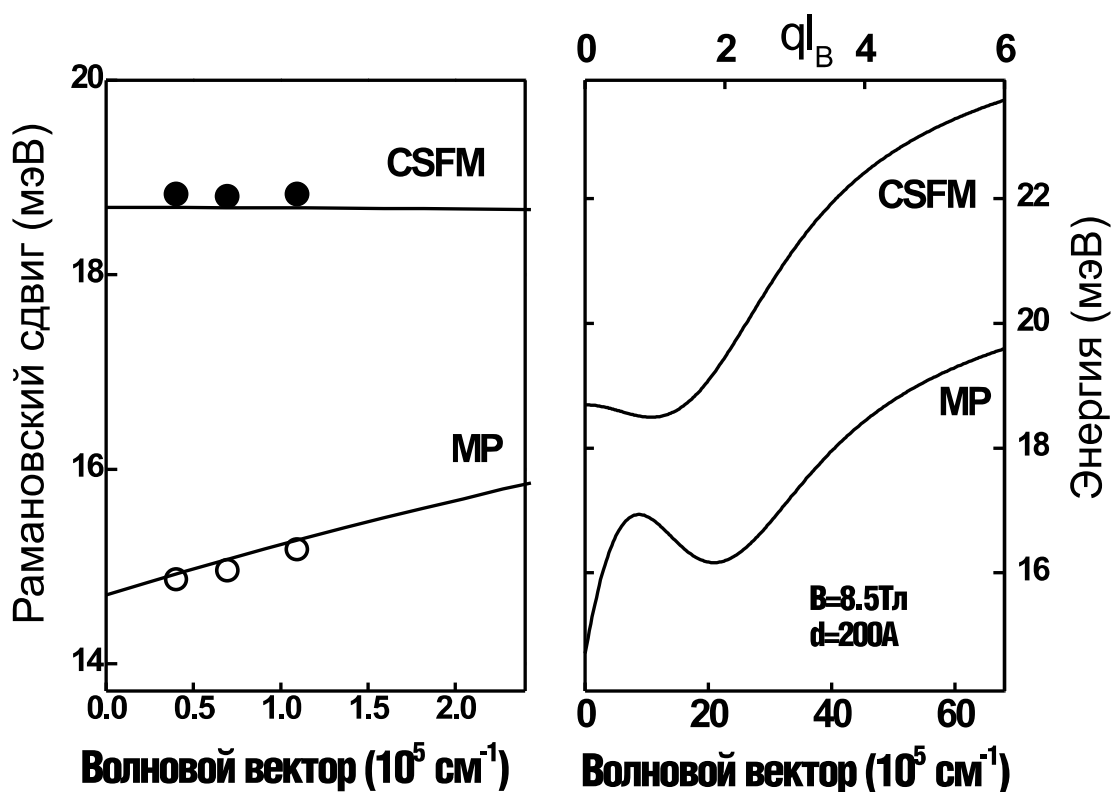


Рис. 3.5: слева, длинноволновые дисперсионные зависимости магнетоплазмона и спин-флип моды для квантовой ямы шириной 20 нм, эксперимент (точки) и расчет в рамках приближения Хартри-Фока (штриховая линия). Справа показаны полные дисперсионные зависимости магнетоплазмона и циклотронной спин-флип моды, вычисленные для ширины ямы и магнитного поля, соответствующих эксперименту.

Экспериментальное исследование дисперсионных зависимостей возбуждений было выполнено в квантовой яме шириной 20 нм. Энергии возбуждений были измерены без изменения экспериментальной конфигурации для трех значений волнового вектора, что предполагает высокую точность в определении энергий. В согласии с теорией длинноволновая дисперсия магнетоплазмона – линейна, а энергия спин-флип моды не зависит от импульса (Рис. 3.5). Можно положить $\Delta(q, B) = \Delta(0, B)$.

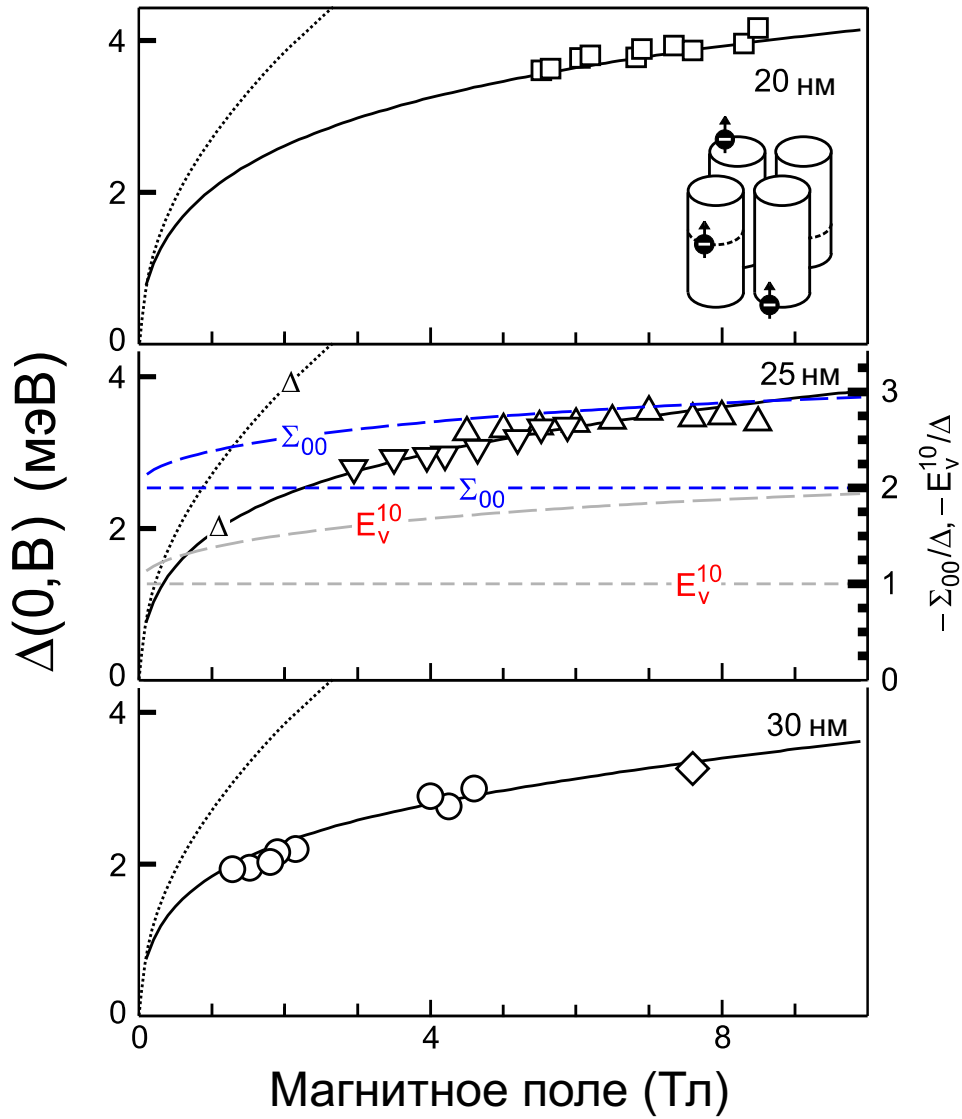


Рис. 3.6: $\Delta(0, B)$ в зависимости от магнитного поля для трех квантовых ям различной ширины, эксперимент (точки) и вычисления в рамках приближения Хартри-Фока с учетом геометрического форм-фактора (сплошные линии). Штриховыми линиями показан расчет без учета форм-фактора. На схеме показан переход от двумерного взаимодействия в малых магнитных полях к эффективно трехмерному взаимодействию в больших магнитных полях. Справа, кулоновские поправки к энергии спин-флип моды без учета (короткий штрих) и с учетом форм-фактора (длинный штрих).

Магнитополевая зависимость $\Delta(0, B)$ также описывается в рамках приближения Хартри-Фока, учитывающего геометрический форм-фактор (Рис. 3.6). При этом

$$\Delta(0, B) = -\Sigma_0(B) + E_v^{10}(0, B), \quad (69)$$

т.е. при возбуждении электрона с заполненного спинового подуровня 0-го уровня Ландау теряется энергия $\Sigma_0(B)$, которая частично компенсируется кулоновским притяжением между возбужденными электроном и дыркой. При этом полной компенсации двух кулоновских членов, как в случае длинноволнового спинового экситона, не происходит из-за различных орбитальных компонент волновых функций электронов на 0 и 1-м уровнях Ландау.

Для учета форм-фактора волновые функции электронов в направлении роста квантовых ям находились самосогласованно путем решения системы одномерных уравнений Пуассона и Шредингера при известных параметрах квантовых ям и концентрациях электронов. Оказывается, что в малых магнитных полях, когда радиус циклотронной орбиты много больше эффективной ширины ямы, взаимодействие электронов является эффективно двумерным (Рис. 3.6), и магнитополевые зависимости $\Delta(0, B)$ для ям различной ширины совпадают. С увеличением магнитного поля поперечный размер электронов при вычислении кулоновского потенциала становится всё более существенным, а сам кулоновский потенциал тримеризуется. В этом пределе электронную систему можно представить как систему длинных стержней, энергия взаимодействия которых зависит логарифмически от магнитного поля. Влияние форм-фактора на амплитуду кулоновского взаимодействия увеличивается с магнитным полем, а зависимость $\Delta(0, B)$ становится существенно слабее корневой.

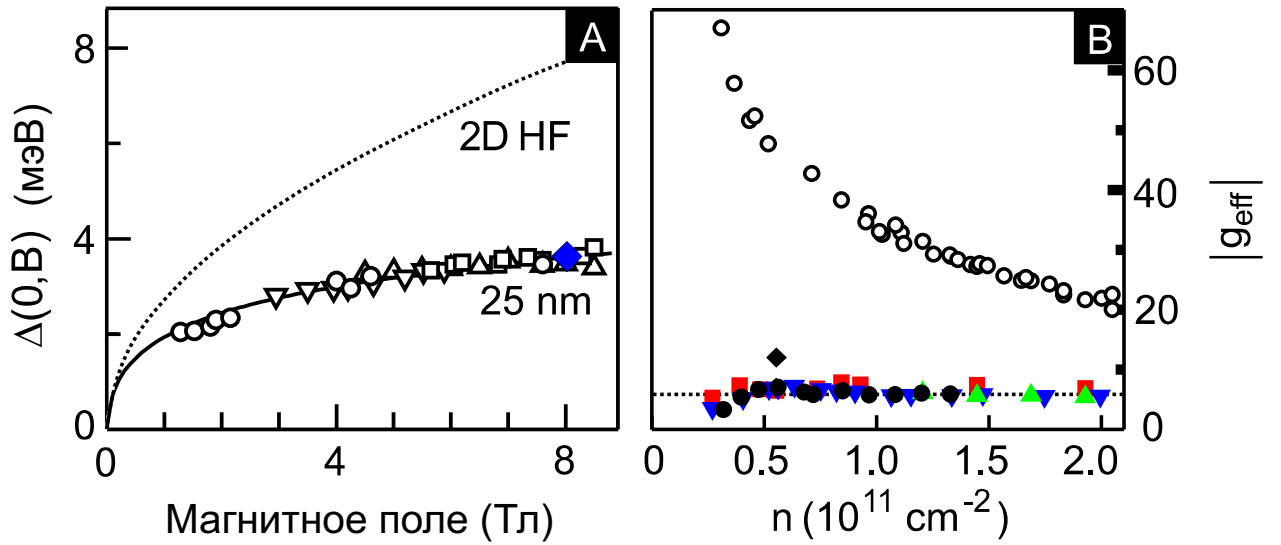


Рис. 3.7: Слева, $\Delta(0, B)$ для квантовой ямы шириной 25 нм, эксперимент (точки) и расчет в приближении Хартри-Фока с учетом геометрического форм-фактора (толстая сплошная линия). Пунктирной линией показан расчет без учета форм-фактора. Справа, зависимость обменно-усиленного g-фактора электронов от магнитного поля. Данные неупругого рассеяния света показаны круглыми символами, а транспортные данные [94, 95, 96] – квадратами. Пунктирной линией показана величина $g^* = 5.6$, аппроксимирующая транспортные данные.

Поскольку теоретические и экспериментальные данные для ям разной ширины хорошо согласуются, а изменение величины $\Delta(0, B)$ от ямы к яме мало по сравнению с самой $\Delta(0, B)$, экспериментальные данные могут быть нормированы на соответствующий коэффициент равный отношению теоретических зависимостей $\Delta_W(0, B)/\Delta_{25}(0, B)$, где W – ширина квантовой ямы. Нормированные данные для квантовой ямы шириной 25 нм приведены на Рис. 3.7.

В области исследуемых магнитных полей (1-9 Тл) приближение Хартри-Фока описывает амплитуду и функциональную зависимость $\Delta(0, B)$ в пределах экспериментальной точности. Это довольно неожиданный результат, поскольку теоретические расчеты получены в первом поряд-

ке теории возмущений по параметру отношения кулоновской и циклотронной энергий. В исследуемом диапазоне магнитных полей этот параметр не мал. Более того, в области полей порядка 1 Тл кулоновская энергия превышает циклотронную энергию, т.е. априори нельзя пренебречь подмешиванием электронных состояний с других уровней Ландау в электронные состояния на нулевом и первом уровнях Ландау. Экспериментальные результаты можно интерпретировать следующим образом: в холловском ферромагнетике большая часть кулоновского взаимодействия не приводит к смешиванию электронных состояний с разных уровней Ландау, а вкладом остаточного смешивающего взаимодействия можно пренебречь вплоть до магнитных полей порядка 1 Тл.

Измерение энергии циклотронной спин-флип моды при $\nu = 1$ позволяет получить оценку для обменной энергии и обменно-усиленного g-фактора электронов на 0-м уровне Ландау. В рамках приближения Хартри-Фока $|\Sigma_0| \equiv g^* \mu B$ и $\Delta(0, B) \approx 1/2 |\Sigma_0|$, причем последнее выражение обращается в строгое равенство для идеального двумерного случая. В общем случае величина обменно-усиленного g-фактора электронов может быть получена как

$$g^*(B) = \left| \frac{\Sigma_0(B)}{\Delta(0, B)} \right|_{teor} \times \frac{\Delta(0, B)_{exp}}{|\mu B|}. \quad (70)$$

При малых магнитных полях обменно-усиленный g-фактор, полученный методом неупругого рассеяния света, превышает экспериментальные данные, полученные с помощью активационного транспорта, на порядок величины. Более того, обменно-усиленный g-фактор расходится в

пределе нулевого магнитного поля. Возможно, что полученное расхождение между результатами различных экспериментов возникает из-за влияния случайного потенциала примесей и неровностей гетерограниц в исследуемых структурах. В транспортных экспериментах измеряется интегральная по всему образцу величина энергии обменного взаимодействия на нулевом уровне Ландау, при этом случайный потенциал может существенно уменьшать эту величину. Напротив, в формировании линии циклотронной спин-флип моды участвуют лишь области образца (кластеры), где ферромагнитное упорядочение не нарушено случайным потенциалом на масштабе межчастичных расстояний. В этих кластерах энергия обменного взаимодействия достигает своего максимального Хартри-Фоковского значения. Рассеяние из областей с нарушенным ферромагнитным упорядочением может быть связано с широкими спектральными особенностями в спектре неупругого рассеяния света, расположенными между магнетоплазмонном и циклотронной спин-флип модой. Данное предположение подтверждается тем фактом, что интенсивность рассеяния в этой части спектра выше в образцах с меньшей подвижностью.

3.3 Циклотронная спиновая волна

Заполнение второго спинового подуровня Ландау ($\nu > 1$) сопровождается появлением дополнительной степени свободы, и, как следствие, новой коллективной моды – циклотронной спиновой волны. При нулевом обобщенном импульсе циклотронная спиновая волна является возбуждением

спинового типа, а в коротковолновом пределе ($ql_B \rightarrow \infty$) становится возбуждением зарядового типа. Можно рассматривать магнетоплазмон и циклотронную спиновую волну как синфазное и противофазное колебания спиновых подсистем двумерной электронной системы с циклотронной частотой.

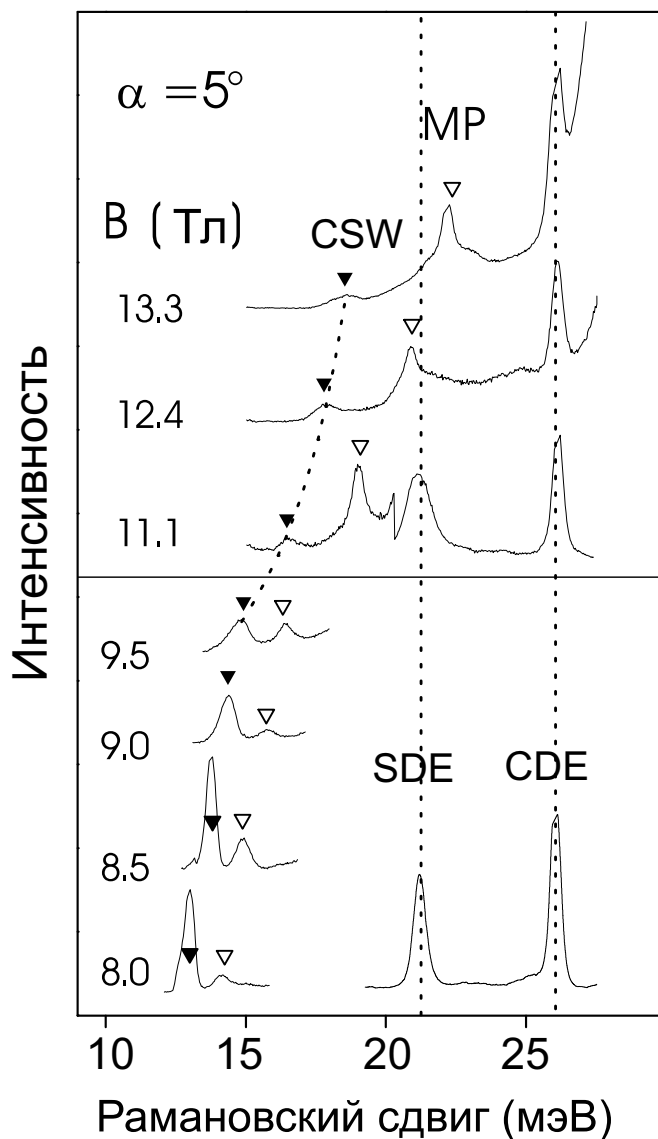


Рис. 3.8: сверху, спектры неупругого рассеяния света в области энергетического резонанса циклотронной спиновой волны (CSW) и главного межподзонного возбуждения спиновой плотности (SDE). Магнитное поле наклонено к плоскости образца под углом α . Магнетоплазмон (MP) не взаимодействует, а CSW взаимодействует с SDE в условиях резонанса. Внизу, аналогичные спектры в нерезонансных условиях.

Несмотря на то, что теоретическое описание циклотронной спиновой волны было выполнено достаточно давно [99], ее наблюдение было связано со значительными экспериментальными трудностями. Главная проблема состояла в отсутствии надежного способа определения типа возбуждений, наблюдаемых в спектрах неупругого рассеяния света (не существует поляризационных правил отбора в магнитном поле). Автором предложен оригинальный метод, с помощью которого был выделен резонанс в спектре неупругого рассеяния света, связанный с циклотронной спин-флип модой. Суть метода заключается в использовании уже известных возбуждений определенного типа для нахождения типа неизвестного возбуждения. В качестве известных возбуждений выбирались главные межподзонные возбуждения спинового и зарядового типов (SDE и CDE). Изменением магнитного поля и электронной концентрации в исследуемой структуре внутри- и межподзонные возбуждения приводились в условия энергетического резонанса. Отсутствие инверсионной симметрии в одиночных квантовых ямах приводит к тому, что внутри- и межподзонные возбуждения взаимодействуют при отличном от нуля обобщенном импульсе. Это приводит к расталкиванию (антипересечению) их энергий в условиях резонанса. Оказалось, что из двух наблюдаемых внутризонных возбуждений в спектрах неупругого рассеяния света одно (циклотронная спиновая волна) взаимодействует с межподзонным возбуждением спиновой плотности, а второе (магнетоплазмон) – с возбуждением зарядовой плотности (Рис. 3.8).

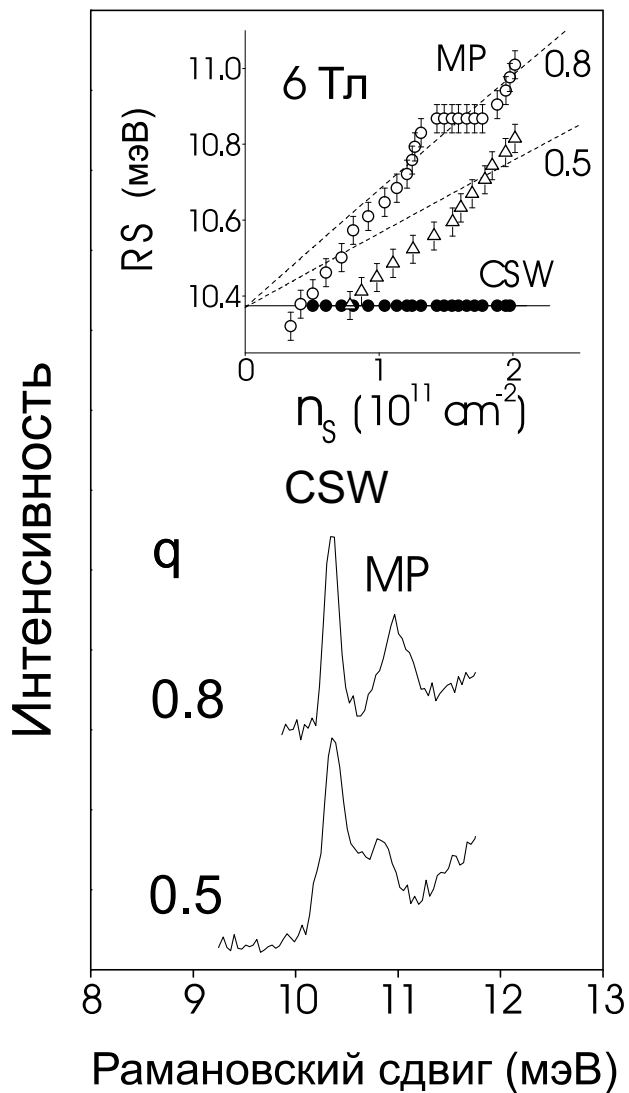


Рис. 3.9: спектры неупругого рассеяния света от циклотронной спиновой волны (CSW) и магнетоплазмона (MP) при двух значениях передаваемого импульса, 0.5 и $0.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. На вставке показаны зависимости от электронной концентрации энергий спин-флип моды и магнетоплазмона в магнитном поле 6 Тл.

Физические свойства циклотронной спин-флип моды соответствуют теоретическим предсказаниям (Рис. 3.9 и 3.10). В длинноволновом пределе циклотронная спиновая волна бездисперсионна, а ее энергия близка к 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.

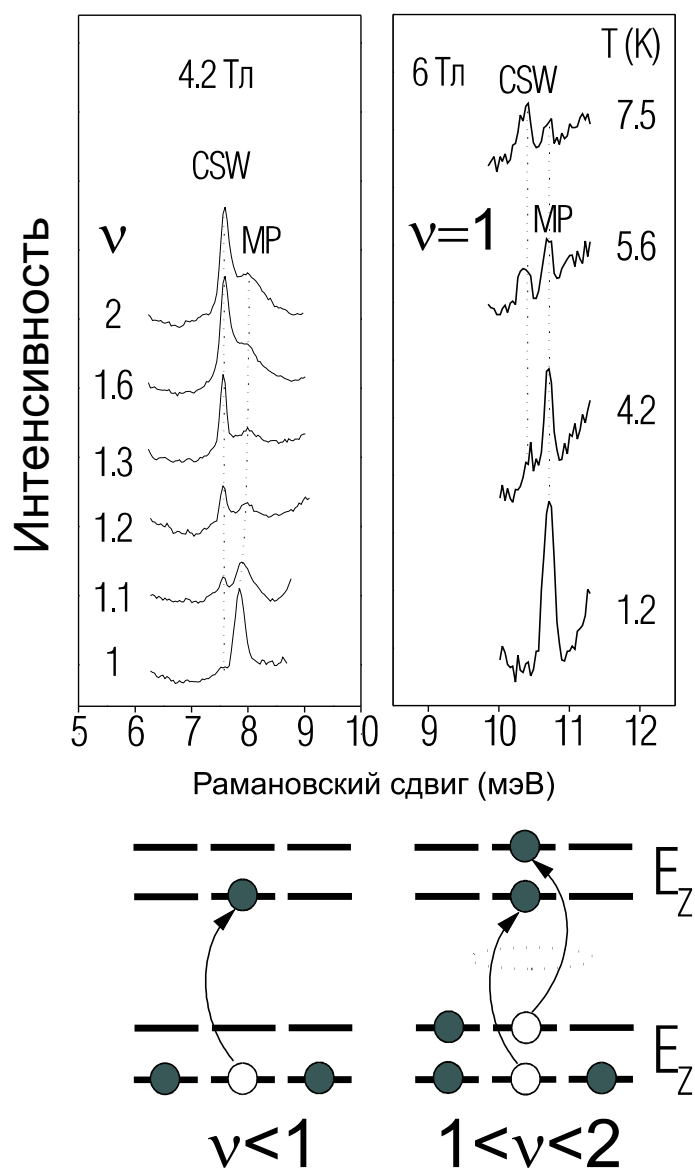


Рис. 3.10: слева, спектры неупругого рассеяния света от циклотронной спиновой волны (CSW) и магнетоплазмона (MP) в зависимости от фактора заполнения электронов при фиксированном магнитном поле. Справа, спектры неупругого рассеяния света от циклотронной спиновой волны и магнетоплазмона в зависимости от температуры электронной системы при фиксированном факторе заполнения $\nu = 1$. Циклотронная спиновая волна появляется в спектрах неупругого рассеяния света, как только заполняется верхний спиновый подуровень 0-го уровня Ландау. Внизу схематически показаны возможные электронные возбуждения при одном и двух заполненных спиновых подуровнях Ландау.

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 сама энергия отличается в образцах с различным распределением примесного потенциала [100]. Энергия циклотронной спиновой волны устойчива к флуктуациям случайного потенциала, а наклон ее магнитолевой зависимости позволяет определить циклотронную массу электронов с высокой точностью [101].

Необходимо отметить, что помимо циклотронной спиновой волны в спектрах неупругого рассеяния света могут наблюдаться циклотронные спин-флип возбуждения с изменением проекции спина на ось магнитного поля. Как уже упоминалось в первой части этой главы, такие возбуждения детектируются вблизи целочисленных состояний квантового эффекта Холла, а в нецелочисленных состояниях они затухают.

3.4 Спин-триплетные возбуждения в четных целочисленных состояниях КЭХ

Специальным случаем для комбинированных циклотронных возбуждений является фактор заполнения $\nu = 2$, при котором основное состояние двумерной электронной системы не поляризовано по спину (полное спиновое квантовое число $S = 0$), а возбужденные состояния можно классифицировать как синглетные и триплетные. Считается, что состояние $\nu \rightarrow 2$ эквивалентно рассмотренному ранее состоянию $\nu \rightarrow 0$, так как свойства электронной системы на почти пустом уровне Ландау эквива-

лентны свойствам дырочной системы на почти полностью заполненном уровне Ландау (электрон-дырочная симметрия). Что касается возбуждений при $q = 0$, то их энергии при $\nu = 2$ и $\nu \rightarrow 0$ совпадают в первом порядке малости по параметру $r_c = (e^2/\epsilon l_B)/\hbar\omega_c$.

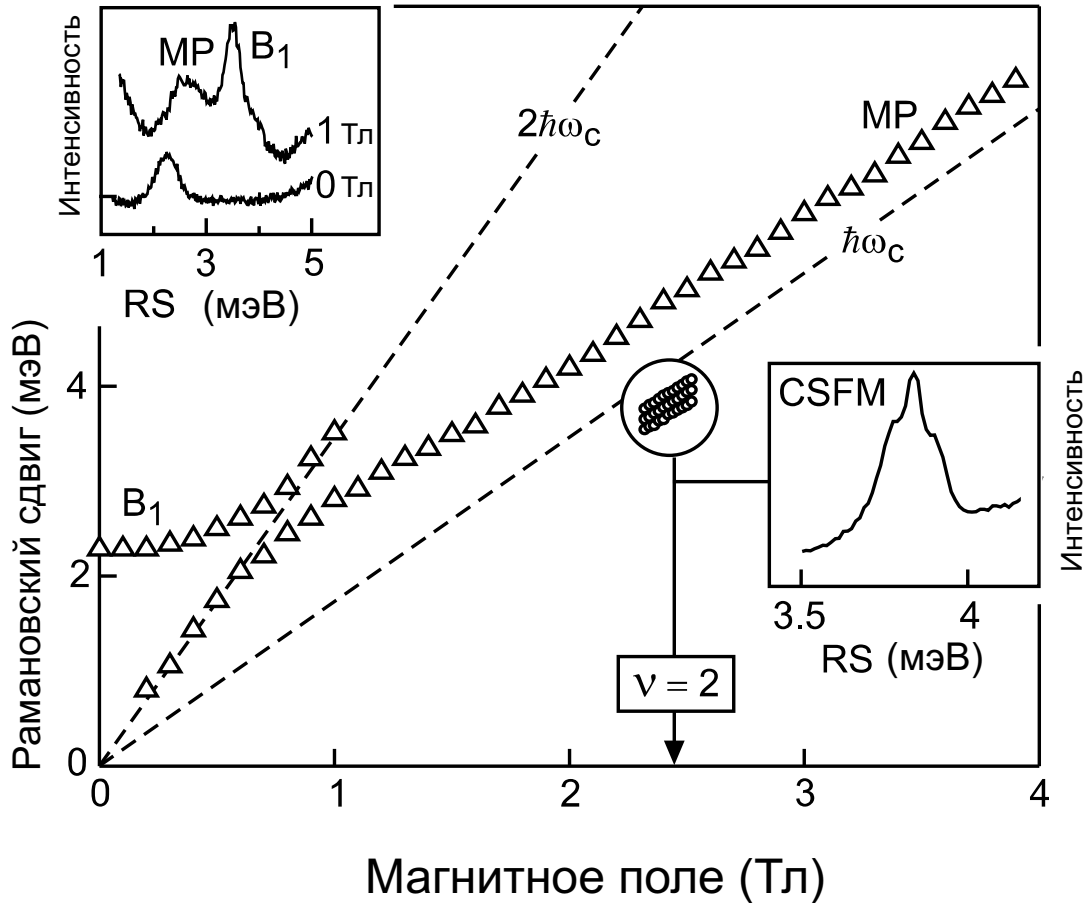


Рис. 3.11: Зависимость энергий линий неупругого рассеяния света магнетоплазмона (треугольники) и циклотронной спин-флип моды (кружки) от магнитного поля при фиксированной электронной концентрации. Штриховыми линиями показаны кратные циклотронные энергии. На вставках показаны характерные спектры неупругого рассеяния света магнетоплазмона и циклотронной спин-флип моды.

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 по-

нижают энергию спин-триплетного возбуждения относительно энергии циклотронного резонанса, причем обменный вклад (ΔE_x) не зависит от величины магнитного поля ($\hbar\omega_c + \Delta E_x$, а $\Delta E_x \propto -\hbar\omega_c r_c^2$) (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, а поправки второго порядка 'работают' в сравнительно малых полях, то обменный вклад составляет значительную часть от циклотронной энергии ($\approx 1/3\hbar\omega_c$ в 0.5 Тл). При этом зеемановская энергия может быть сколь угодно малой.

Покажем это на примере двумерной электронной системы в одиночной квантовой яме. На Рис. 3.11 приведены типичные спектры неупругого рассеяния света от циклотронных возбуждений. Используя поляризационные правила отбора в малых магнитных полях, были идентифицированы линии, связанные с возбуждениями зарядовой плотности, магнетоплазмон и Бернштейновской модой. В длинноволновом пределе Бернштейновская мода практически бездисперсионна, а дисперсия магнетоплазмона определяется выражением (61). При ненулевых импульсах две моды гибридизуются, что проявляется как антипересечение соответствующих линий неупругого рассеяния света. В больших полях энергии магнетоплазмона и Бернштейновской моды асимптотически приближаются к циклотронной и двойной циклотронной энергиям, соответственно.

В целочисленном состоянии квантового эффекта Холла в красной области спектра появляется триплетная линия (Рис. 3.11). Расщепле-

ние между компонентами триплета соответствует объемной зеемановской энергии в GaAs. Это позволяет связать их с тремя циклотронными спиновыми модами с разными проекциями спина на ось магнитного поля ($S_z = -1, 0$ и 1). Боковые линии соответствуют спин-флип модам с $S_z = -1$ и 1 , а центральный пик циклотронной спиновой волне с $S_z = 0$.

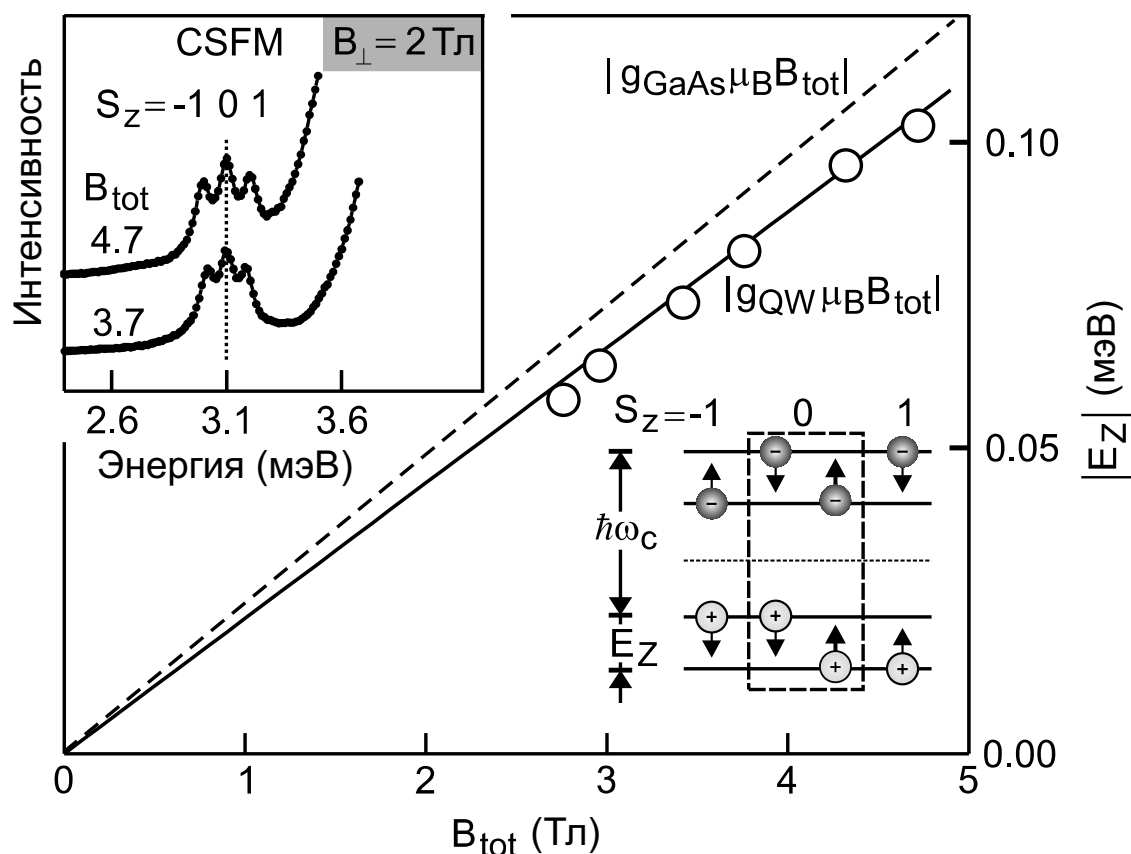


Рис. 3.12: зеемановская энергия в зависимости от величины магнитного поля, экспериментальные данные (точки), сплошная линия – линейная аппроксимация экспериментальных значений, штриховой линией показана зеемановская энергия в объеме GaAs. На вставке показаны спектры неупругого рассеяния света при различных полных магнитных полях (3,66 Тл и 4,87 Тл) с одинаковой перпендикулярной составляющей магнитного поля (2 Тл). На схеме изображены возможные циклотронные возбуждения.

В магнитном поле при котором наблюдается целочисленной состояние квантового эффекта Холла поляризационные правила отбора не выполняются, поэтому для точной идентификации новой линии были вы-

полнены эксперименты в наклонном магнитном поле. Оказалось, что на энергетическое положение центральной линии триплета оказывала влияние только перпендикулярная компонента магнитного поля, а полное магнитное поле изменяло зеемановскую энергию. При этом энергии боковых линий наблюдаемого триплета изменяются в соответствии с изменением зеемановской энергии. Можно заключить, что триплетная линия с энергией меньше циклотронной энергии действительно соответствует спин-триплетным возбуждениям.

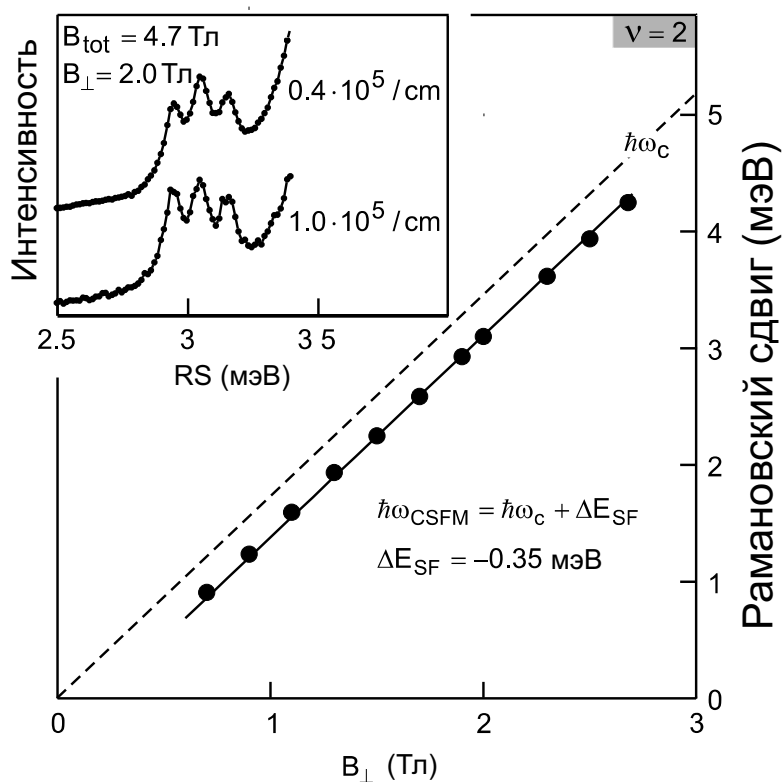


Рис. 3.13: магнитополевая зависимость энергии спин-триплетного магнетоэкситона при факторе заполнения электронов $\nu = 2$. Штриховой линией показана циклотронная энергия. На вставке показаны спектры неупругого рассеяния света для двух значений передаваемого импульса.

Измерение расщепления между компонентами спинового триплета позволяет довольно точно измерить величину одночастичного g-фактора электронов в квантовой яме. Экспериментальное значение g-фактора

меньше чем его значение в объемном GaAs и находится в количественном согласии с результатами работы [102], где измерялся g-фактор двумерных электронов в зависимости от значения магнитного поля и номера уровня Ландау.

В исследуемом диапазоне импульсов циклотронные спин-флип возбуждения бездесперсонны (Рис. 3.13), т.е. можно положить $\Delta E_x(q) = \Delta E_x$. Чтобы сравнить, экспериментальную величину ΔE_x с теорией, необходимо просуммировать все кулоновские поправки к энергии циклотронных спин флип возбуждений во втором порядке теории возмущений. Это сделано в работах [126, 104]. Кулоновские поправки к энергиям всех трех компонент спинового триплетта одинаковы, и имеют следующую величину

$$\Delta E_x = - \sum_{n=2}^{\infty} R_n \frac{1 - 2^{1-n}}{n(n^2 - 1)}, \quad (71)$$

где

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

в единицах $r_c^2 \hbar \omega_c \approx 11.34$ мэВ. В идеальной двумерной системе $R_n \equiv 1$ и $\Delta E_x = (\ln 2 - 1)/2 = -0.1534\dots$. В случае электронов в квантовой яме необходимо учитывать влияние геометрического форм-фактора на амплитуду кулоновского взаимодействия. С учетом форм-фактора величина обменного вклада находится в полном согласии с экспериментом (Рис.3.14).

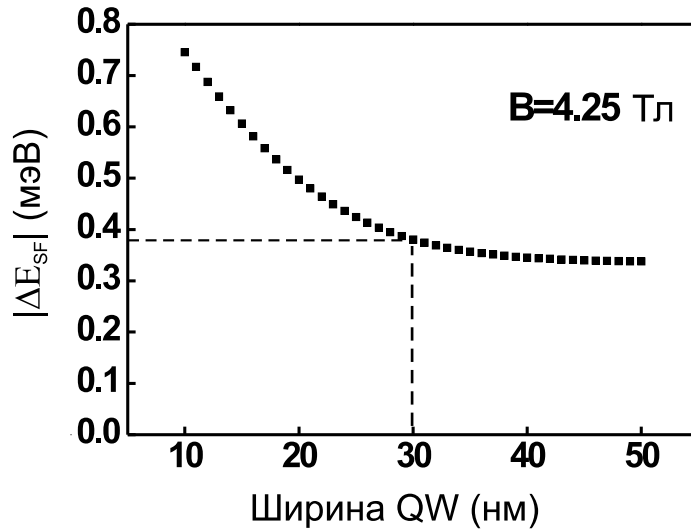


Рис. 3.14: модуль ΔE_x в зависимости от ширины квантовой ямы. Штриховыми линиями указано значение энергии для ямы шириной 300 \AA , используемой в эксперименте. Расчетная величина $\Delta E_x = 0.38 \text{ мэВ}$ согласуется с экспериментальным значением 0.35 мэВ .

Отметим, что обменные поправки второго порядка понижают энергии спин-триплетных возбуждений не только при $\nu = 2$, 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 $\nu = 4$ в два раза меньше чем в рассмотренном случае $\nu = 2$ (Рис. 3.15). Таким образом, циклотронные спин-флип возбуждения являются нижайшими по энергии в четных целочисленных состояниях квантового эффекта Холла.

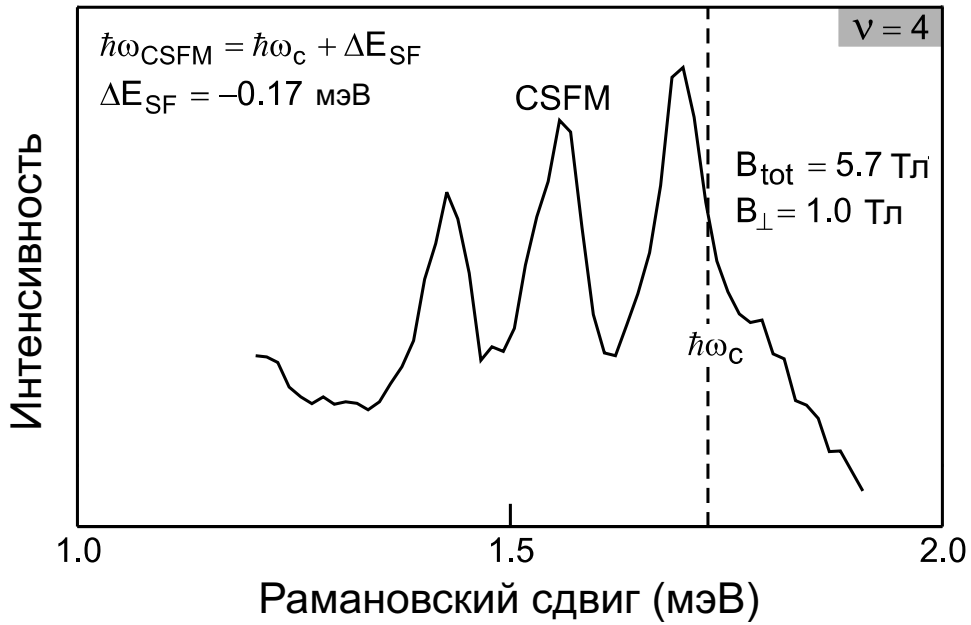


Рис. 3.15: спектр неупругого рассеяния света от циклотронных спин-триплетных возбуждений при $\nu = 4$. Величина ΔE_x вдвое меньше чем для случая $\nu = 2$.

В заключение, в третьей главе был рассмотрен спектр циклотронных спин-флип возбуждений в квантовом и ультраквантовом пределе. Было показано, что в нецелочисленных состояниях квантового эффекта Холла энергия спин-флип возбуждений определяется не только обменным, но и корреляционным взаимодействием в основном и возбужденных состояниях. Влияние корреляционного взаимодействия проявляется в двукратном уменьшении кулоновской энергии циклотронной спин-флип моды по сравнению с Хартри-Фоковским значением. Напротив, при целочисленном факторе заполнения $\nu = 1$ энергия циклотронной спин-флип моды описывается в рамках приближения Хартри-Фока вплоть до магнитных полей 1 Тл. Была получена экспериментальная оценка обменно-усиленного g -фактора электронов и показано что величина g -фактора расходится с уменьшением магнитного поля. С заполнением второго спи-

нового подуровня 0-го уровня Ландау в спектре неупругого рассеяния света доминирует линия возбуждения спиново-зарядового типа – циклотронной спиновой волны. Были рассмотрены зависимости энергии циклотронной спиновой волны от величины обобщенного импульса и электронной концентрации. Оба параметра не оказывают влияния на ее энергию в длинноволновом пределе, что дает возможность использовать ее энергию для определения эффективной массы электронов. Показано, что в целочисленных состояниях квантового эффекта Холла нижайшим по энергии возбуждениями являются циклотронные спин-флип моды. Это связано с отрицательными кулоновскими поправками в энергию данных мод. Кулоновский вклад не зависит от магнитного поля и становится сравнимым с циклотронной энергией в магнитных полях меньше 1 Тл.

4 Межподзонные магнетовозбуждения в одиночных квантовых ямах

В этой главе обсуждается модификация спектра межподзонных возбуждений магнитным полем. Подобно комбинированным циклотронным возбуждениям, большинство межподзонных возбуждений неактивны в поглощении электромагнитного излучения, а единственным методом их исследования является неупругое рассеяние света. В первой части главы экспериментально проверяется аналог теоремы Кона для межподзонных возбуждений. Во второй части рассмотрены дисперсионные зависимости межподзонных возбуждений, и получена информация о коллективных свойствах двумерных электронных систем и о взаимодействии коллективных мод различной природы. В третьей части рассмотрено взаимодействие электронных и фононных подсистем квантовых ям. В четвертой части обсуждаются новые ветви межподзонных магнетовозбуждений, связанные с многокомпонентной природой основного состояния электронной системы с несколькими заполненными уровнями Ландау.

Экспериментальные результаты получены на гетероструктурах, представляющих собой асимметричные, селективно-легированные $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ одиночные квантовые ямы шириной 250 Å. Электронная плотность (n_s) и подвижность (μ) в образцах изменялись от 0.5 до $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и от 1 до $7 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, соответственно. Образцы помещались в криостат со сверхпроводящим соленоидом. Измерения проводились при температуре 1.5 К в области магнитных полей от 0 до 11 Тл в геометрии

Фарадея. Максимальный передаваемый импульс достигал $1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

4.1 Межподзонные магнетовозбуждения с нулевым обобщенным импульсом

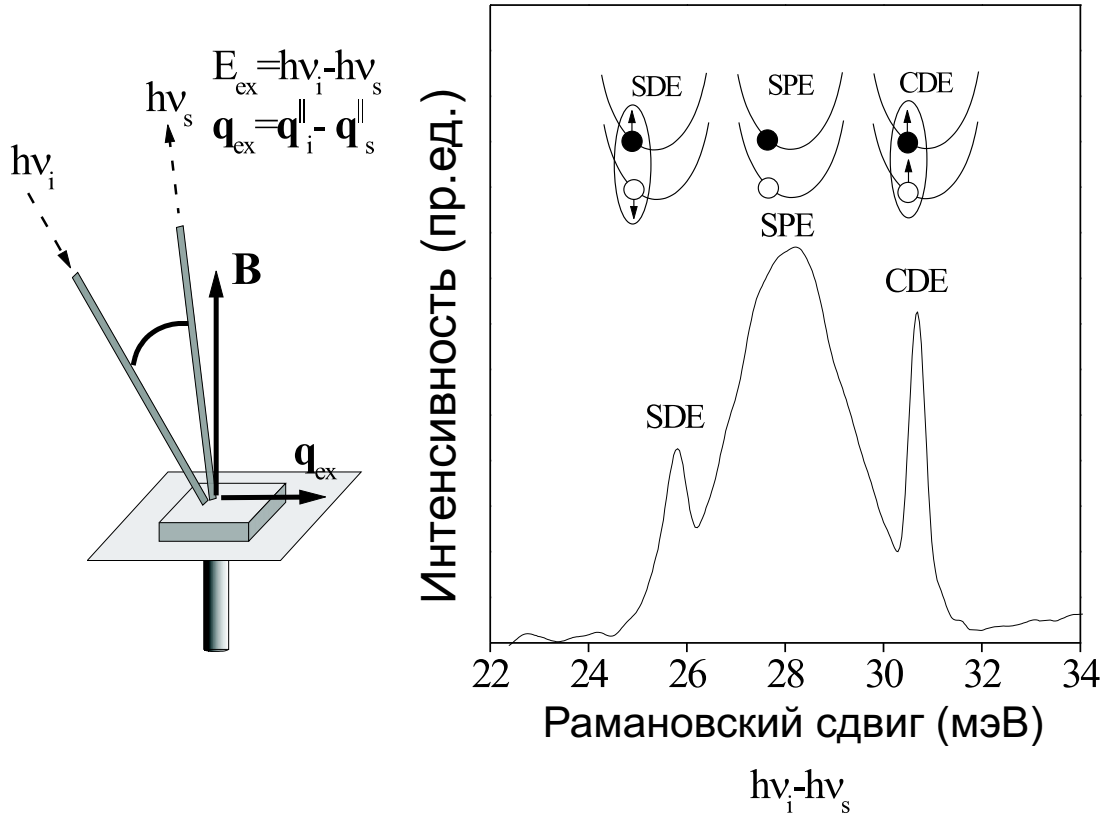


Рис. 4.1: слева, схема эксперимента для регистрации спектров неупругого рассеяния света. Разница энергий ($h\nu_i - h\nu_s$) и разница проекций импульсов возбуждающего и рассеянного фотонов ($q_i^{\parallel} - q_s^{\parallel}$) на плоскость образца передается возбуждениям в электронной системе. Справа типичный спектр неупругого рассеяния света на межподзонных возбуждениях в нулевом магнитном поле от квантовой ямы шириной 250 \AA с электронной концентрацией $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренный при $q = 0.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Вверху показаны возможные типы межподзонных возбуждений: CDE, SDE и SPE.

Рассмотрим сначала спектр межподзонных возбуждений в нулевом магнитном поле, который хорошо известен. Он состоит из двух коллективных мод экситонного типа, которые можно рассматривать, как син-

глетное и триплетное состояния межподзонного экситона (главные межподзонные возбуждения зарядовой и спиновой плотности), образованного электроном в возбужденной подзоне и дыркой под уровнем Ферми электронов в основной [15, 16, 17, 18]. При $q \rightarrow 0$ энергия триплетного экситона меньше одночастичной энергии межподзонного 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 нее входит энергия макроскопической поляризации электронной системы (деполяризационный сдвиг).

Спектр неупругого рассеяния света состоит из двух узких линий коллективных возбуждений экситонного типа (CDE и SDE), а также широкой полосы континуума одночастичных возбуждений (SPE) (Рис. 4.1) [16]. Узкие линии наблюдаются исключительно в параллельной и перпендикулярной поляризационных конфигурациях возбуждающего и рассеянного фотона, соответственно. Широкая полоса присутствует в спектрах, полученных как в параллельной, так и в перпендикулярной поляризационных конфигурациях (одночастичные возбуждения могут быть как без, так и с переворотом спина).

В магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, происходит расщепление континуума одночастичных возбуждений на ряд индивидуальных спектральных компонент, соответствующих межподзонным бернштейновским модам ($ISBM_n$) – коллективным возбуждениям с одновременным изменением номера уровня Ландау и индекса размерно-

квантованной подзоны (рис. 4.2), где n -разница между номерами уровней Ландау возбужденных электрона и дырки.

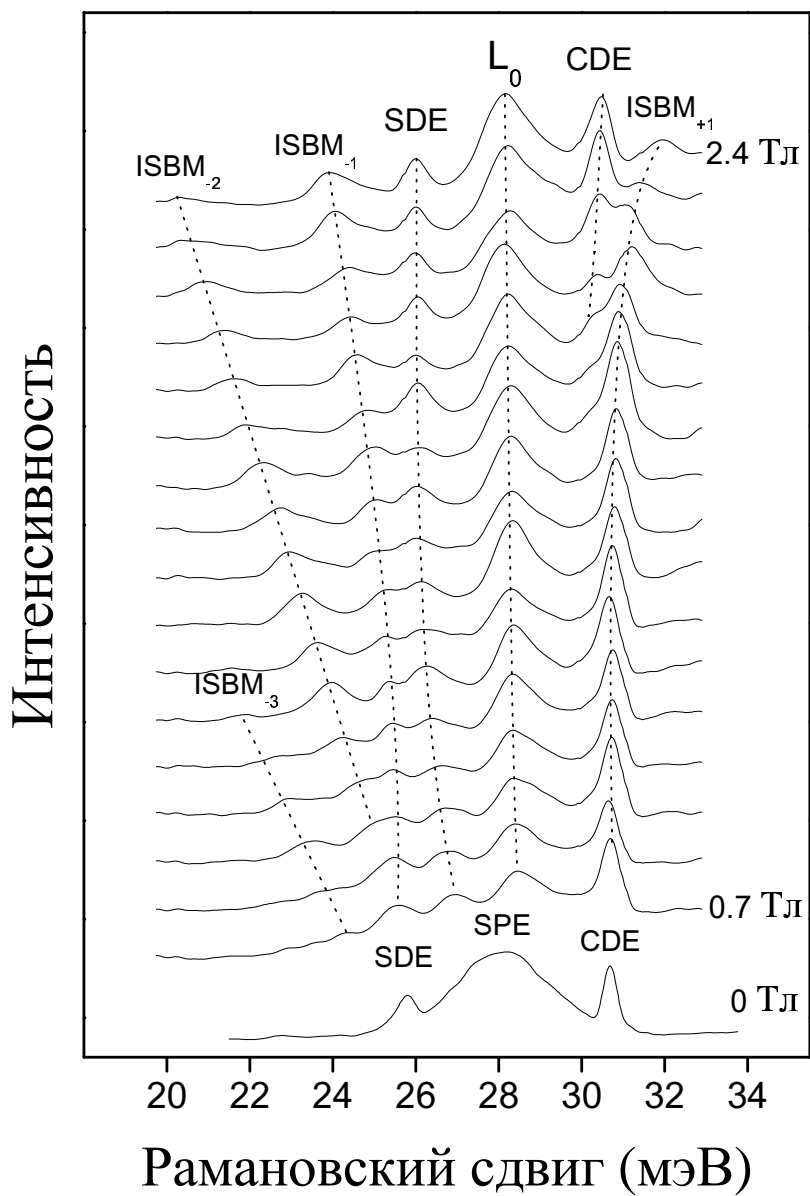


Рис. 4.2: спектры неупругого рассеяния света квантовой ямы шириной 250 Å с электронной концентрацией $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренные с шагом 0.1 Т в диапазоне 0.7-2.4 Т при $q = 0.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Для сравнения приведен спектр в нулевом магнитном поле.

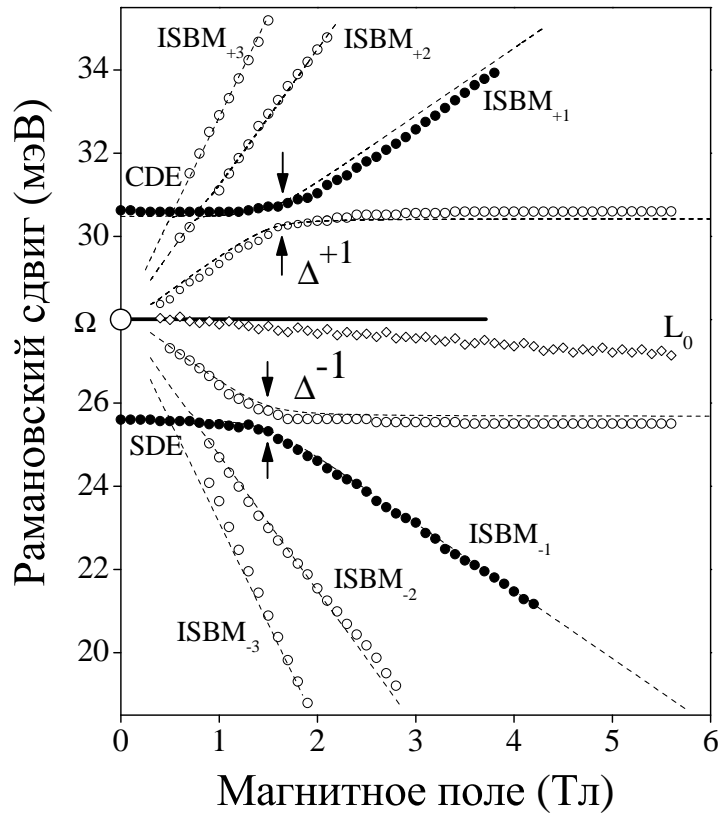


Рис. 4.3: энергии межподзонных магнетовозбуждений (эксперимент-точки и теория-пунктирные линии). Максимум одночастичного континуума (SPE) показан большим белым кружком.

Отметим, что главные возбуждения зарядовой и спиновой плотности в магнитном поле наблюдались ранее методами инфракрасного поглощения и неупругого рассеяния света [6]. Прямое же наблюдение межподзонных бернштейновских мод достаточно долго являлось экспериментальной проблемой. Оптические переходы, связанные с возбуждением бернштейновских мод, дипольно запрещены как в инфракрасном поглощении, так и в процессах нерезонансного неупругого рассеяния света.

Как было показано в работе [105], проблему сохранения номера уров-

ня Ландау можно решить, прикладывая внешнее магнитное поле параллельно плоскости QW, смешивая тем самым поперечное (перпендикулярно плоскости двумерной системы) и продольное (вдоль плоскости двумерной системы) движение электронов [106, 107, 108]. Спектр межподзонных магнетовозбуждений при этом существенно модифицируется. Только возбуждения с нулевым импульсом достаточно просто описываются в наклонном магнитном поле [105]. При ненулевых импульсах – это довольно сложная задача.

Чтобы увеличить поперечное сечение неупругого рассеяния света на межподзонных бернштейновских модах в перпендикулярном магнитном поле, использовались смешанные состояния легкой и тяжелой дырки, расположенные около потолка валентной зоны квантовых ям (дипольные переходы из валентной зоны в зону проводимости с изменением номера уровня Ландау разрешаются в меру подмешивания дырочных состояний с разными номерами уровней Ландау) [109, 110]. Спектральная плотность таких состояний осциллирует в магнитном поле, т.е. поперечное сечение неупругого рассеяния света является функцией двух независимых параметров - величины внешнего поля и энергии лазерного возбуждения (E_L). Если зафиксировать энергию лазерного возбуждения и разворачивать магнитное поле, то часть возбуждений детектируется не при всех значениях магнитного поля. Для того чтобы исследовать межподзонные возбуждения во всем интервале исследуемых магнитных полей, энергия лазерного возбуждения изменялась в диапазоне 140 мэВ, с шагом 2 мэВ. Спектры неупругого рассеяния света детектировались во

всем диапазоне магнитных полей на каждом шаге по энергии возбуждающего лазера. Затем спектры, полученные при различных энергиях лазерного возбуждения, суммировались (рис. 4.3).

Видно, что энергии межподзонных бернштейновских мод формируют отрицательный и положительный 'веера' уровней Ландау, выходящие из энергии межподзонального расщепления с наклоном, определяемым эффективной массой электронов в полупроводнике квантовой ямы

$$E_{B\pm n} = |\hbar\Omega \pm n\hbar\omega_c|, \quad (72)$$

$|n| \geq 1$, $\hbar\Omega$ – энергия межподзонального расщепления. Выражение (72) является аналогом теоремы Кона для межподзонных возбуждений: *энергии межподзонных бернштейновских мод при нулевом импульсе не зависят от электрон-электронного взаимодействия* [105, 107, 108, 111]. Замечательно то, что выражение (72) не содержит вкладов, отражающих особенности ограничивающего потенциала квантовой ямы (формы, ширины и высоты), а единственной величиной, характеризующей поперечное движение электронов, является одночастичная энергия $\hbar\Omega$.

4.2 Взаимодействие межподзонных бернштейновских мод с главными межподзонными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности

Уравнение (72) описывает экспериментальные результаты при малых импульсах ($q \rightarrow 0$). Однако, с увеличением импульса энергии $ISBM_{+n}$ ($ISBM_{-n}$) и CDE (SDE) все больше отклоняются от линейных зави-

симостей в области энергетического резонанса, так что формула (72) становится неприменимой для описания энергий межподзонных бернштейновских мод (рис. 4.4). Ситуация здесь такая же, как и для внутриподзонных возбуждений: если при $q = 0$ энергии внутриподзонных возбуждений и межподзонных бернштейновских мод определяются только эффективной массой свободных электронов (теорема Кона и ее межподзонный аналог), то их дисперсионные зависимости определяются именно многочастичным кулоновским взаимодействием. Поэтому для описания межподзонных бернштейновских мод при ненулевых импульсах необходимо модифицировать выражение (72) путем включения в расчет межчастичного кулоновского взаимодействия.

Теоретический расчет межподзонных возбуждений с учетом электрон-электронного взаимодействия был проведен в приближении локальной плотности (TDLDA) [15, 105, 112]. Энергии коллективных возбуждений даются полюсами полной поляризационной функции в TDLDA приближении (индексы относятся к возбуждениям зарядовой (CD) или спиновой плотности (SD)) [113]. Слабым взаимодействием внутри- и межподзонных возбуждений пренебрегается. В этом случае энергии коллективных межподзонных возбуждений даются полюсами межподзонной части полной поляризационной функции:

$$\tilde{\chi}_i^{10}(q, \omega) = \frac{\chi^{10}(q, \omega)}{1 - \gamma_i(q)\chi^{10}(q, \omega)}, \quad (73)$$

где $\chi^{10}(q, \omega)$ – межподзонная поляризационная функция квазидвумерной

электронной системы в магнитном поле без взаимодействия [113]:

$$\chi^{10}(q, \omega) = \frac{2}{\hbar\pi l_B} \sum_{N=0}^{\infty} \left(\sum_{S=0}^{\infty} n_F^N |J_{N+S,N}(q)|^2 \frac{\Omega_{10} + S\omega_c}{(\omega + i\delta)^2 - (\Omega_{10} + S\omega_c)^2} + \sum_{S=1}^{\infty} n_F^{N+S} |J_{N+S,N}(q)|^2 \frac{\Omega_{10} - S\omega_c}{(\omega + i\delta)^2 - (\Omega_{10} - S\omega_c)^2} \right), \quad (74)$$

$$n_F^N = \begin{cases} 1, & \text{если } N \leq \tilde{N} \\ 0, & \text{если } N > \tilde{N} \end{cases},$$

где $\tilde{N} = \pi n_s \hbar / m^* \omega_c - 1$ номер высшего заполненного уровня Ландау, а квадрат матричного элемента $|J_{N,\tilde{N}}|^2$ выражается как:

$$|J_{N,\tilde{N}}|^2 = (N_2! / N_1!) [(l_B q)^2 / 2]^{N_1 - N_2} e^{-(l_B q)^2 / 2} \{L_{N_2}^{N_1 - N_2} [(l_B q)^2 / 2]\}^2.$$

Здесь, $N_1 = \max(N, \tilde{N})$, $N_2 = \min(N, \tilde{N})$, $L_{\tilde{N}}^N(x)$ – присоединенные полиномы Лагерра, а $l_B = \sqrt{\hbar c / eB}$ – магнитная длина. Параметр γ_i определяется деполяризационным сдвигом и обменно-корреляционной энергией (β_i):

$$\gamma_{CD}(q) = V(q) / \epsilon(\omega) - \beta_{CD}, \quad (75)$$

$$\gamma_{SD}(q) \chi^{10}(q, \omega) = -\beta_{SD}. \quad (76)$$

Матричный элемент кулоновского взаимодействия, входящий в деполяризационный сдвиг равен:

$$V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_{\infty} q} \int dz_1 \int dz_2 \psi_0(z_1) \psi_1(z_1) e^{-q|z_1 - z_2|} \psi_0(z_2) \psi_1(z_2), \quad (77)$$

а динамическое экранирование кулоновского взаимодействия оптически-ми LO-фононами включено через частотно зависимую диэлектрическую функцию:

$$\epsilon(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2}, \quad (78)$$

где ω_{LO} и ω_{TO} – частоты LO- и TO-фононов, соответственно, а $\epsilon_\infty \approx 12.86$ – диэлектрическая проницаемость GaAs.

Обменно-корреляционная энергия в TDLDA приближении равна:

$$\beta_i = \int dz \psi_0^2(z) U_i(z) \psi_1^2(z), \quad (79)$$

$$U_i(z) = \left. \frac{\partial V_i}{\partial \rho_i} \right|_{\rho_{CD}=n_s \psi_0^2(z), \rho_{SD}=0},$$

где V_i – обменно-корреляционный потенциал, а ρ_i – либо трехмерная плотность электронов $\rho_{CD} = \rho_\uparrow + \rho_\downarrow$, либо спиновая плотность $\rho_{CD} = \rho_\uparrow - \rho_\downarrow$ ($\rho_\uparrow, \rho_\downarrow$ – плотности спиновых подсистем). Положим, что температура много больше Зеемановской энергии, и обе спиновые подсистемы заполнены одинаково. Тогда выбор V_i как в [20] приводит к следующим выражениям:

$$U_{CD}(z) = -1.706 a_B^3 r_s^2 \left\{ 1 + \frac{0.6213 r_s}{11.4 + r_s} \right\} Ry^{GaAs}, \quad (80)$$

$$U_{SD}(z) = -1.706 a_B^3 r_s^2 \left\{ 1 - 0.036 r_s + \frac{1.36 r_s}{1 + 10 r_s} \right\} Ry^{GaAs},$$

где $r_s(z) = (4\pi a_B^3 n(z)/3)^{-1/3}$, $n(z) = n_s \psi_0^2(z)$, $a_B \approx 100 \text{ \AA}$ и $Ry^{GaAs} \approx 5.71 \text{ мэВ}$ – боровский радиус электронов и Ридберг в GaAs. Одинаковые первые члены в выражении для $U_i(z)$ отвечают за обменное взаимодействие, а остальные за корреляцию между электронами. Волновые функции электронов в основной и возбужденной размерноквантованных подзонах ($\psi_0(z)$ и $\psi_1(z)$), необходимые для нахождения деполяризационного сдвига и обменно-корреляционной энергии, были получены как самосогласованные решения системы одномерных уравнений Кона-Шема и

Пуассона [114]. Ограничиваясь членами до $\sim (ql_B)^6$ (пренебрегаем электронными переходами с $|\Delta n| > 3$), получаем зависимости, представленные на рис. 4.3 и 4.4. Экспериментальные энергетические расщепления между $ISBM_{+n}$ ($ISBM_{-n}$) и CDE (SDE) возбуждениями в области энергетических резонансов находятся в разумном согласии с результатами численного расчета. Можно заключить, что наблюдаемые антипересечения между $ISBM_{+n}$ ($ISBM_{-n}$) и CDE (SDE) являются проявлениями многочастичного кулоновского взаимодействия, которое смешивает коллективные возбуждения в двумерной электронной системе, связанные с межподзонными электронными переходами с изменением и без изменения номеров уровней Ландау.

Варьированием импульса возбуждений и величины электронной концентрации была исследована зависимость энергий гибридных мод от величины кулоновского взаимодействия (оба кулоновских члена – деполяризационный сдвиг и обменно-корреляционная энергия – являются монотонными функциями q и n_s [18]). На рис. 4.4 показана магнитополевая зависимость энергий гибридных мод в области энергетического резонанса при фиксированной концентрации $n_s = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для двух различных значений импульса 0.4 и $0.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Видно, что энергетические щели Δ^{+1} и Δ^{-1} возрастают с увеличением q , причем дисперсионные зависимости гибридных щелей являются линейными в области экспериментально доступных импульсов Рис. 4.4.

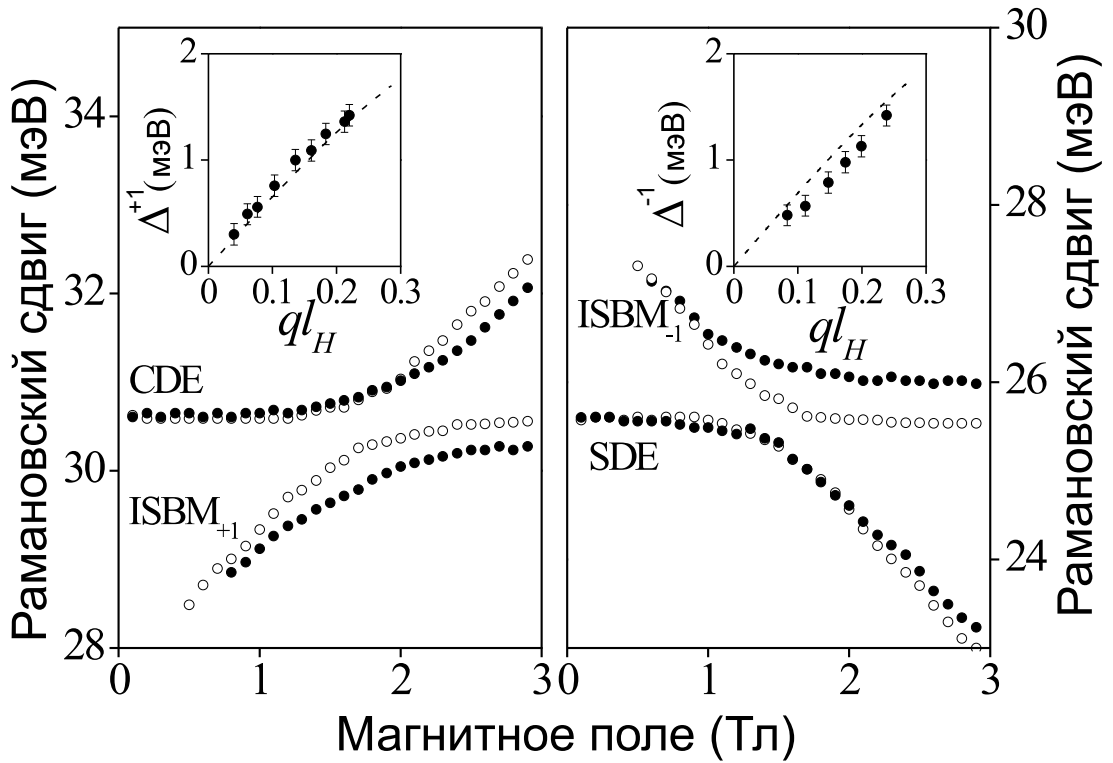


Рис. 4.4: энергии гибридных мод в области энергетического резонанса $ISBM_{+1}$ и CDE (слева), $ISBM_{-1}$ и SDE (справа) для двух значений импульса $0.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $0.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. На вставках показаны дисперсии энергетических щелей Δ^{+1} и Δ^{-1} (эксперимент–точки, теория–сплошные линии).

Зависимость гибридной щели Δ^{+1} от электронной концентрации, измеренная при фиксированном импульсе $q = 1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, показана на рис. 4.5. При малых n_s ($n_s^c < 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) она является линейной функцией электронной концентрации, пересекающей ось абсцисс не при $n_s \rightarrow 0$, а при некоторой критической электронной концентрации $n_s^c \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Критическая концентрация определяется из условия равенства деполаризационного сдвига и обменно-корреляционной энергии, функциональная зависимость которых от электронной концентрации различна [18]. При концентрациях ниже критической энергия CDE

моды становится меньше энергии межподзонного квантования $\hbar\Omega$, т.е. энергетический резонанс между $ISBM_{+1}$ и CDE становится невозможным. Стоит отметить, что при $n_s \geq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ величина гибридной щели выходит на насыщение, что обусловлено смешиванием бернштейновской моды $ISBM_{+1}$ с CDE-LO-фононной модой— эффект, который будет подробно обсуждаться в следующей части главы. Без учета взаимодействия с LO-фононами зависимость Δ^{+1} от концентрации должна быть близка к линейной.

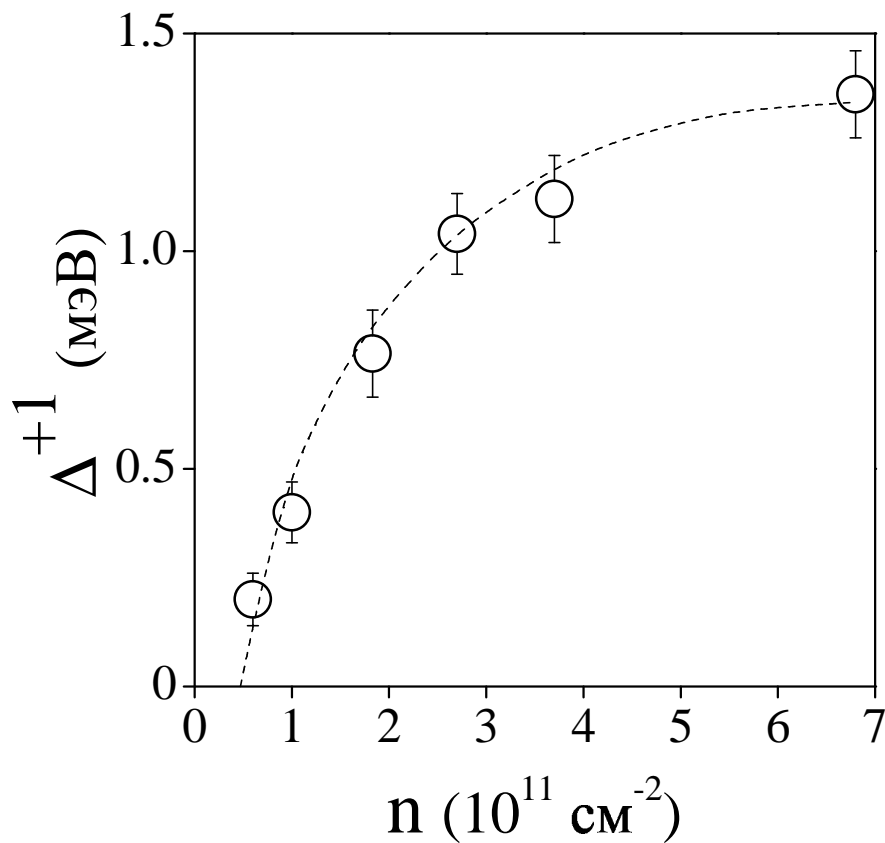


Рис. 4.5: Зависимость энергетической щели Δ^{+1} от электронной концентрации, измеренная при фиксированном значении импульса $1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для квантовых ям с шириной 250 \AA и различными электронными концентрациями. При $n_s \leq 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ пересечение CDE и $ISBM_{+1}$ не наблюдается. Теоретическая кривая показана пунктирной линией.

Здесь рассмотрено взаимодействие между межподзонами бернштейновскими модами с изменением номера уровня Ландау на единицу и главными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности, но не обсуждалось поведение межподзонных бернштейновских мод с большими индексами. Их энергии описываются уравнением (72), а взаимодействие с главными модами в длинноволновом пределе мало (рис. 4.3). Например, взаимодействие между CDE и $ISBM_{+2}$ становится детектируемым только при $q = 1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что близко к верхнему пределу импульсов, доступных в эксперименте. Расчет показывает, что энергия взаимодействия между CDE (SDE) и $ISBM_{+n}$ ($ISBM_{-n}$) пропорциональна $(ql_B)^n$ при $ql_B \ll 1$.

4.3 Взаимодействие главных и бернштейновских мод с ЛО-фононами

Влияние ЛО-фононов на спектр межподзонных электронных возбуждений было исследовано на ряде образцов, в которых энергия межподзонного квантования ($\hbar\Omega_{10}$) была близка к энергии ЛО-фонона в GaAs. На рис. 4.6 показаны спектры неупругого рассеяния света от одиночной квантовой ямы с $n_s = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $q = 1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ в двух различных спектральных диапазонах: ниже (левая часть рис. 4.6) и выше (правая часть рис. 4.6) энергии объемного ЛО-фонона в GaAs. Ширина квантовой ямы и концентрация электронов в ней были подобраны таким образом, что энергия возбуждения зарядовой плотности CDE почти

совпадает с энергией LO-фонона в GaAs. В этом случае поле макроскопической поляризации CDE, осциллирующее с частотой LO-фонона, смешивает CDE и LO-фононные моды и в спектре наблюдаются две гибридные CDE-LO-фононные моды обозначенные как I^- и I^+ . Включение перпендикулярного магнитного поля приводит к появлению в спектрах неупругого рассеяния света межподзонных бернштейновских мод. Магнитополевые зависимости энергий $ISBM_{+1}$, двух гибридных CDE-LO-фононных мод, а также объемного LO-фонона в GaAs, взятого в качестве репера, представлены на правой части рис. 4.7. Остальные спектральные особенности, а именно, межподзонные бернштейновские моды с $n \neq +1$ и возбуждение спиновой плоскости опущены для удобства. В области энергетических резонансов $ISBM_{+1}$ с I^- и I^+ модами наблюдаются антипересечения, что указывает на взаимодействие $ISBM_{+1}$ с каждой из гибридных CDE-LO-фононных мод, т.е. в квазидвумерной электронной системе формируются тройные $ISBM$ -CDE-LO-фононные моды. Можно показать, что в области экспериментально доступных импульсов $ISBM_{+1}$ взаимодействует не с LO-фононами, а только с CDE компонентой CDE-LO-фононных гибридных мод.

Было проведено исследование энергии взаимодействия $ISBM_{+1}$ с I^- и I^+ модами, варьированием степени смешивания CDE и LO-фонона (Рис. 4.7). Это достигалось уменьшением концентрации электронов в квантовой яме и, как следствие, уменьшением межподзонной энергии. При этом условие резонанса CDE моды с LO-фононом нарушалось.

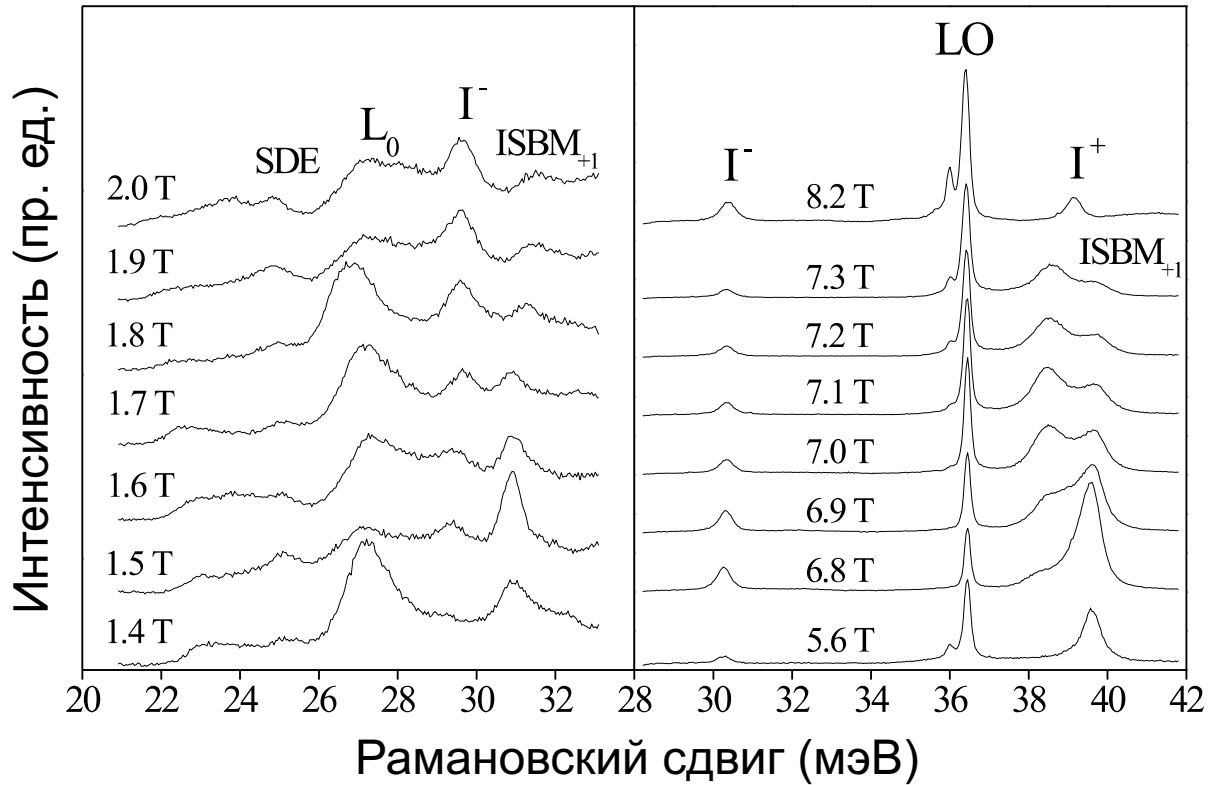


Рис. 4.6: Спектры неупругого рассеяния света квантовой ямы с шириной 250 Å и электронной концентрацией $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренные в области энергетических резонансов между ISBM_{+1} и I^- (слева) и ISBM_{+1} и I^+ (справа) при $q = 1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $E_L = 1.59 \text{ мэВ}$. Величина магнитного поля указана против каждого спектра. LO обозначает линию объемного LO-фонона GaAs.

Магнитополевая зависимость энергий линий неупругого рассеяния света для двух образцов с одинаковыми ширинами квантовых ям, но с различными электронными концентрациями $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ представлена на рис. 4.7. Видно, что величина расщепления (Δ^+) между ISBM_{+1} и LO-подобной модой (I^+) уменьшается с уменьшением концентрации, т.е. с приближением энергии LO-фонон-подобной моды к энергии объемного LO-фонона в GaAs. При дальнейшем уменьшении концентрации носителей Δ^+ обращается в ноль. При этом величина энергетического расщепления между ISBM_{+1} и CDE-подобной модой I^- (Δ^-) оста-

ется практически неизменной. Такое поведение гибридных щелей Δ^+ и Δ^- указывает на то, что ISBM_{+1} мода взаимодействует только с CDE компонентой гибридной CDE-LO-фононной моды, а взаимодействие с LO-фононной компонентой пренебрежимо мало в исследуемом диапазоне импульсов.

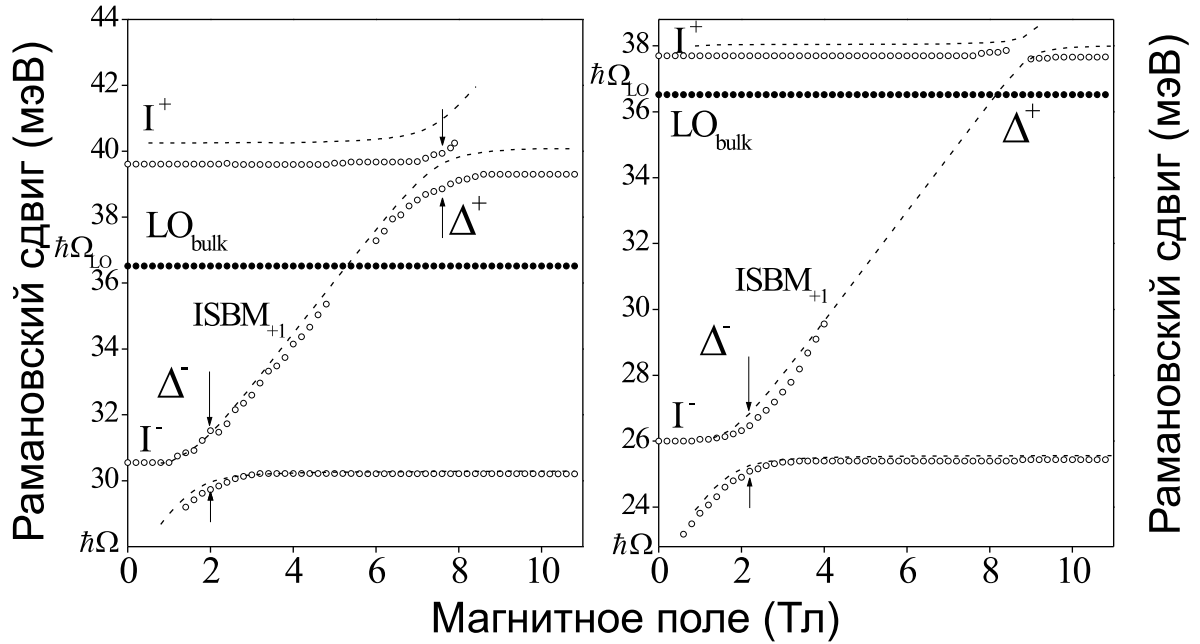


Рис. 4.7: Энергии межподзонных магнитовозбуждений квантовых ям с шириной 250 Å и электронными концентрациями $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (эксперимент – белые точки, и теория – пунктирные линии). В качестве репера показана энергия объемного LO-фонона (черные точки).

Экспериментальные спектры сравнивались с результатами численного расчета, проведенного в рамках TDLDA теории (см. выше) в длинноволновом пределе $\chi^{10}(q, \omega) \sim (ql_B)^2$ (пренебрегаются электронные возбуждения с $|n| > 1$). Как видно из Рис. 4.7, теоретический расчет достаточно хорошо согласуется с экспериментом во всем интервале магнитных полей. Дисперсионные зависимости гибридных щелей Δ^- и Δ^+ – линейны (Рис. 4.8), что также находится в согласии с теоретическим расчетом.

Важным результатом является то, что при $q \rightarrow 0$ обе гибридные щели Δ^- и Δ^+ обращаются в ноль, т.е. энергия межподзонных бернштейновских мод при $q = 0$ не зависит от экранирования электрон-электронного взаимодействия LO -фононами. Данное экспериментальное наблюдение показывает, что фундаментальное соотношение (72) не изменяется и в полярных полупроводниках [115].

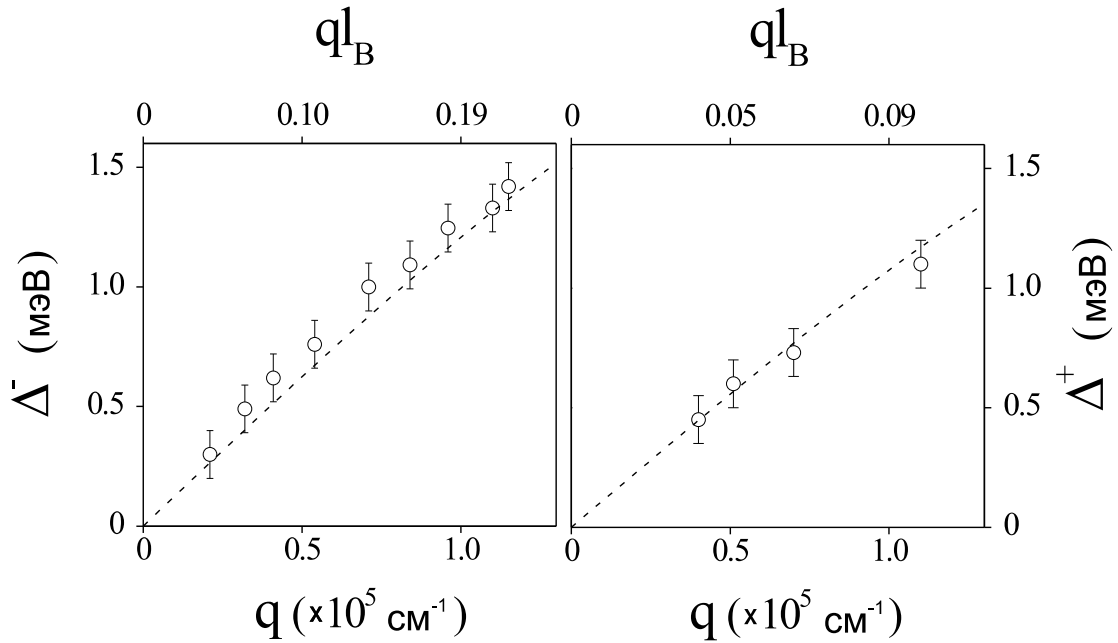


Рис. 4.8: Дисперсии энергетических щелей, Δ^- (слева) и Δ^+ (справа) (эксперимент–точки, и теория–пунктирные линии).

4.4 Антифазные межподзонные моды

Помимо резонансов, связанных с межподзонными бернштейновскими модами и главными межподзонными возбуждениями, в спектрах неупругого рассеяния света наблюдается дополнительный резонанс (линия L_0 на рис. 4.3). При $V \rightarrow 0$ линия L_0 сливается с линией континуума одностичных возбуждений. На основании данного экспериментального

наблюдения в работе [108] было высказано предположение, что резонанс L_0 связан с одночастичными возбуждениями. В пользу одночастичной природы L_0 говорит и тот факт, что в рамках TD LDA приближения нет коллективных мод, лежащих между главными межподзонными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности. В свою очередь, в [111] были приведены аргументы, доказывающие, что линия L_0 не может отвечать одночастичным возбуждениям. Строго говоря, одночастичных возбуждений в трансляционно инвариантной двумерной электронной системе в перпендикулярном магнитном поле не существует. Возбужденный электрон и дырка под уровнем Ферми всегда образуют связанное состояние – магнетоэкситон [38, 40]. Энергия связи магнетоэкситонов при больших импульсах становится малой, поэтому их можно разрушить любым малым возмущением. Магнетоэкситоны с большими импульсами можно рассматривать как аналог одночастичных возбуждений, но чтобы детектировать подобные возбуждения при импульсах доступных в экспериментах по неупругому рассеянию света, необходимо сильное рассеяние возбуждений на примесях и шероховатостях гетерограниц квантовых ям. Это означает, что поперечное сечение неупругого рассеяния света на "одночастичных" возбуждениях должно зависеть от качества исследуемого образца. Тем не менее такой связи обнаружено не было [111]. Отсутствие же коллективных мод, соответствующих линии L_0 , в приближении локальной плотности может быть объяснено слишком грубым учетом обменного взаимодействия (обменная энергия полагается зависящей только от суммарной локальной плотности электронов в квантовой яме).

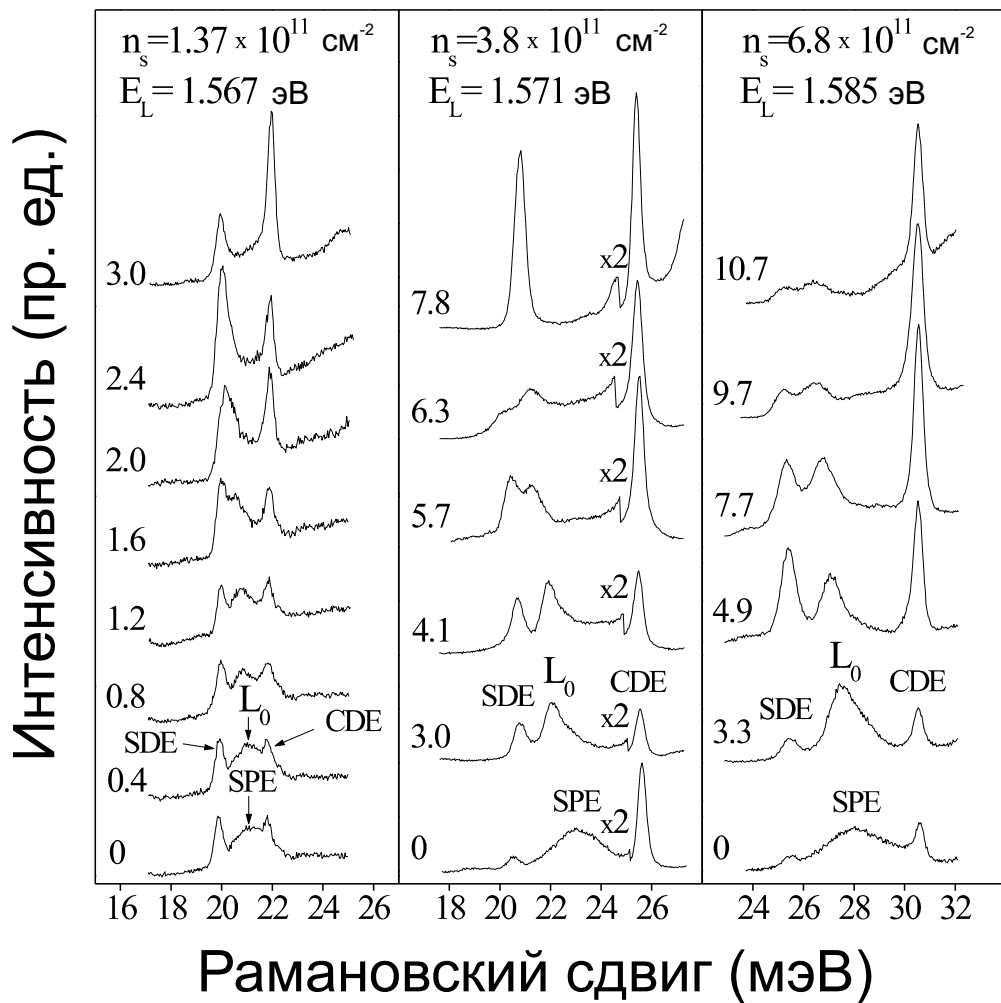


Рис. 4.9: Спектры неупругого рассеяния света трёх квантовых ям с шириной 250 \AA , измеренные при разных магнитных полях. Концентрация электронов и энергия лазерного возбуждения для каждой квантовой ямы указаны сверху. Величина магнитного поля указана против каждого спектра.

Для выяснения природы линии L_0 были проведены исследования спектров неупругого рассеяния света ряда высококачественных гетероструктур с одиночными квантовыми ямами, которые продемонстрировали, что L_0 -резонанс связан с коллективными межподзонами возбуждениями – "антифазными" или "оптическими" ветвями возбуждений зарядовой и спиновой плотности [116].

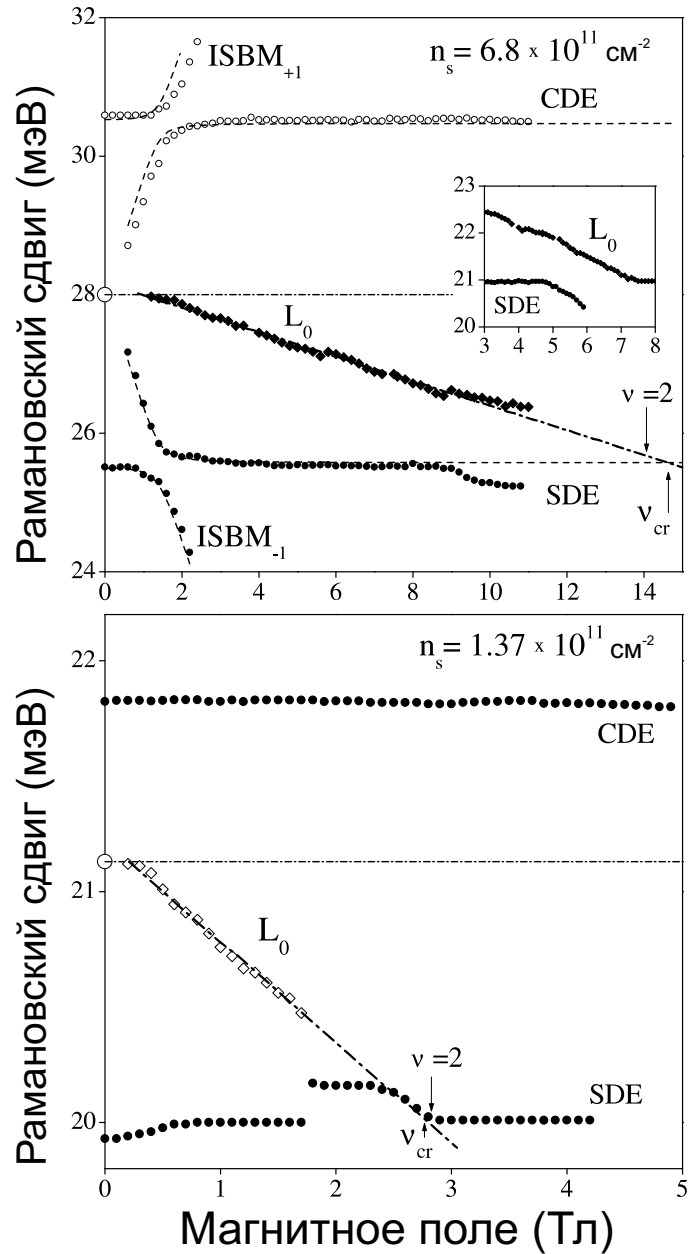


Рис. 4.10: Энергии межподзонных магнитовозбуждений в квантовых ямах с шириной 250 \AA и электронными концентрациями $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.37 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, полученные при $q = 0.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Штрих-пунктирные линии показывают величины межподзонального расщепления и линейные аппроксимации энергии L_0 -резонанса. Теоретический расчет в TD-LDA приближении ($\chi^{10}(q, \omega) \sim (ql_B)^2$) показан пунктирными линиями. На вставке показано расталкивание между L_0 и SDE.

На рис. 4.9 показаны спектры неупругого рассеяния света для трех квантовых ям с различными электронными концентрациями. Во всех

спектрах наблюдаются три доминирующие линии: L_0 и две линии, соответствующие главным межподзонным модам SDE и CDE. В малых магнитных полях линия L_0 имеет энергию, близкую к межподзонной ($\hbar\Omega_{10}$), а с увеличением магнитного поля ее энергия уменьшается. В условиях энергетического резонанса линии L_0 и SDE расталкиваются (рис. 4.10). Такое поведение линий указывает на наличие взаимодействия между SDE возбуждением и возбуждением, связанным с L_0 . Поскольку моды разной симметрии не могут взаимодействовать, можно заключить, что линия L_0 связана с коллективным возбуждением, имеющим тот же импульс, что и SDE, т.е. L_0 не может быть обусловлена процессами, связанными с несохранением импульса.

Интерпретация L_0 в терминах одночастичных возбуждений противоречит также магнитолевой зависимости энергии линии L_0 . На рис. 4.10 видно, что энергия L_0 существенно уменьшается с увеличением магнитного поля. Известно, однако, что межподзонная энергия и, следовательно, энергия одночастичных возбуждений, не зависят от магнитного поля. Энергетический сдвиг L_0 в магнитном поле невозможно связать и с циклотронной энергией, поскольку линейный наклон зависимости энергии L_0 от магнитного поля (α) зависит от электронной концентрации (рис. 4.11). Величина α уменьшается более чем в два раза при увеличении концентрации с 1.37 до $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Тем не менее существует инвариант, связанный с величиной сдвига линии L_0 , нечувствительный к параметрам исследуемого образца. Для всех значений электронной концентрации инвариантной величиной является критический фактор за-

полнения электронов (ν_{cr}), при котором энергия линии L_0 становится равной энергии SDE возбуждений (рис. 4.11).

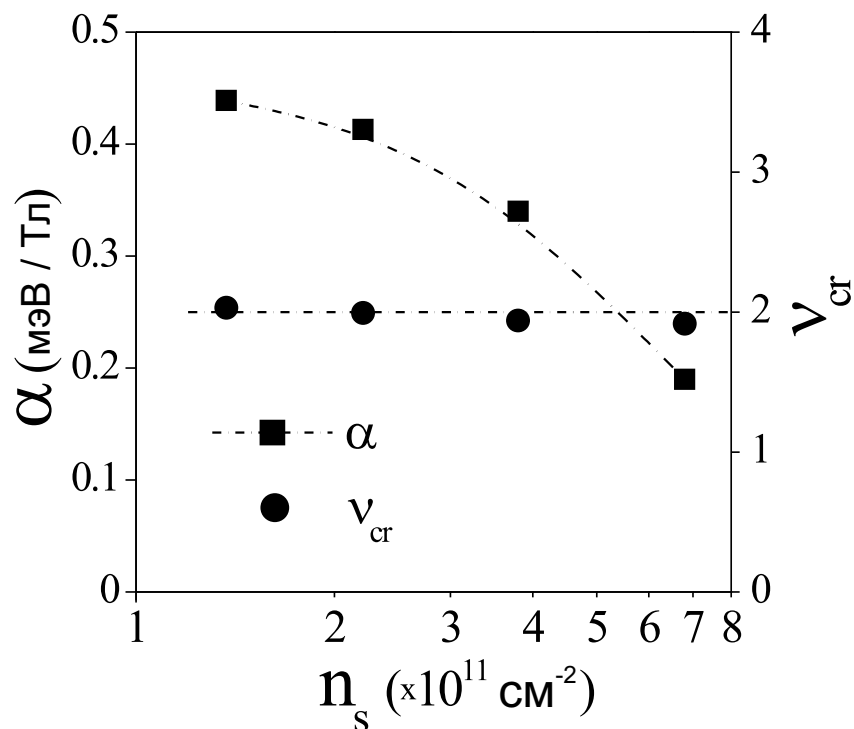


Рис. 4.11: Линейный наклон энергии L_0 -резонанса в магнитном поле (α) и критический фактор заполнения электронов (ν_{cr}) измеренные в квантовых ямах с разными электронными концентрациями (точки). Штрих-пунктирные линии проведены для удобства.

Теоретическое описание коллективных мод, соответствующих линии L_0 , было выполнено в приближении Хартри-Фока, в котором обменное взаимодействие между электронами определяется не только полной электронной концентрацией, но и распределением электронов по уровням Ландау [117]. Расчет, выполненный без учета электронных переходов с изменением индекса уровня Ландау, предсказывает существование $2N$ коллективных межподзонных мод (N – индекс наивысшего заполненного уровня Ландау), объединенных в пары, причем каждая пара

включает возбуждения зарядовой и спиновой плотности. Энергии одной пары не зависят от величины магнитного поля. Это – синфазные или "акустические" моды – главные возбуждения зарядовой и спиновой плотности CDE и SDE. Энергии всех других антифазных или "оптических" мод близки к межподзонной энергии при $B \rightarrow 0$ и уменьшаются с увеличением магнитного поля. Акустические моды расщеплены на величину деполяризационного сдвига, в то время, как энергии оптических мод совпадают внутри каждой пары, а отличие в энергиях разных пар мало [117].

Рассмотренные возбуждения в некотором смысле аналогичны фононам в кристаллах. В том случае, когда элементарная ячейка кристалла содержит один единственный атом, фононный спектр кристалла состоит из акустической ветви. Каждый дополнительный атом в элементарной ячейке добавляет оптическую фононную ветвь. В нашем случае элементарной ячейкой является квант магнитного потока (см. диаграмму на рис. 4.12). Аналогом фононной акустической ветви являются главные CDE и SDE моды. Их энергии определяются полной концентрацией электронов и не зависят от магнитного поля. Аналогом оптических ветвей являются все остальные антифазные моды. Количество таких мод, соответствующих возбуждению каждого типа (зарядовой и спиновой плотности), равно $N - 1$. Естественно, что аналогия между фононами и коллективными магнитовозбуждениями в двумерной электронной системе достаточно условна. Например, фактор заполнения электронов является непрерывной функцией магнитного поля, т.е. число электронов при

ходящихся на квант магнитного потока меняется непрерывно, тогда как число атомов изменяется дискретно. Это приводит к тому, что энергии оптических мод изменяются непрерывно с изменением фактора заполнения электронов.

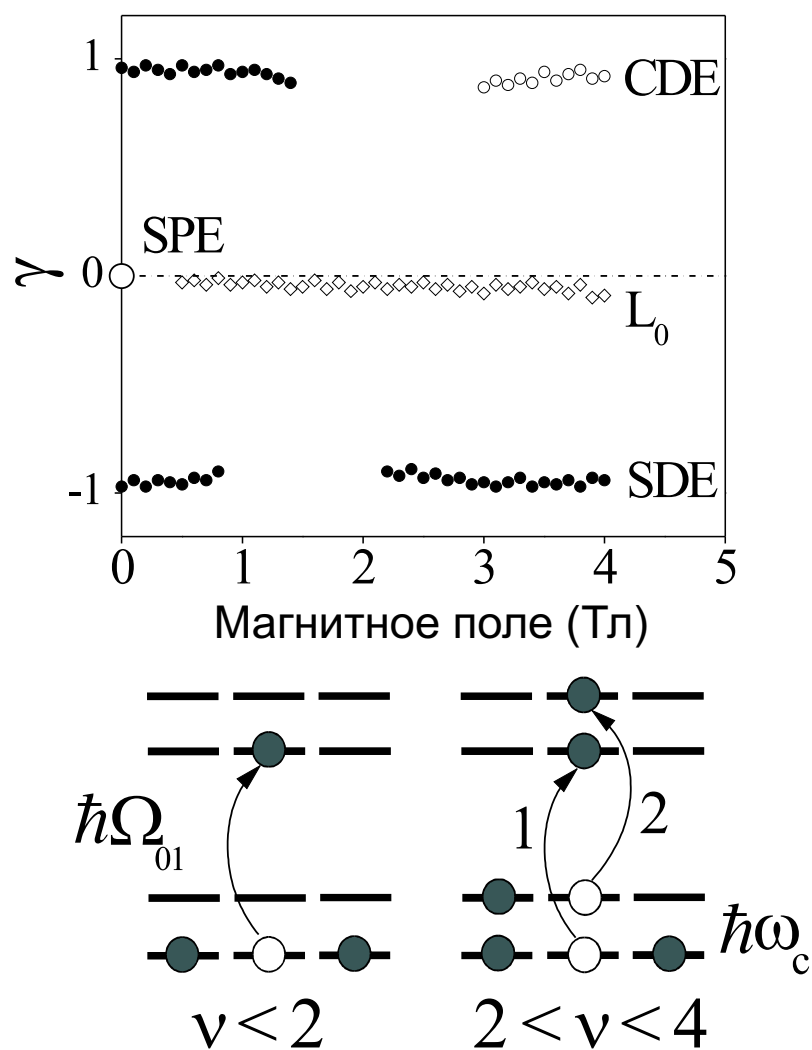


Рис. 4.12: Степень поляризации основных линий неупругого рассеяния света, измеренная в образце с квантовой ямой шириной 250 \AA и концентрацией $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штрих-пунктирная линия проведена для удобства. Диаграмма внизу рисунка демонстрирует дополнительную степень свободы для антифазных возбуждений: при $4 > \nu > 2$ два различных возбуждения зарядовой (спиновой) плотности можно построить на основе двух электронных переходов. При $\nu < 2$ существует один возможный электронный переход и только по одному возбуждению каждого типа.

Очевидно, что возбуждения оптического типа не могут наблюдаться при факторах заполнения электронов $\nu < 2$, т.е. в том случае, когда заполнен только один нижайший уровень Ландау, и только по одному электрону каждого спина приходится на квант магнитного потока. Действительно, при $\nu < 2$ в спектрах неупругого рассеяния света присутствуют только акустические моды CDE и SDE (Рис. 4.10). Предположение же о том, что L_0 -резонанс должен иметь многокомпонентную структуру при факторах заполнения $\nu > 4$, когда более чем одна оптическая ветвь присутствует в спектре магнитовозбуждений, также подтверждается экспериментальными наблюдениями. При больших факторах заполнения $\nu \gg 4$ полуширина L_0 -резонанса велика, что указывает на многокомпонентность линии L_0 . С уменьшением фактора заполнения резонанс сужается, и при $4 > \nu > 2$ полуширина линии L_0 становится равной полуширине линии SDE. С другой стороны, полуширины акустических межподзонных мод SDE и CDE не зависят от магнитного поля (рис. 4.10).

Для того, чтобы показать, что L_0 -резонанс соответствует возбуждениям как зарядовой, так и спиновой плотности, были исследованы спектры неупругого рассеяния света в двух различных поляризационных конфигурациях. На рис. 4.12 изображена степень поляризации

$$\gamma = \frac{I_- - I_+}{I_- + I_+}$$

наблюдаемых линий (I_- и I_+ – интенсивности сигнала неупругого рассеяния света в параллельной и перпендикулярной поляризованной кон-

фигурациях). Главные моды CDE и SDE наблюдаются только в параллельной и скрещенной поляризованных конфигурациях падающего и рассеянного фотонов, соответственно. Напротив, L_0 -резонанс наблюдается в обеих конфигурациях с одинаковой интенсивностью. Таким образом, L_0 -резонанс состоит из двух компонент – возбуждений зарядовой и спиновой плотности, в полном согласии с теорией [117].

Необходимо отметить, что рассмотренные здесь антифазные возбуждения существуют не только для главных межподзонных возбуждений CDE и SDE, но также и для всех остальных межподзонных возбуждений. При этом число мод для возбуждений каждого типа (зарядовой или спиновой плотности) равно

$$N(n > 0) = [\nu/2] + 1; \quad N(n < 0) = [\nu/2] + 1 + n \quad (81)$$

где n - номер межподзонной бернштейновской моды, а для отрицательных значений N мод не существует. Антифазные межподзонные бернштейновские моды теоретически обсуждались в работе [118]. Экспериментально же достаточно сложно разделить сигнал неупругого рассеяния света от синфазных и антифазных бернштейновских мод, так как их энергии почти совпадают [118].

4.5 Межподзонные возбуждения в параллельном магнитном поле

В этой части четвертой главы рассмотрен спектр нейтральных межподзонных возбуждений в одиночных квантовых ямах. Во внешнем магнит-

ном поле, ориентированном вдоль плоскости квантовых ям, энергии межподзонных возбуждений содержат вклад, пропорциональный дипольному моменту возбуждений вдоль оси роста. Измерение этой величины позволяет экспериментально определить количественную меру асимметрии квантовых ям – дипольный момент межподзонного перехода. Параллельное магнитное поле позволяет также значительно расширить исследуемый диапазон импульсов, поскольку приводит к сдвигу дисперсионных кривых межподзонных возбуждений в импульсном пространстве.

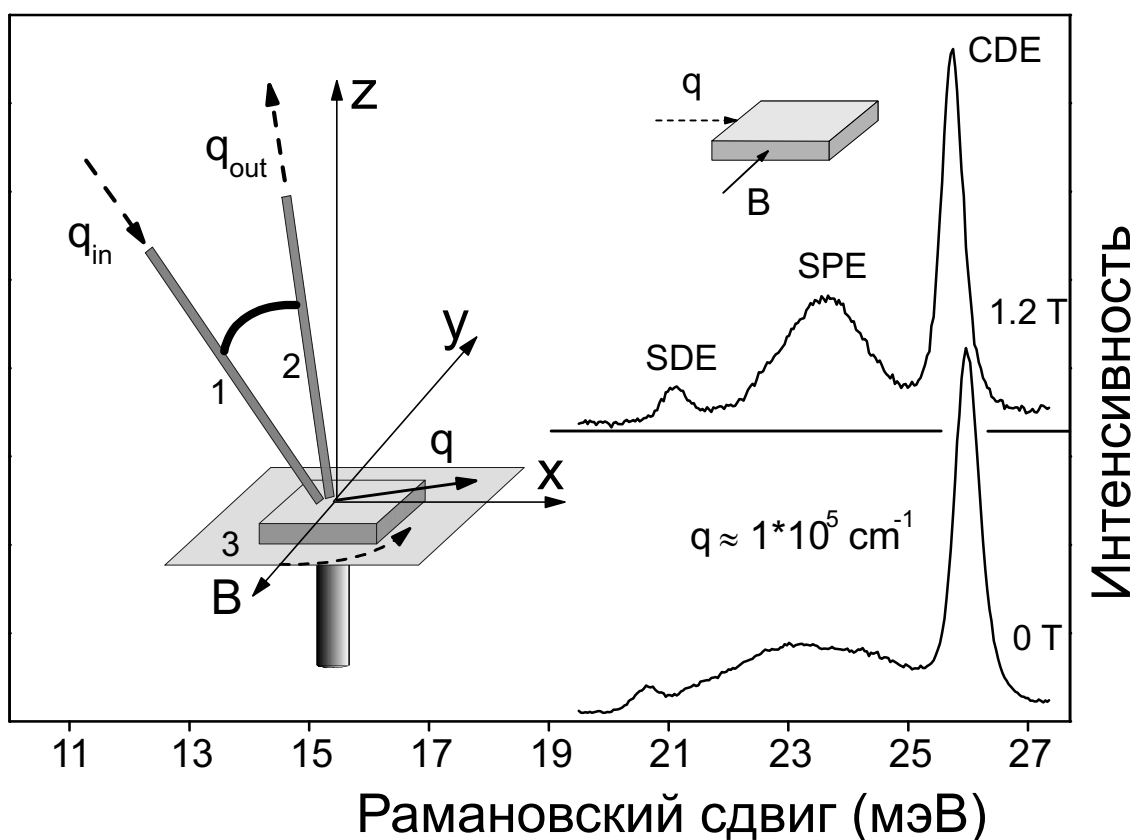


Рис. 4.13:а) схема резонансного неупругого рассеяния света: (1) световод, подводящий лазерный луч к образцу; (2) световод, собирающий рассеянный свет; (3) держатель с образцом. Держатель и световоды могут вращаться вокруг оси z в постоянном магнитном поле. б,в) спектры неупругого рассеяния света для образца с квантовой ямой шириной 250 \AA и $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, измеренные при $B = 0$ (в) и 1.2 Тл (б), $q = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Взаимная ориентация векторов q и B указана на схеме.

Рассмотрим поведение межподзонных возбуждений в параллельном магнитном поле. Вследствие нелокальности волновых функций электронов в направлении роста квантовых ям, электроны и дырки межподзонных возбуждений движутся в двух пространственно разделенных плоскостях. Они представляют собой 2D-диполи с дипольным моментом

$$\mathbf{d} = -e |z_{00} - z_{11}| \mathbf{n}, \quad (82)$$

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 возбужденными электроном и дыркой, а $\psi_i(z)$ – компонента электронной волновой функции в направлении роста квантовой ямы в размерноквантованной подзоне с индексом i . Во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль плоскости квантовой ямы, вектор

$$\mathbf{P} = \mathbf{\Pi} + \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \quad (83)$$

играет роль обобщенного импульса межподзонных возбуждений, сохраняющегося в процессах рассеяния ($\mathbf{P} = \mathbf{q}$), где $\mathbf{\Pi}$ – кинематический импульс в плоскости ямы. Кинетическая энергия межподзонных возбуждений является функцией кинематического импульса (калибровочная инвариантность)

$$E(\mathbf{\Pi}) = E(|\mathbf{P} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B}|), \quad (84)$$

т.е. помимо обобщенного импульса в энергию входит калибровочный член $\frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B}$. Таким образом, можно исследовать дисперсию межподзонных

возбуждений, прилагая ориентированное определенным образом магнитное поле и изменяя величину калибровочного члена. Если выполнено условие:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B}, \quad (85)$$

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

Другими примерами 2Д-диполей являются экситоны Мотта в асимметричных одиночных и двойных квантовых ямах. Однако экситоны Мотта в физически реализуемых системах обладают большой эффективной массой и непараболическим (обычно неизвестным) законом дисперсии, что является следствием сложной валентной зоны в полупроводниковых материалах квантовых ям. Поэтому, чтобы наблюдать эффекты, связанные с наличием калибровочного члена в обобщенном импульсе экситонов, нужны большие магнитные поля, существенно влияющие на профиль квантующего потенциала ям, и возмущающие дырочные и электронные состояния [119, 120]. Напротив, энергии межподзонных возбуждений в квантовых ямах изменяются значительно уже в длинноволновом пределе, поэтому экспериментальные условия для выражений (83)-(85) реализуются в малых магнитных полях порядка 1 Тл, что соответствует энергии магнитного квантования, много меньшей, чем характерная энергия межподзонного квантования. Специальный случай представляют возбуждения в двойных квантовых ямах, где энергия межподзонного

квантования может быть сколь угодно малой.

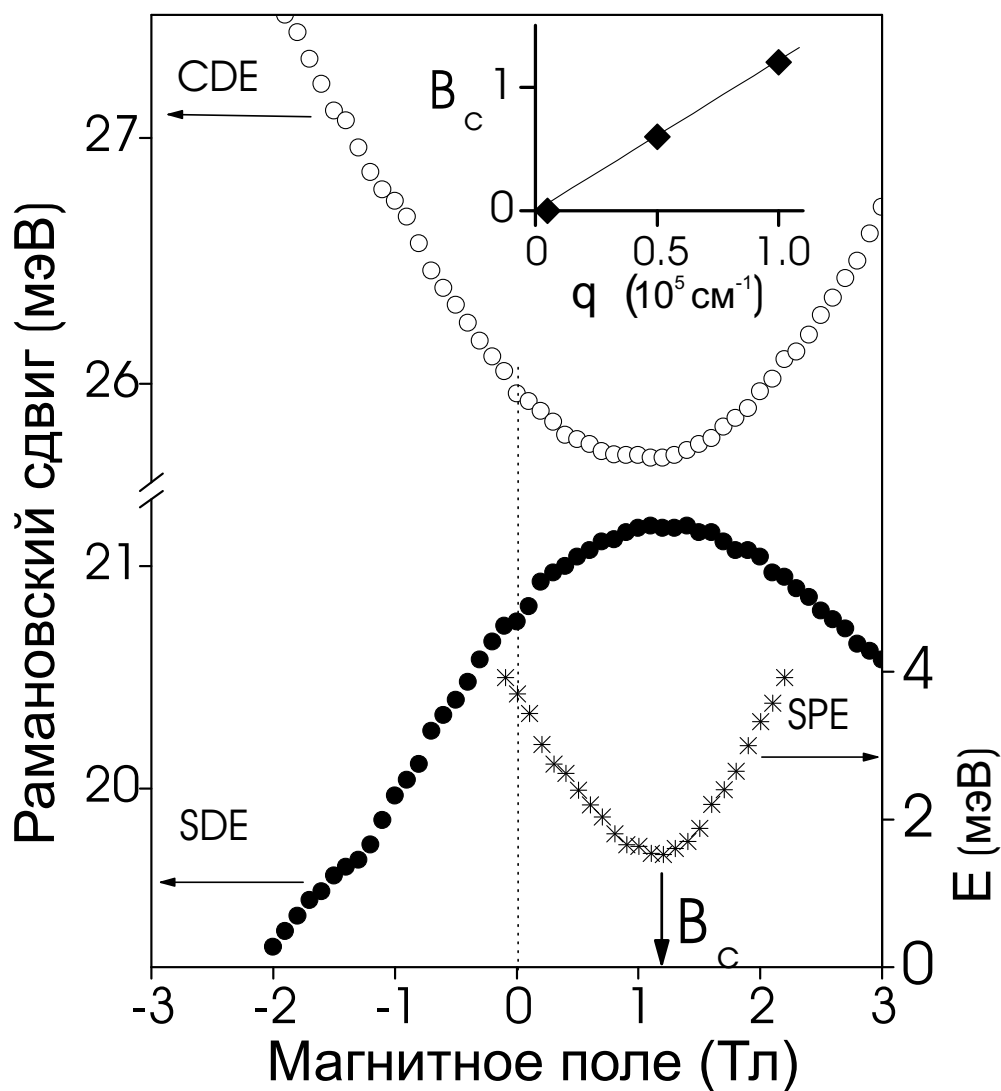


Рис. 4.14: зависимость от магнитного поля полосы SPE (1) и энергий CDE (2) и SDE (3). На вставке показаны измеренные (точки) и вычисленные по формуле (5) (прямая) значения B_c в зависимости от q . В вычислениях использовалась величина дипольного момента $d = e \cdot 54 \text{ \AA}$, вычисленная в приближении Локальной Плотности.

Межподзонные возбуждения в одиночной асимметрично легированной квантовой яме состоят из электрона в пустой возбужденной подзоне, взаимодействующего с дыркой под уровнем Ферми электронов в основной размерно-квантованной подзоне. Вследствие асимметрии ограничивающего потенциала квантовой ямы электрон и дырка пространственно

разделены. При этом энергия взаимодействия электрона и дырки обычно много меньше межподзонной энергии, поэтому межподзонные возбуждения можно рассматривать как хорошо определенные 2Д-диполи.

На Рисунке 4.13 показаны примеры спектров неупругого рассеяния света без магнитного поля и в параллельном магнитном поле 1.2 Тл. Электронной системе передавался импульс $1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ в плоскости ямы, направленный перпендикулярно вектору напряженности магнитного поля. Спектры состоят из трех основных компонент: широкой полосы с энергией 23.5 мэВ, связанной с межподзонными одночастичными возбуждениями, и двух узких линий, соответствующих двум межподзонным коллективным модам. В магнитном поле полоса одночастичных возбуждений сужается, а ее ширина достигает минимума при $B_c = 1.2 \text{ Тл}$ и возрастает в больших полях. В том же магнитном поле энергии обеих коллективных мод имеют экстремумы, E_{CDE} имеет минимум, а E_{SDE} – максимум, причем эти энергии – анизотропны; если вращать держатель с образцом, т.е. изменять направление импульса относительно направления напряженности магнитного поля, то энергии изменяются. Вращательная анизотропия уменьшается с уменьшением величины импульса возбуждений.

Покажем, что анизотропия энергии межподзонных возбуждений связана с калибровочным членом в уравнении (84). Для этого рассмотрим изменение энергии E_{CDE} . При $q = 0$, E_{CDE} имеет квадратичную зависимость от напряженности магнитного поля (Рис. 4.14). При приложении конечного импульса $q = 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, так что вектор \mathbf{q} сонаправлен

вектору $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$, наблюдается сдвиг магнитополевой зависимости на величину $|c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{V}| = 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, можно отождествить $E_{CDE}(c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{V})$ с дисперсионной зависимостью, а величину B_c с критическим магнитным полем, при котором выполняется равенство (85). В дальнейшем импульс неупругого рассеяния света в плоскости квантовой ямы и обобщенный импульс возбуждений будут отождествляться ($\mathbf{q} \equiv \mathbf{P}$).

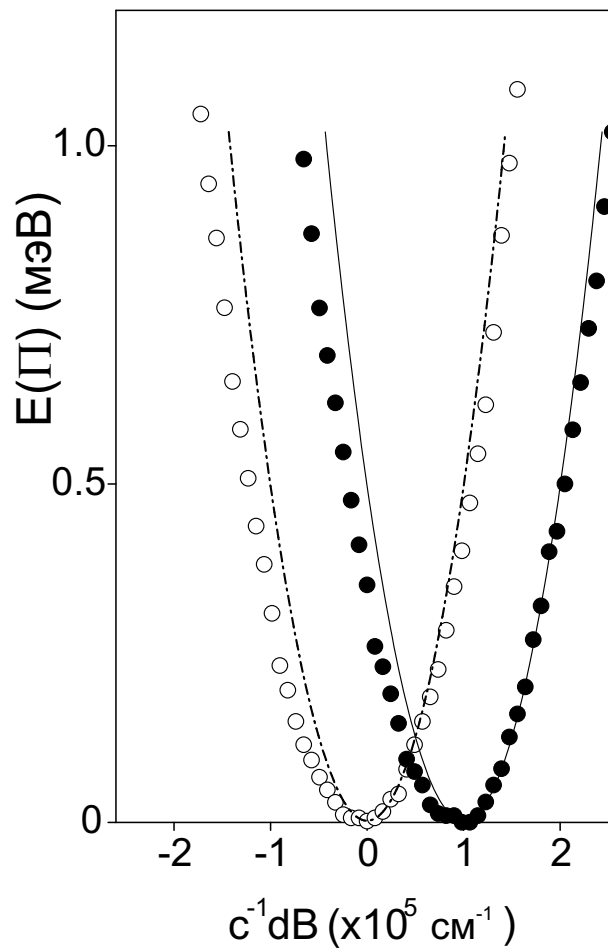


Рис. 4.15: экспериментальная зависимость кинетической энергии синглетного межподзонного экситона от величины $c^{-1}dV$ для двух значений импульса неупругого рассеяния света, $q = 0$ (белые точки) и $q = 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (черные точки). Вектор $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ направлен вдоль \mathbf{q} . Штрих-пунктирными линиями показан расчет дисперсии в рамках приближения локальной плотности. Та же дисперсионная кривая, сдвинутая вдоль оси абсцисс на $1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, показана сплошной линией.

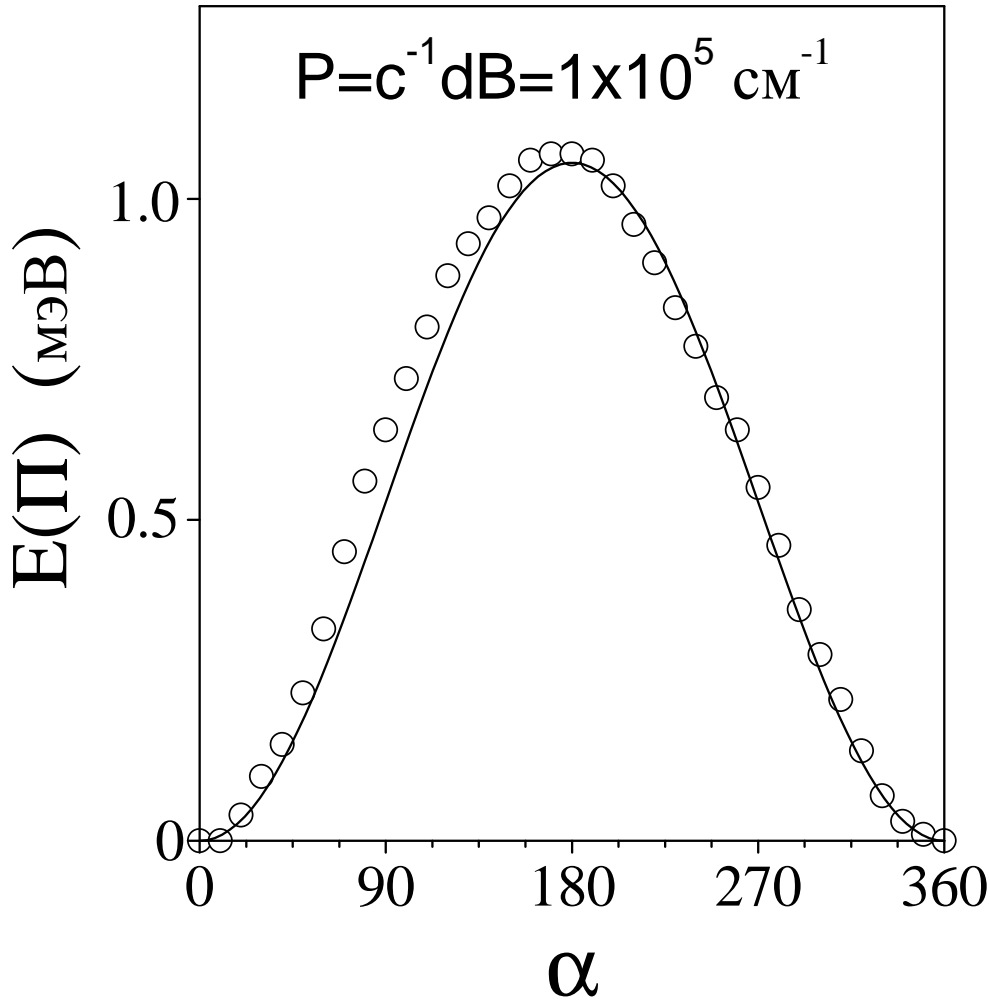


Рис. 4.16: экспериментальная зависимость кинетической энергии синглетного межподзонного экситона от величины угла между направлениями векторов \mathbf{q} и $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ при $q = c^{-1}dB = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (точки). Сплошной линией показана расчетная зависимость $E(\Pi) = 1/(2m^*)(\mathbf{q} - \frac{1}{c}\mathbf{d} \times \mathbf{V})^2$.

Чтобы проверить, что энергия возбуждений зависит от векторной разности \mathbf{P} и $c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{V}$, относительная ориентация векторов \mathbf{P} и $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ при $|\mathbf{d} \times \mathbf{V}| = |\mathbf{P}| = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ непрерывно изменялась, а кинетическая энергия возбуждений измерялась как функция угла α между направлениями векторов \mathbf{P} и $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ (Рис. 4.16). Наблюдаемая угловая зависимость

с хорошей точностью описывается выражением

$$E(\mathbf{\Pi}) = \frac{1}{2m^*} \left(\mathbf{P} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \right)^2, \quad (86)$$

где m^* – эффективная масса главного возбуждения зарядовой плотности, полученная из дисперсионной зависимости предыдущего рисунка.

Соотношения (83)-(85) были проверены для всех остальных межподзонных возбуждений [121]. Несмотря на то что исследуемые возбуждения различаются квантовыми числами внутренних и спиновых степеней свободы, они обладают одинаковыми дипольными моментами и их дисперсионные зависимости ведут себя аналогично. Специальный случай представляют одночастичные возбуждения, так как они не являются связанными комплексами с собственной дисперсией. Дисперсионная зависимость одночастичных возбуждений получается из разности дисперсионных зависимостей возбужденных электрона и дырки и, поэтому, имеет отличную от коллективных возбуждений зависимость от α . По существу, измерения в параллельном магнитном поле позволяют отличить коллективные возбуждения от одночастичных, что является серьезной экспериментальной проблемой в физике возбуждений низкоразмерных систем. Подробно одночастичные возбуждения в параллельном поле обсуждаются в пятой главе.

4.6 Межподзональные возбуждения в наклонном магнитном поле

В этом случае выражение для двумерного обобщенного импульса аналогично (83), но дисперсионные соотношения для межподзонных возбуждений модифицируются. На Рисунке 4.17 показаны спектры неупругого рассеяния света от межподзонных возбуждений в магнитном поле, имеющим ненулевую компоненту напряженности вдоль оси роста квантовой ямы. В спектре наблюдаются линии главных возбуждений зарядовой и спиновой плотности. Помимо этих линий в спектре наблюдаются линии $ISBM_{\pm n}$, связанные с межподзональными Бернштейновскими модами. Их энергии при $q \rightarrow 0$ выражаются формулой (72). С увеличением импульса энергии линий $ISBM_{+1}$ ($ISBM_{-1}$) и CDE (SDE) отклоняются от прямых в области энергетического резонанса, причем дисперсионные зависимости гибридных возбуждений – линейны и определяются многочастичным Кулоновским взаимодействием (Рис. 4.7) По этой причине была выбрана компонента магнитного поля вдоль оси роста квантовой ямы 1.5 Тл, при которой дисперсионная зависимость имеет наибольший наклон.

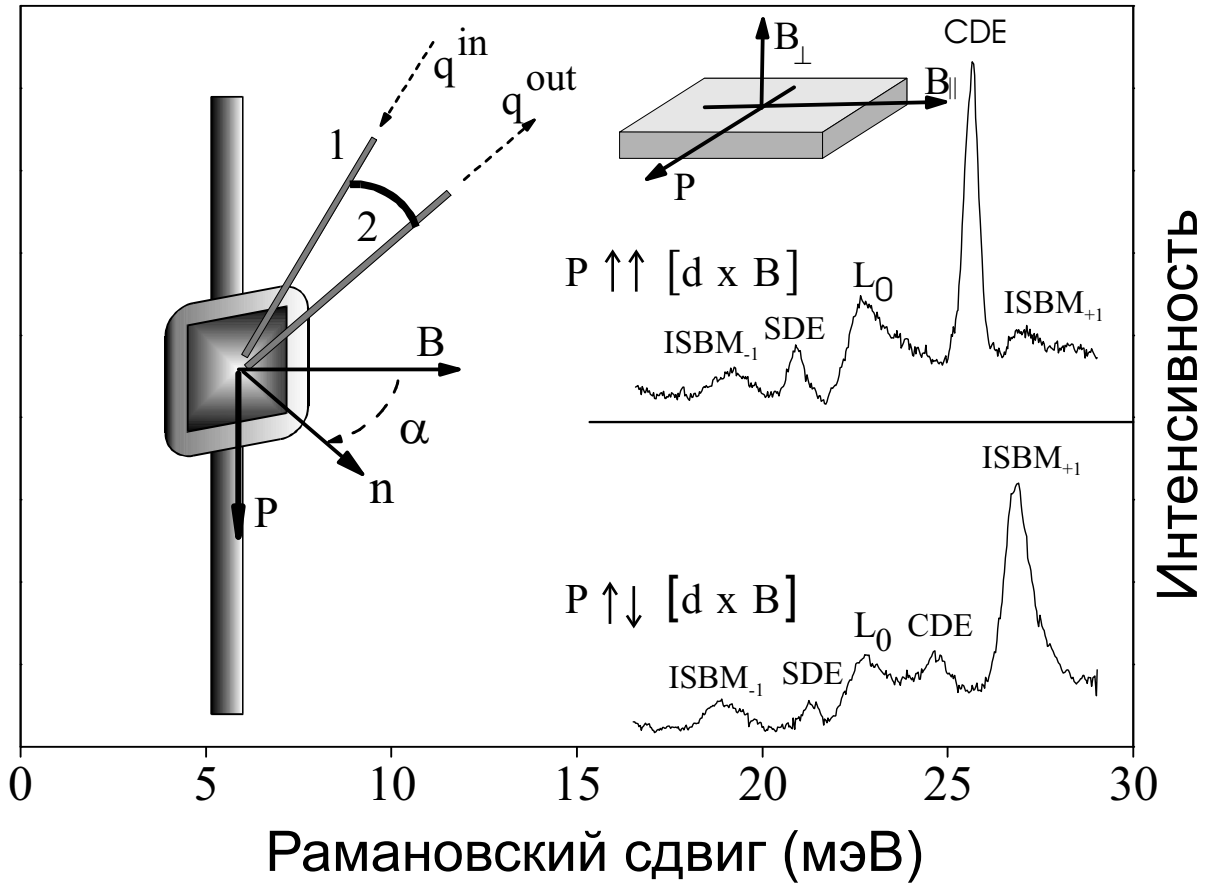


Рис. 4.17: а) схема резонансного неупругого рассеяния света в наклонном магнитном поле. Держатель и световоды могут вращаться вокруг вертикальной оси. б, в) спектры неупругого рассеяния света для образца с квантовой ямой шириной 250 \AA и $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренные при $P = c^{-1}dB$. Взаимная ориентация векторов \mathbf{q} и \mathbf{B} указана на схеме.

Аналогично случаю параллельного магнитного поля, дисперсия коллективных возбуждений изменяется при изменении взаимной ориентации направлений векторов \mathbf{P} и $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$, при этом параллельное магнитное поле влияет на энергию возбуждений только посредством калибровочного члена $c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}$.

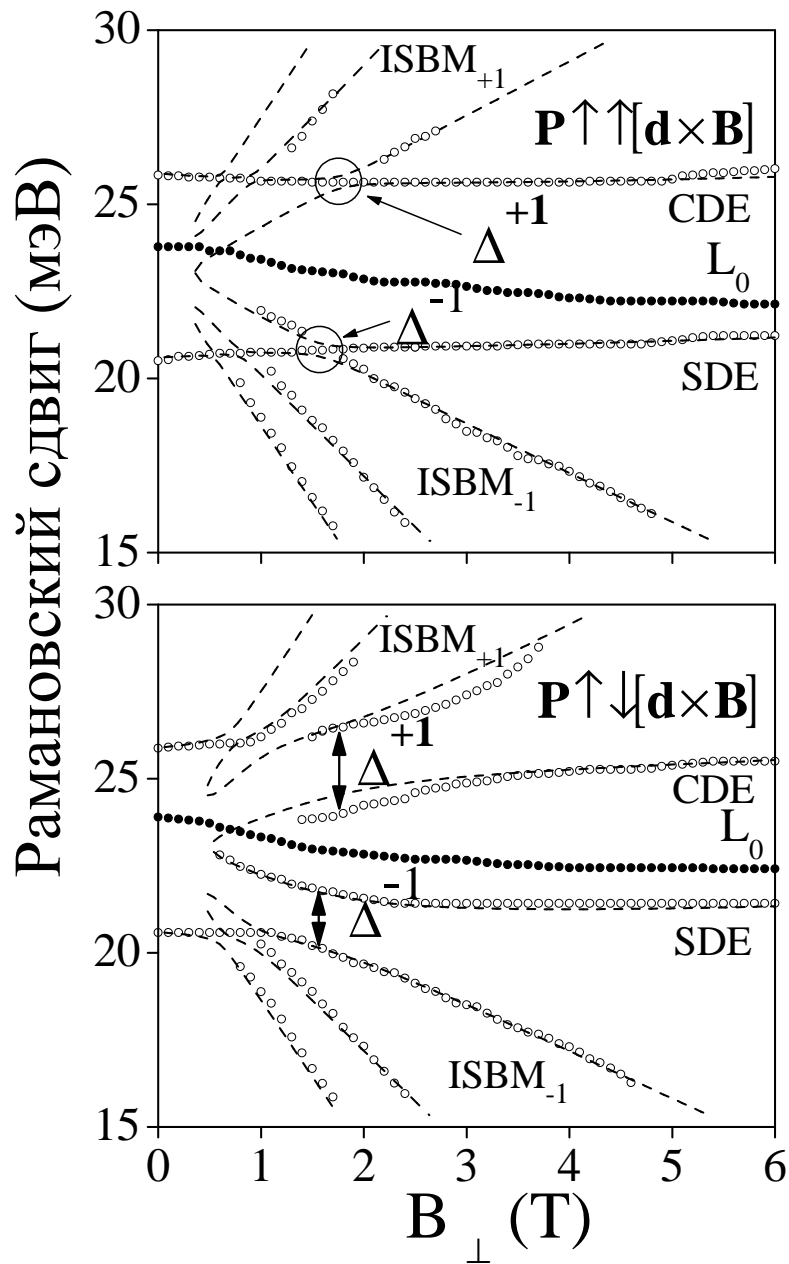


Рис. 4.18: энергии линий неупругого рассеяния света при $q = c^{-1}dB$. Вектора \mathbf{q} и $\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ сонаправлены (верх) и противоположнонаправлены (низ). Штриховыми линиями показаны теоретические расчеты энергий возбуждений в приближении локальной плотности в предположении, что параллельная компонента магнитного поля дает вклад в энергию возбуждений только посредством калибровочного члена $c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}$, т.е. $P = 0$ (верх) и $P = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (низ).

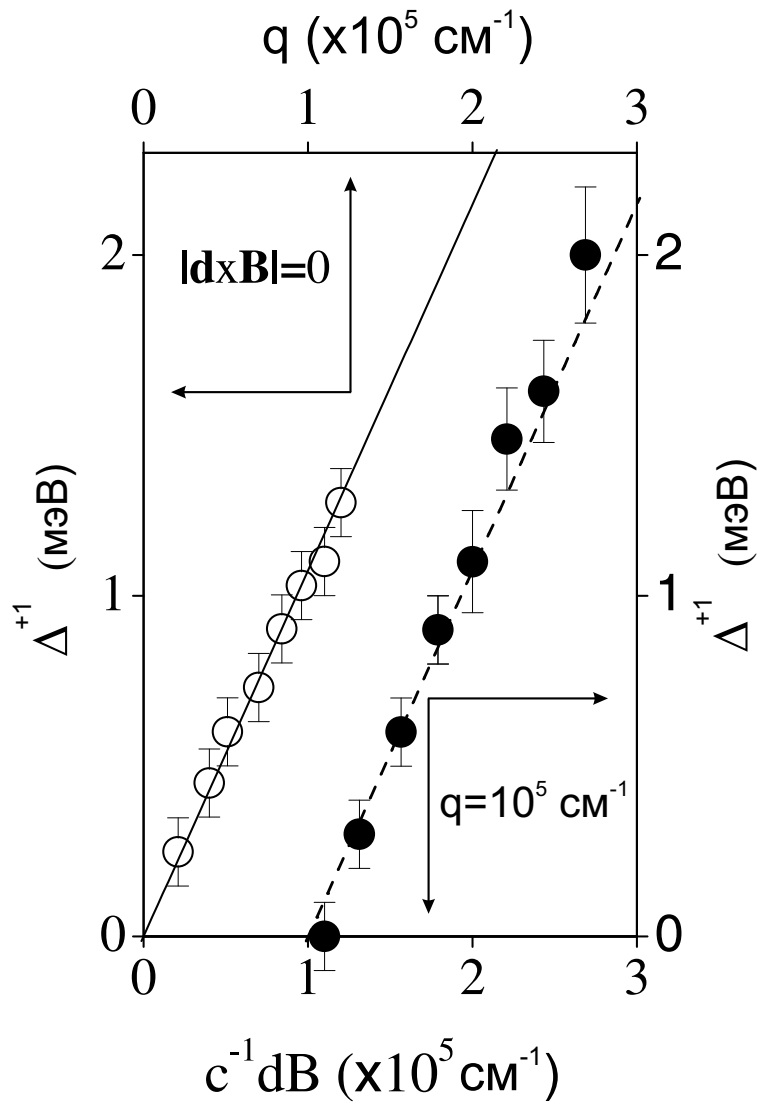


Рис. 4.19: гибридная щель Δ^{+1} в магнитном поле 1.5 Тл в зависимости от обобщенного импульса при $c^{-1}dV = 0$ (верх,слева) и в зависимости от вектора $c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ сонаправленного вектору \mathbf{q} при $q = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (низ,справа). Сплошная линия – линейная экстраполяция экспериментальных точек. Штриховая линия – та же экстраполяция сдвинутая на $1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

При ориентации магнитного поля таким образом, что компонента магнитного поля в плоскости квантовой ямы обращается в нуль, была измерена суммарная дисперсия $\Delta^{\pm 1}$ межподзонных возбуждений в области резонанса. Затем был фиксирован импульс $P = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ и изменялась параллельная компонента магнитного поля. Величина $\Delta^{+1}(|\mathbf{P} - c^{-1}\mathbf{d} \times$

$\mathbf{V}|)$ имеет такую же линейную зависимость от $c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{V}$, как и $\Delta^{+1}(\mathbf{P})$ в случае нулевого параллельного магнитного поля

$$\Delta^{+1} \propto \left| \mathbf{P} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{V} \right|, \quad (87)$$

т.е. дисперсионная зависимость сдвинута вдоль оси абсцисс на величину импульса неупругого рассеяния света (Рис. 4.19). Гибридная щель Δ^{+1} равна нулю при $\mathbf{P} = c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{V}$, хотя величины P и $|\mathbf{d} \times \mathbf{V}|$ не равны нулю по отдельности [122].

Можно заключить, что дисперсия межподзонных возбуждений при произвольной ориентации магнитного поля относительно плоскости квантовой ямы определяется перпендикулярной компонентой магнитного поля. Параллельная же компонента входит только в обобщенный импульс возбуждений и сдвигает дисперсионную зависимость возбуждений в импульсном пространстве на величину $c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{V}$. Используя параллельное магнитное поле, можно измерить дисперсию межподзонных магнетовозбуждений в области импульсов, недостижимых в стандартных экспериментах по неупругому рассеянию света.

В заключение, в четвертой главе был рассмотрен спектр межподзонных коллективных возбуждений в перпендикулярном магнитном поле. Экспериментально и теоретически обсуждались межподзонные возбуждения квазидвумерной электронной системы в магнитном поле. Было показано, что при импульсах, близких к нулевым, фундаментальное уравнение (72) описывает энергии межподзонных бернштейновских мод. При ненулевом импульсе межподзонные бернштейновские моды взаимодей-

ствуют с главными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности. Энергия взаимодействия зависит от величины импульса и электронной концентрации. Межподзонные бернштейновские моды не взаимодействуют с LO-фононами при малых импульсах ($ql_B \ll 1$), однако в случае, когда LO-фононная мода смешивается с главным межподзонным возбуждением зарядовой плотности, наблюдается взаимодействие межподзонных бернштейновских мод с CDE-LO-фононными гибридными модами. Были рассмотрены новые ветви возбуждений зарядовой и спиновой плотности, связанные с антифазными колебаниями электронных подсистем на разных уровнях Ландау. Показано, что дисперсионные зависимости межподзонных возбуждений в квантовой яме, помещенной в параллельное магнитное поле, анизотропны. Анизотропный вклад является линейной функцией магнитного поля и импульса возбуждений. Продемонстрирован метод определения дипольного момента возбуждений, характеризующего асимметрию ограничивающего потенциала ямы. Симметрия между вызванным магнитным полем сдвигом в импульсном пространстве и импульсом возбуждений открывает замечательную возможность исследовать дисперсии межподзонных возбуждений. Более того, можно устранить сложную экспериментальную проблему, связанную с изменением импульса возбуждений, применяя экспериментальную конфигурацию, аналогичную используемой в статье, когда импульс фиксируется, а параллельное магнитное поле меняется.

5 Коллективные и одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах с туннельной связью

Межподзонные возбуждения в одиночных квантовых ямах имеют много общего с межподзонами (межслоевыми) возбуждениями в двойных квантовых ямах. Ранее считалось, что основным физическим параметром, характеризующим свойства основного и возбужденных состояний в двойных квантовых ямах, является отношение туннельной энергии (Δ_{SAS}) к энергии Ферми электронов (E_F) [84]. В настоящей главе показано, 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. Строго говоря, асимметричное состояние корректно определено только в отсутствие туннельной связи между слоями. Однако при слабом туннелировании существует состояние несимметричной двойной квантовой ямы, такое что ее дальнейшая асимметризация не приводит к существенному изменению волновых функций. В этом случае электроны в двух ни-

жайших размерноквантованных подзонах находятся в разных ямах, а туннельная связь между ямами почти не влияет на спектр внутризонных возбуждений. Определение степени асимметрии двойных квантовых ям является важнейшей экспериментальной задачей, которой посвящена первая часть настоящей главы. Влияние асимметрии на плазменные возбуждения обсуждаются во второй части, а на магнетовозбуждения в третьей.

Исследования проводились на серии высококачественных гетероструктур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Были использованы двойные квантовые ямы ширинами 120–300 Å, разделенные изолирующими барьерами шириной 25–50 Å. Для сравнения свойств двойных и одиночных квантовых ям был исследован ряд гетероструктур с асимметричными, селективно-легированными одиночными квантовыми ямами $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ширинами 120–450 Å. Электронные плотности n_s в квантовых ямах составляли $1 - 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижности – на уровне $1 - 2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Электронные концентрации в исследуемых образцах изменялись методом фотообеднения: в условиях непрерывного фотовозбуждения лазерным излучением с энергией фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны барьера квантовых ям, происходила нейтрализация ионизованных доноров в барьере и уменьшалась концентрация электронов. Таким же образом выполнялась балансировка двойных квантовых ям. Вследствие того что коэффициент барьерного поглощения в области энергий фотообедняющего излучения велик, а легирующие примеси для каждой из ям находятся в барьере по разные стороны от ям,

яма, расположенная ближе к поверхности гетероструктуры, обедняется значительно сильнее, чем яма, расположенная дальше от поверхности. Таким образом, подбирая плотность мощности фотообедняющего излучения, можно не только изменять суммарную концентрацию электронов в образце, но и плавно варьировать степень асимметрии двойных квантовых ям [123].

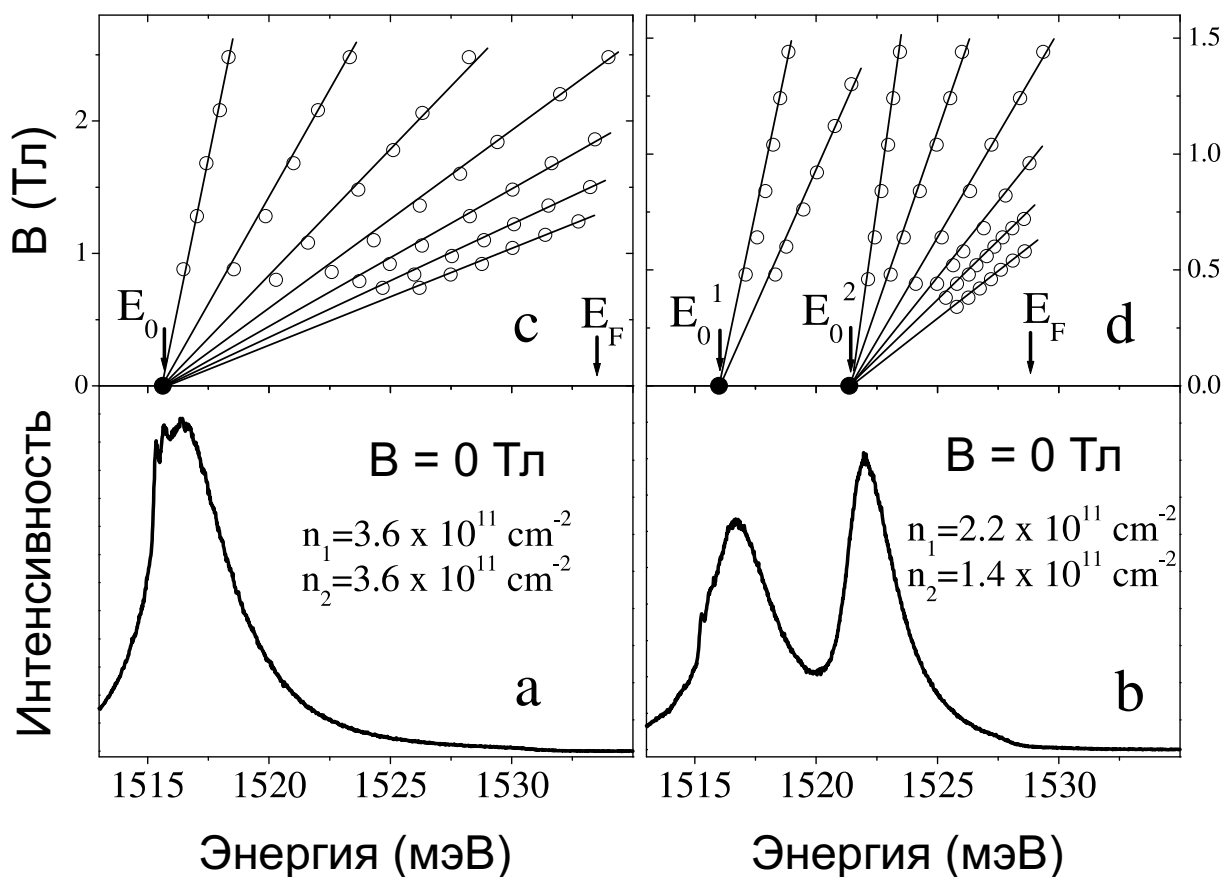


Рис. 5.1: Спектры фотолюминесценции двойных квантовых ям ширинами 200 и барьером 25 Å в нулевом магнитном поле при равенстве (а) и неравенстве (б) электронных концентраций в двух ямах. На рисунке (с) и (d) построен "веер" уровней Ландау для случаев (а) и (б), соответственно. Стрелками указаны энергия Ферми и положение дна основной подзоны размерного квантования E_0 , в случае (а) $E_{10} = E_{20} = E_0$, а в случае (б) $E_{10} \neq E_{20}$.

Концентрация электронов в двойных квантовых ямах измерялась из спектров рекомбинационного излучения электронов и фотовозбужден-

ных дырок. Пример спектров рекомбинационного излучения при фотовозбуждении одним только возбуждающим лазером (а), и при одновременном фотовозбуждении возбуждающим и обедняющим лазерами (b) показан на рисунке 5.1. При этом в первом случае электронные концентрации в ямах совпадают, а электронная система находится в симметричном состоянии. Во втором случае концентрации различаются столь сильно, что система находится в асимметричном состоянии. Из "вееров" энергий линий рекомбинационного излучения в перпендикулярном магнитном поле можно оценить электронную концентрации в каждой из ям, однако точность этих оценок такова, что однозначно определить состояние электронной системы (симметричное или асимметричное) возможно только в сильно разбалансированной системе. Для определения степени асимметрии при слабой разбалансировке электронной концентрации в двух ямах используется неупругое рассеяние света от одночастичных возбуждений в параллельном магнитном поле.

5.1 Одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах

Энергетический спектр электронов в приближении эффективной массы в двух нижних размерноквантованных подзонах представляет собой две параболы, раздвинутые на величину межподзонного расщепления, которое совпадает с туннельной щелью (Δ_{SAS}) в симметричной двойной квантовой яме (Рис. 5.2). Для каждого фиксированного значения импульса существует континуум одночастичных возбуждений с поверхно-

сти Ферми электронов нижней размерноквантованной подзоны в пустые состояния над поверхностью Ферми верхней подзоны. Энергии возбуждений континуума совпадают при нулевом импульсе (переходы $0 \rightarrow 1$), но различаются при ненулевых импульсах. Граничные энергии континуума достигаются для возбуждений, импульс которых либо параллелен, либо антипараллелен импульсу Ферми электронов в нижней размерноквантованной подзоне (переходы $0 \rightarrow 2$ и $0 \rightarrow 3$).

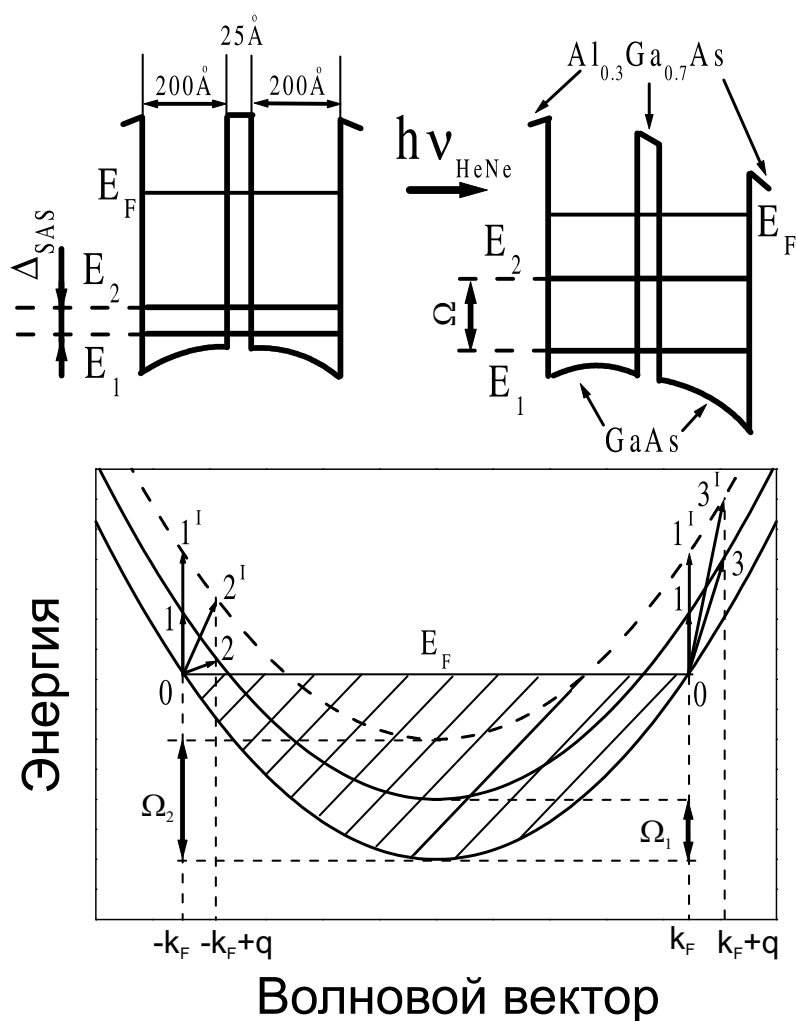


Рис. 5.2: Иллюстрация двойной квантовой ямы (вверху) и спектра электронов в двух нижайших размерноквантованных подзонах (внизу). Стрелками показаны одночастичные туннельные возбуждения для двух значений межподзонной энергии, Ω_1 и Ω_2 .

С увеличением импульса граничные энергии континуума изменяются разнонаправленно. В свою очередь, увеличение разбалансировки электронной концентрации в двойных квантовых ямах ведет к равному увеличению граничных энергий континуума, что и наблюдается в эксперименте.

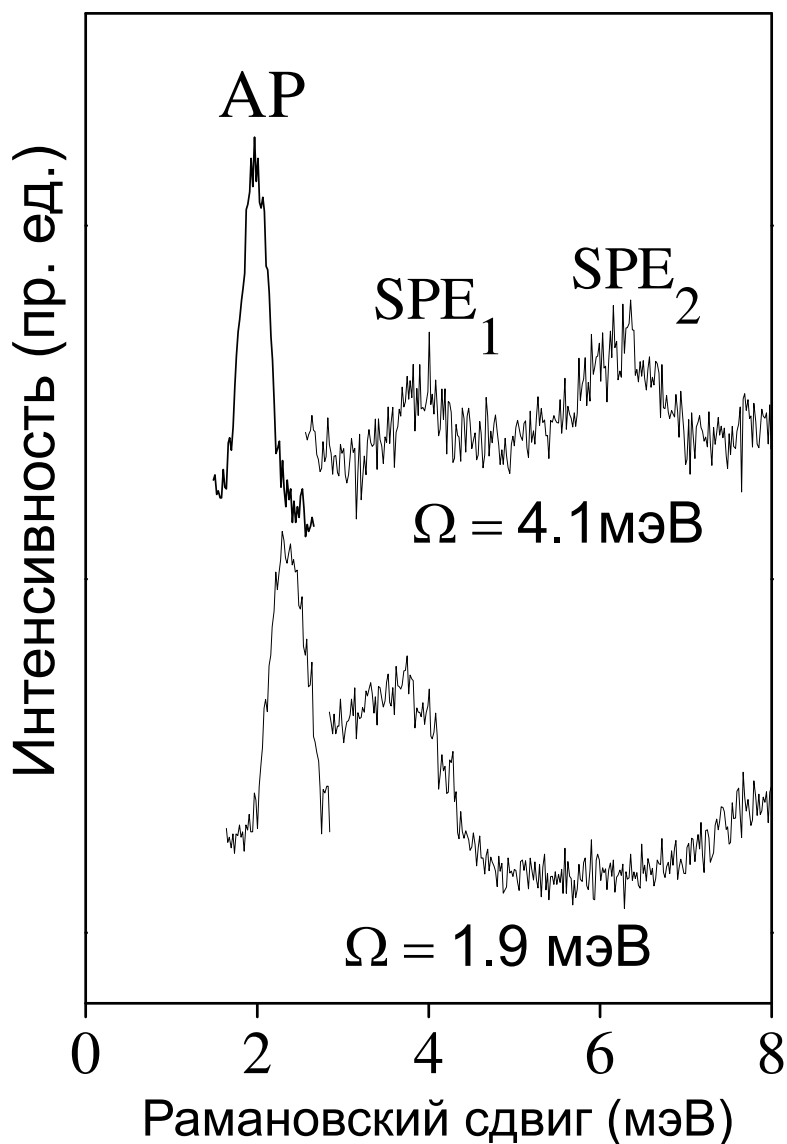


Рис. 5.3: Спектры неупругого рассеяния света при фиксированном значении передаваемого импульса $q = 8.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и двух значениях межподзонной энергии $\Omega = 1.9$ мэВ и $\Omega = 4.1$ мэВ.

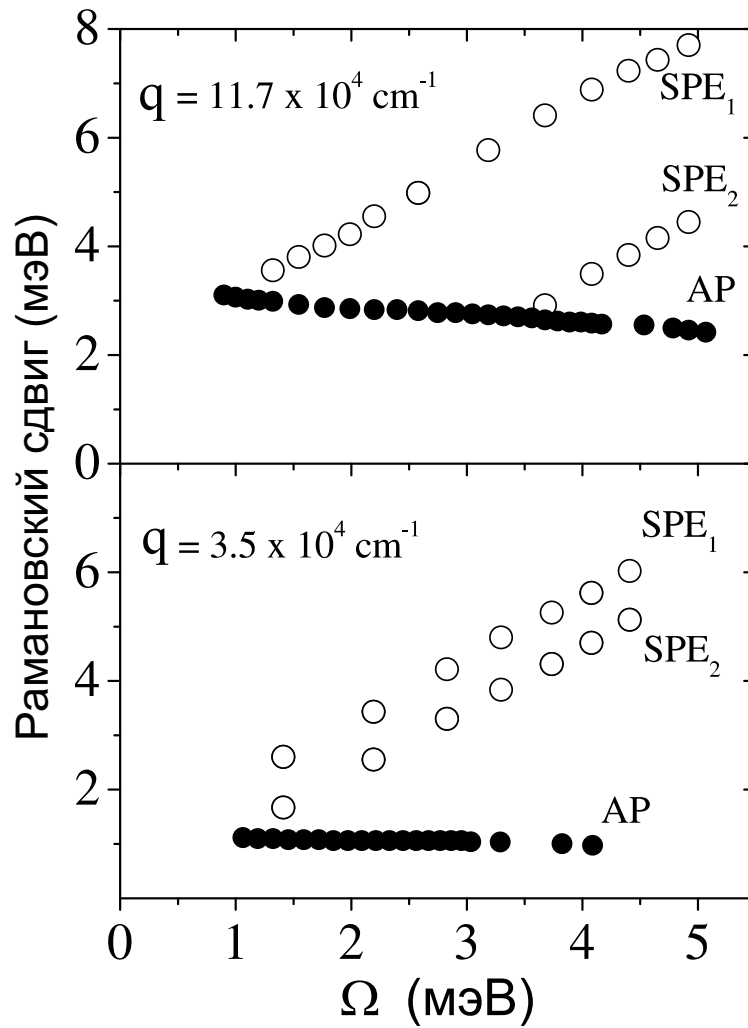


Рис. 5.4: Зависимость энергий линий AP и SPE_{1,2} от величины межподзонной энергии (разбалансировки) двойной квантовой ямы для двух значений передаваемого импульса q . Черными точками показана линия AP, детектируемая только в параллельной поляризационной конфигурации, а белыми – линии детектируемые в двух поляризационных конфигурациях.

Примеры спектров неупругого рассеяния света при различной разбалансировке двойных квантовых ям показаны на Рис. 5.3. В спектрах присутствует одна линия, наблюдающаяся только в параллельной конфигурации поляризаций возбуждающего и рассеиваемого фотонов (AP). Линия AP соответствуют антисимметричной коллективной моде – акустическому плазмону, которая будет подробно обсуждаться в следующей

части главы. Помимо линии акустического плазмона в спектрах присутствуют две новые спектральные особенности – линии SPE_1 и SPE_2 . Эти линии имеют одинаковую интенсивность в скрещенной и параллельной поляризационных конфигурациях, что позволяет связать их с одночастичными возбуждениями (энергии одночастичных возбуждений с переверотом и без переверота спина равны).

Зависимости энергий SPE_1 и SPE_2 от величины межподзонной энергии качественно отличаются от аналогичной зависимости для линии акустического плазмона. Если энергия AP уменьшается с уменьшением суммарной электронной концентрации, то энергии линий SPE_1 и SPE_2 демонстрируют одинаковый линейный рост. Линейный наклон почти не зависит от концентрации электронов и величины передаваемого импульса, а абсолютное энергетическое расщепление между SPE_1 и SPE_2 растет с увеличением импульса (рис. 5.4). Можно заключить, что линии SPE_1 и SPE_2 связаны с одночастичными туннельными возбуждениями с поверхности Ферми. Такие возбуждения являются следствием дополнительной степени свободы электронов – межъямного туннелирования. Согласно законам сохранения энергии и импульса, одночастичные возбуждения находятся в интервале энергий $[\Omega - qv_{F_1}, \Omega + qv_{F_1}]$, причем из-за заполнения фазового пространства возбужденной подзоны вероятность неупругого рассеяния максимальна на границах интервала $\Omega \pm qv_{F_1}$ [124]. Здесь $v_{F_{1(2)}}$ скорость Ферми в слое с большей (меньшей) электронной плотностью.

На Рисунке 5.5 показана экспериментальная зависимость энергий ли-

ний SPE_1 и SPE_2 от импульса для фиксированной величины межподзонной энергии Ω . Энергии линий изменяются разнонаправленно по линейному закону. Аппроксимация в $q = 0$ дает величину межподзонного расщепления, а наклон линейных зависимостей дает скорость Ферми электронов в первой размерноквантованной подзоне [125]. Точность определения скорости Ферми повышается, если брать не наклон энергий линий SPE_1 и SPE_2 , а наклон разности их энергий. Соответственно, концентрация электронов в двух нижайших размерноквантованных подзонах n_1 и n_2 равна

$$n_1 = \frac{(m^*v_F)^2}{2\pi\hbar^2}, \quad (88)$$

$$n_2 = n_1 - \frac{m^*\Omega}{\pi\hbar^2}. \quad (89)$$

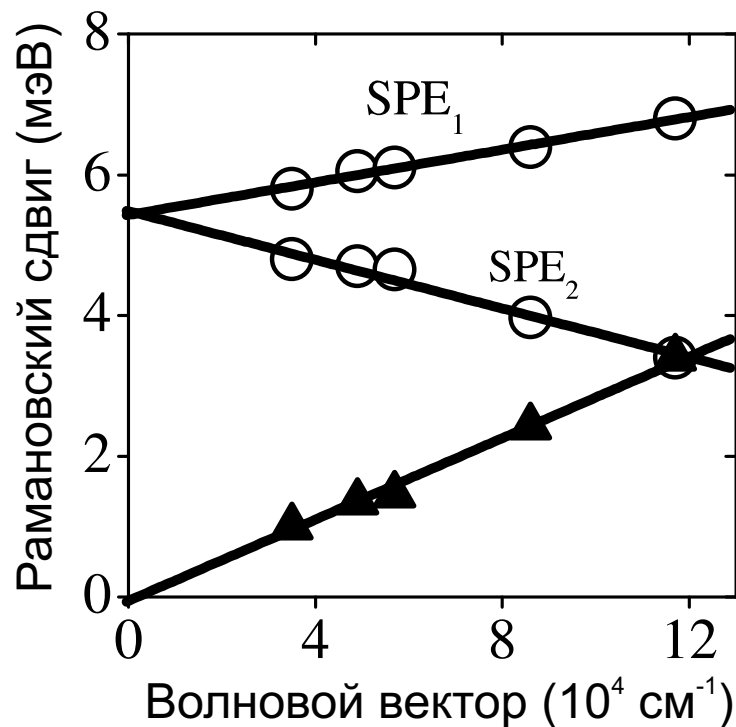


Рис. 5.5: Зависимость энергий линий $\text{SPE}_{1,2}$ от передаваемого импульса (белые точки). Черными треугольниками показана зависимость разности энергий SPE_1 и SPE_2 . Сплошными линиями показана экстраполяция зависимостей в область малых импульсов.

Рассмотрим влияние параллельного магнитного поля на энергии одностичных возбуждений. На Рисунке 5.6 показаны спектры неупругого рассеяния света двойной квантовой ямы в асимметричном состоянии при двух ориентациях магнитного поля в плоскости ям, вдоль и перпендикулярно импульсу неупругого рассеяния света \mathbf{q} . Как и для одиночных квантовых ям, энергии межслоевых (туннельных) возбуждений анизотропны, что связано с тем, что межслоевые возбуждения в асимметричном состоянии обладают большим дипольным моментом вдоль оси разделения между ямами.

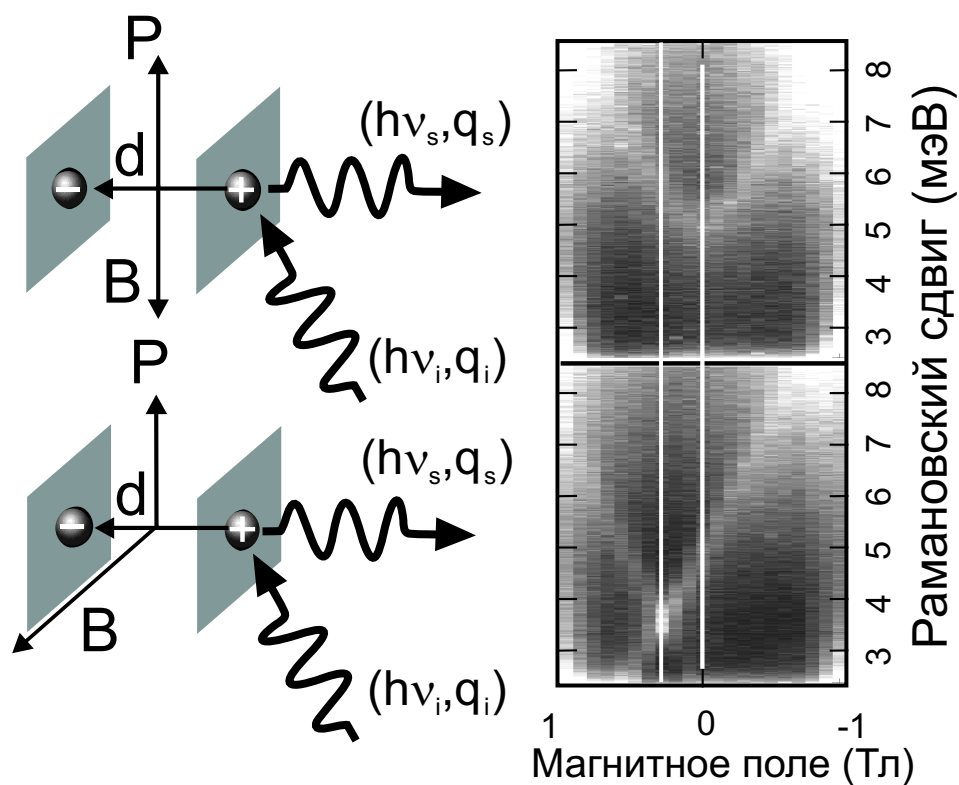


Рис. 5.6: схема процесса неупругого рассеяния света асимметричной двойной квантовой ямы в двух экспериментальных геометриях: с импульсом света, параллельным (вверху) и перпендикулярным (внизу) вектору напряженности магнитного поля. Соответствующие экспериментальные спектры показаны справа. Сплошные линии указывают критическое и нулевое магнитные поля.

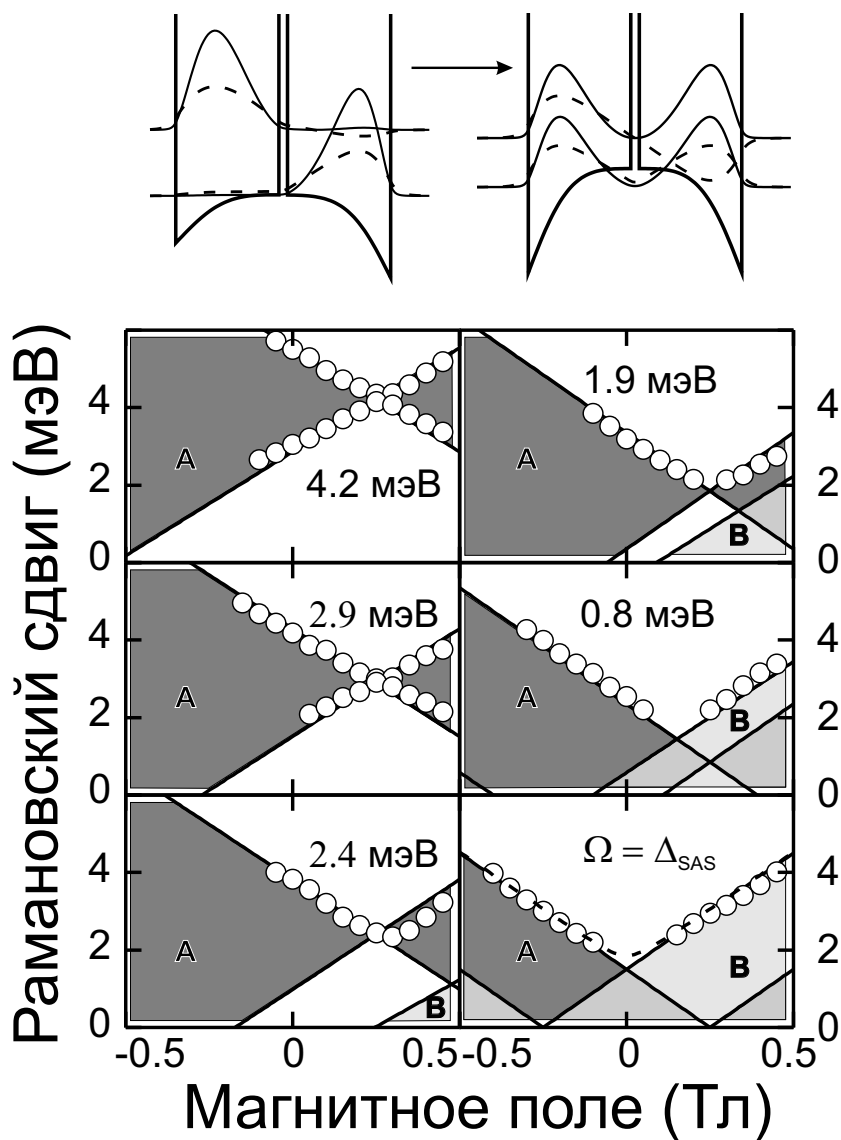


Рис. 5.7: изменение спектра межподзонных возбуждений двойных квантовых ям при переходе от асимметричного состояния к симметричному. Вверху показаны профиль ограничивающего потенциала, волновые функции (пунктир) и квадраты волновых функций (сплошные линии) электронов в асимметричном (слева) и симметричном (справа) состояниях. Темные области соответствуют возбуждениям из первой во вторую размерноквантованную подзону (*A*-ветвь), светлые области обозначают возбуждения из второй в первую размерноквантованную подзону (*B*-ветвь) без учета туннелирования. Области совпадения энергий двух ветвей показаны промежуточным цветом. Экспериментальные точки показаны белыми кружками. Для каждого состояния указана энергия межподзонного расщепления Ω .

Согласно выражениям (83) – (85), энергии одночастичных возбужде-

ний на границах континуума линейно зависят от магнитного поля и равны $\Omega \pm qv_{F_1} + c^{-1}dVv_{F_1}$ при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}$, и $\Omega \pm |\mathbf{q} - c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}|v_{F_1}$ при $\mathbf{q} \perp \mathbf{B}$. При $\mathbf{q} \perp \mathbf{B}$ кинетические энергии одночастичных возбуждений равны нулю в критическом магнитном поле 0.25 Т, при котором ни \mathbf{q} , ни $c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}$ не равны нулю по отдельности. Используя значение критического магнитного поля (85), дипольный момент межслоевых возбуждений можно оценить как $e \cdot 240 \text{ \AA}$ (3), что согласуется с расстоянием между геометрическими центрами квантовых ям 225 \AA.

Изменение спектра возбуждений при переходе двухслойной системы к симметричному состоянию можно качественно понять, если рассмотреть нереалистическую модель виртуальных межслоевых возбуждений между двумя изолированными квантовыми ямами (Рис. 5.7). По мере уменьшения межподзонной щели Ω энергии межподзонных возбуждений уменьшаются пропорционально. При этом критическое магнитное поле (0.25 Тл) не изменяется, так как дипольный момент постоянен. Нетривиальный случай возникает, когда член $|\mathbf{q} - c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}|v_{F_2}$ превышает межподзонную щель. Тогда в спектре появляются две ветви одночастичных возбуждений, соответствующие прямым переходам электронов из первой подзоны во вторую (A -ветвь), $[\Omega - |\mathbf{q} - c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}|v_{F_1}, \Omega + |\mathbf{q} - c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}|v_{F_1}]$, и обратным переходам из второй подзоны в первую (B -ветвь), $[0, -\Omega + |\mathbf{q} - c^{-1}\mathbf{d} \times \mathbf{B}|v_{F_2}]$. 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 системы $\Omega < (1/2)(|\mathbf{q} - c^{-1}[\mathbf{d} \times \mathbf{V}]|_{v_{F_2}} - |\mathbf{q} - c^{-1}[\mathbf{d} \times \mathbf{V}]|_{v_{F_1}})$, верхняя граничная энергия B -ветви превышает таковую для A -ветви, что приводит к симметризации спектра возбуждений (Рис. 5.7).

Данная модель описывает виртуальные межслоевые возбуждения, которые в любом состоянии имеют одинаковый дипольный момент. В реальных двойных квантовых ямах дипольный момент возбуждений уменьшается при симметризации. Тем не менее энергии возбуждений испытывают сдвиг в магнитном поле, как если бы дипольный момент возбуждений не изменялся (Рис. 5.7). Такое поведение энергий межподзонных возбуждений связано с тем, что расщепление между симметричной и антисимметричной подзонами в симметричной двойной квантовой яме меньше или сравнимо по величине с энергией магнитного квантования в области исследуемых магнитных полей. Поэтому магнитное поле изменяет одночастичные электронные состояния в квантовых ямах. Учет это изменение в рамках приближения туннельного гамильтониана [83].

Для двух туннельно-связанных (в общем случае не одинаковых) квантовых ям a и b гамильтониан электронной системы можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 H &= \sum_{\mathbf{k}} (E_{\mathbf{k}}^1 a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + E_{\mathbf{k}}^2 b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} - \frac{\Delta_{SAS}}{2} (a_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}})) = & (90) \\
 &= \sum_{\mathbf{k}} (\tilde{E}_{\mathbf{k}}^1 A_{\mathbf{k}}^+ A_{\mathbf{k}} + \tilde{E}_{\mathbf{k}}^2 B_{\mathbf{k}}^+ B_{\mathbf{k}}),
 \end{aligned}$$

где

$$E_{\mathbf{k}}^{1,2} = E_0 \pm \frac{\Delta E}{2} + \frac{k^2}{2m} \quad (91)$$

– энергии электронов в квантовых ямах без туннелирования, E_0 – энергия электрона в нижайшей квантовой подзоне одиночной ямы, ΔE – параметр асимметрии, Δ_{SAS} – туннельная щель, $a_{\mathbf{k}}^+$, $a_{\mathbf{k}}$, $b_{\mathbf{k}}^+$, $b_{\mathbf{k}}$ – операторы рождения и уничтожения электронов в двух слоях, \mathbf{k} – импульс электрона в плоскости. Условие применимости этого приближения $E_0 \gg \Delta_{SAS}$, $E_0 \gg \Delta E$ – волновые функции электронов в каждой из ям ψ_a и ψ_b мало меняются в зависимости от этих параметров.

Энергии электронов в подзонах равны

$$\tilde{E}_{\mathbf{k}}^{1,2} = E_0 + \frac{k^2}{2m} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta E^2 + \Delta_{SAS}^2}. \quad (92)$$

Волновые функции электронов в подзонах в z -направлении,

$$\Psi_i = C_a^i \psi_a(z) + C_b^i \psi_b(z), \quad i = 1, 2, \quad (93)$$

$$C_a^i = \frac{\Delta_{SAS}}{\sqrt{\Delta_{SAS}^2 + 4(E_{\mathbf{k}}^1 - \tilde{E}_{\mathbf{k}}^i)^2}}, \quad C_b^i = \frac{2(E_{\mathbf{k}}^1 - \tilde{E}_{\mathbf{k}}^i)}{\sqrt{\Delta_{SAS}^2 + 4(E_{\mathbf{k}}^1 - \tilde{E}_{\mathbf{k}}^i)^2}},$$

не зависят от импульса \mathbf{k} . В симметричном случае имеем

$$\Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(z) - \psi_b(z)], \quad \Psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(z) + \psi_b(z)] \quad (94)$$

При $\Delta_{SAS} \ll \Delta E$ получаем

$$\Psi_1 = \psi_a(z), \quad \Psi_2 = \psi_b(z) \quad (95)$$

В параллельном магнитном поле $\mathbf{B} = (0, B, 0)$ при $\Delta E_c \ll E_0$ туннельный гамильтониан выглядит следующим образом

$$H = \sum_{\mathbf{k}} [E_{\mathbf{k}}^1(B) a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + E_{\mathbf{k}}^2(B) b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} - \frac{\Delta_{SAS}}{2} (a_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}})] = \quad (96)$$

$$\sum_{\mathbf{k}} [\tilde{E}_{\mathbf{k}}^1(B) A_{\mathbf{k}}^+ A_{\mathbf{k}} + \tilde{E}_{\mathbf{k}}^2(B) B_{\mathbf{k}}^+ B_{\mathbf{k}}],$$

где

$$E_{\mathbf{k}}^{1,2}(B) = E_0 \pm \frac{\Delta E}{2} + \frac{(k_x \mp k_B)^2 + k_y^2}{2m} \quad (97)$$

$k_B = eaB/c$, $2a = z_a - z_b$ – расстояние между центрами слоев. Энергии электронов приобретают вид

$$\tilde{E}_{\mathbf{k}}^{1,2}(B) = E_0 + \frac{k^2 + k_B^2}{2m} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta E - \frac{2k_x k_B}{m})^2 + \Delta_{SAS}^2}. \quad (98)$$

Волновые функции электронов трансформируются аналогичным образом с заменой $E_{\mathbf{k}}^{1,2} \longrightarrow E_{\mathbf{k}}^{1,2}(B)$, $\tilde{E}_{\mathbf{k}}^{1,2} \longrightarrow \tilde{E}_{\mathbf{k}}^{1,2}(B)$, при этом появляется зависимость от \mathbf{k} . В зависимости от направления импульса электронов волновые функции могут не зависеть от магнитного поля (при $k_x = 0$) или же (при $k_x \neq 0$) изменяться. Так, при $\Delta E = 0$, когда в отсутствие поля волновые функции в подзонах представляют собой симметричную и антисимметричную комбинации, магнитное поле приводит к почти полной локализации электронов в отдельных ямах.

Рассмотрим далее одночастичные межподзонные возбуждения с малыми импульсами возбуждения \mathbf{q} в слабом магнитном поле ($q \ll k_F, k_B \ll k_F$). Энергия возбуждений, соответствующих переходам из нижней подзоны в верхнюю (или из верхней в нижнюю) имеет вид

$$E_{ISPE} = \left| \frac{(\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{q})}{m} + \sqrt{(\Delta E - \frac{2k_{Fx} k_H}{m})^2 + \Delta_{SAS}^2} \right| \quad (99)$$

Одночастичные возбуждения образуют континуум с максимумом плотности состояний при $\cos(\widehat{\mathbf{k}_F, \mathbf{q}}) = \pm 1$. Возможны две ветви возбуждений, соответствующие $\widehat{\mathbf{k}_F, \mathbf{q}} = 0, \pi$. В случае $\Delta_{SAS} \gg |\Delta E|$, $\Delta_{SAS} \gg$

$|2k_F k_B/m|$ энергии обеих ветвей возбуждений можно представить в виде

$$E_{ISPE}^{\pm} = \Delta_{SAS} \pm \frac{k_F q}{2m} + \frac{1}{2\Delta_{SAS}} \left(\Delta E \mp \frac{2k_F k_B}{m} \right)^2 \quad (100)$$

При $\Delta_{SAS} \rightarrow 0$, $\Delta E \neq 0$ возбуждения являются межслоевыми с дипольными моментами $\pm \mathbf{d}$, $\mathbf{d} = (0, 0, 2ea)$. Конкретные выражения для энергий перехода определяются соотношением между величинами ΔE , qv_F и $c^{-1}dBv_F$. При $\Delta E > c^{-1}dBv_F$ имеем

$$E_{ISPE}^{\pm} = \left| \Delta E \pm \left(q - \frac{1}{c} dB \right) v_F \right|. \quad (101)$$

В симметричном случае везде, за исключением малого диапазона магнитных полей ($\Delta_{SAS} \sim 2k_F k_B/m$) межподзональные возбуждения могут рассматриваться как межслоевые с дипольным моментом, приобретенным в параллельном магнитном поле

$$E_{ISPE}^{\pm} = \left| q \pm \frac{1}{c} dB \right| v_F. \quad (102)$$

При этом возбуждения, соответствующие двум межслоевым переходам объединяются в две ветви таким образом, что при нулевом магнитном поле они соответствуют межподзональным ветвям. Критическое магнитное поле для общих ветвей не определяется соотношением (85), а равно нулю (Рис. 5.7).

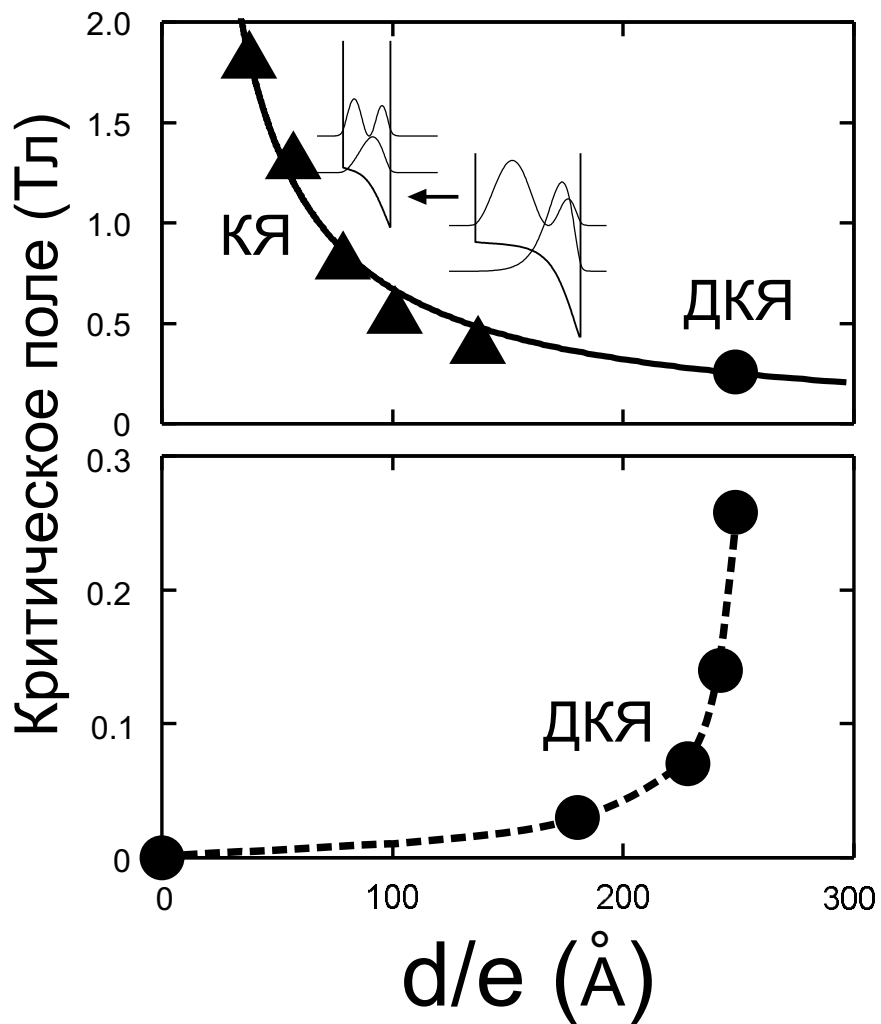


Рис. 5.8: экспериментальное критическое магнитное поле как функция расчетного дипольного момента одночастичных возбуждений для одиночной (треугольники) и двойной (кружки) квантовых ям (КЯ и ДКЯ). На схеме показан самосогласованный расчет профиля ограничивающего потенциала одиночных квантовых ям и квадраты волновых функций электронов в первых двух размерно-квантованных подзонах для самой широкой и самой узкой квантовых ям. Сплошная линия показывает расчетное критическое магнитное поле $B_c = qc/d$.

Полезно сравнить критические магнитные поля для двухслойной и однослойной систем как функции дипольного момента в нулевом магнитном поле. Дипольный момент можно найти, если использовать электронные волновые функции, полученные самосогласованно из одномер-

ных уравнений Пуассона и Шредингера, варьируя асимметрию таким образом, чтобы расчетная межподзонная энергия Ω была равна экспериментальной. Из известных волновых функций можно найти дипольный момент, используя выражение (82). В однослойной системе дипольный момент уменьшается с уменьшением ширины ямы. В двухслойной системе дипольный момент уменьшается при симметризации системы (Рис. 5.8). Две системы, однослойная и двухслойная, различаются по действию параллельного магнитного поля на электронные состояния в размерно-квантованных подзонах. Если в двухслойной системе магнитное поле полностью трансформирует волновые функции, в одиночном слое оно практически не влияет на них. В результате критическое магнитное поле обратно пропорционально дипольному моменту для однослойной системы, что согласуется с выражением (85), в то время как критическое поле стремится к нулю при симметризации двухслойной системы (Рис. 5.8) [126].

Неупругое рассеяние света на одночастичных возбуждениях в параллельном магнитном поле может быть использовано для определения степени асимметрии системы двухслойной электронной системы. Например, в исследуемых структурах разбалансировка электронной плотности двух слоев всего лишь на три процента переводит электронную систему из симметричной в асимметричную. Вследствие такого малого диапазона балансировки симметричное состояние не может быть установлено с помощью стандартных магнитотранспортных методов [127, 128]. С другой стороны, дипольный момент, связанный с асимметрией системы, может

быть легко измерен с помощью неупругого рассеяния света. Чтобы перевести двухслойную систему в симметричное состояние, необходимо передать конечный импульс электронным возбуждениям и балансировать систему до тех пор, пока энергии возбуждений не станут симметричными относительно инверсии магнитного поля. Точность такого метода определяется соотношением между шириной линий неупругого рассеяния света и величиной туннельной энергии. Экспериментальные оценки показывают, что можно балансировать электронные системы в двойных квантовых ямах с туннельной энергией вплоть до 0.1 мэВ.

5.2 Плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах

С помощью описанного метода балансировки были исследованы плазменные моды в симметричном и асимметричном состояниях двойных квантовых ям, а также модификация этих мод при переходе от симметричного к асимметричному состоянию. Характерной особенностью асимметричного состояния является наличие в спектре возбуждений бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии – акустического плазмона, который является противофазным колебанием плотности заряда в двух нижайших квантовых подзонах, а в данном случае и в слоях.

В спектре неупругого рассеяния света линия акустического плазмона определяется из поляризационных и дисперсионных измерений. Поскольку акустический плазмон - возбуждение зарядовой плотности то соответствующая ему линия неупругого рассеяния света наблюдается только в параллельной конфигурации поляризаций возбуждающего и рассе-

иваемого излучения (Рис. 5.9). Помимо линии акустического плазмона в параллельной конфигурации наблюдается линия оптического плазмона, который является синфазным колебанием электронного заряда в двух размерноквантованных подзонах (слоях). Экспериментальная дисперсионная зависимость акустического плазмона в длинноволновом пределе $qa_B \ll 1$ близка к линейной, а оптического плазмона к корневой.

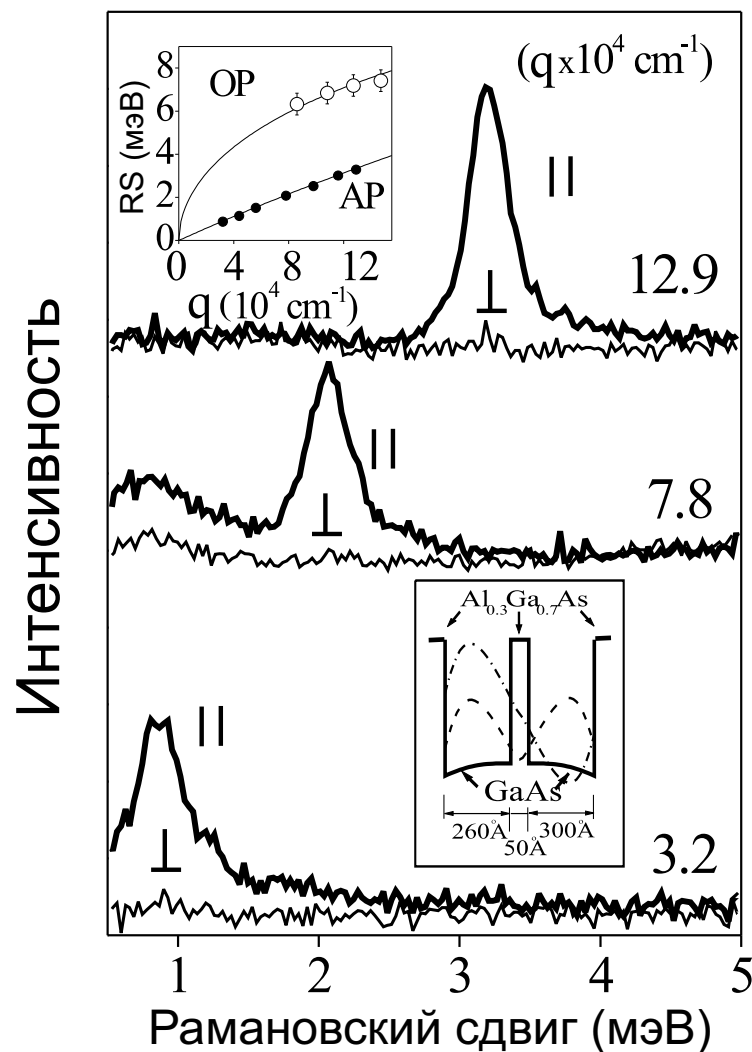


Рис. 5.9: Спектры неупругого рассеяния света, измеренные в двух поляризационных конфигурациях возбуждающего и рассеиваемого излучения при разных импульсах q . В верхней части рисунка показана дисперсия акустического и оптического плазмонов, измеренная в двойной квантовой яме 260/50/300 с концентрацией носителей в каждой яме $3.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, эксперимент (черные (OP) и светлые (AP) кружки) и теория (сплошная линия). В нижней части рисунка схематически изображена двойная квантовая яма.

Теоретические энергии плазменных мод могут быть найдены в рамках приближения Случайных Фаз [129]. При этом удобно использовать приближение туннельного гамильтониана и искать энергии плазменных возбуждений в области импульсов и частот

$$\Delta \ll \hbar q v_F \ll E_F, \quad \omega \gg q v_F \quad (v_F = \frac{\hbar k_F}{m}). \quad (103)$$

При этом считается, что энергия Ферми – много больше параметров асимметрии и туннелирования, а концентрации частиц в подзонах $n_{1,2}$ близки ($n_1, n_2 \simeq n$). Согласно [73], спектр плазменных волн получается из требования обращения в нуль детерминанта системы для компонент потенциала $U_{ij}(q)$, ранг которой равен квадрату числа поперечных уровней энергии.

$$U_{ij}(q) + \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} \sum_{n,m} I_{ij,nm}(q) \Pi_{nm}^0(q) U_{nm}(q) = 0 \quad (104)$$

где

$$I_{ij,nm}(q) = \int \Psi_i(z) \Psi_j(z) e^{-q|z-z_0|} \Psi_n(z_0) \Psi_m(z_0) dz dz_0 \quad (105)$$

$$\Pi_{nm}^0(q, \omega) = - \sum_{\mathbf{k}} \frac{f_n(\mathbf{k}) - f_m(\mathbf{k} + \mathbf{q})}{\tilde{E}_{\mathbf{k}}^n - \tilde{E}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^m + \omega + i\delta} \quad (106)$$

При выполнении условий (103) все Π_{ij}^0 можно считать одинаковыми [73]:

$$\Pi_{ij}^0 = \Pi^0(q, \omega) = \frac{m}{\pi} \left[1 - \left(1 - \frac{q^2 v_F^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} \right] = - \frac{m q^2 v_F^2}{2\pi \omega^2} \quad (107)$$

Аналогичная система уравнений будет и для матрицы плотности $\langle \rho_{ij}^+(q) \rangle$, и для полного поляризационного оператора, причем оператор матрицы

плотности выраженный через операторы рождения и уничтожения электронов в подзонах имеет вид

$$\rho_{ij}^+(q) = \sum_k A_{j\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{i,\mathbf{k}} \quad (108)$$

В асимметричном состоянии, туннелирование пренебрежимо мало, и при вычислении волновых функций электронов его можно не учитывать

$$\Delta_{SAS} \ll \Delta E, \quad \Psi_1 = \psi_l(z), \quad \Psi_2 = \psi_r(z) \quad (109)$$

Понятия "слой" и "подзона" при этом совпадают. Вследствие малости туннелирования при вычислении форм-факторов $I_{ij,nm}$ можно пренебречь перекрытием волновых функций. Тогда

$$I_{ij,nm}(k) = I_{ii,nn} \delta_{ij} \delta_{nm} \quad (110)$$

δ_{ij} - символ Кронекера, т.е. нет не только зацепления внутриподзонных и межподзонных переходов, но и самих межподзонных (в данном случае межслоевых) переходов. При $qL \ll 1$, $qd \ll 1$, где

$$L = \int \psi_l^2(z) |z - z_0| \psi_l^2(z_0) dz dz_0; \quad (111)$$

$$d = \int \psi_l^2(z) |z - z_0| (\psi_r^2(z_0) - \psi_l^2(z_0)) dz dz_0 \quad (112)$$

– эффективные толщина слоя и расстояние между слоями, существуют две плазменные моды. Оптический плазмон характеризуется обычным для двумерного плазмона корневым законом дисперсии:

$$\omega_+^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon m} (n_1 + n_2) \simeq \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon m} 2n \quad (113)$$

Поскольку синфазным колебаниям электронной плотности частиц в слоях соответствует оператор

$$\rho_{11}^+(q) + \rho_{22}^+(q) = \rho_{ll}^+(q) + \rho_{rr}^+(q) \quad (114)$$

то колебание синфазное по слоям одновременно является синфазным и по подзонам.

Второй тип плазменных колебаний - акустический плазмон имеет линейный закон дисперсии

$$\omega_-^2 = \frac{2\pi e^2 d q^2}{\varepsilon m} \frac{2n_1 n_2}{n_1 + n_2} \simeq \frac{2\pi e^2 q^2 d}{\varepsilon m} n \quad (115)$$

и соответствует антифазным колебаниям электронной плотности в слоях и подзонах:

$$\rho_{11}^+(q) - \rho_{22}^+(q) = \rho_{ll}^+(q) - \rho_{rr}^+(q) \quad (116)$$

Длинноволновые дисперсионные зависимости акустического и оптического плазмонов в асимметричной двойной квантовой яме, полученные в рамках приближения Случайных Фаз, совпадают с дисперсионными зависимостями плазменных мод в двух туннельно несвязанных электронных слоях (36). Данные дисперсионные зависимости находятся в полном согласии с экспериментальными результатами (Рис. 5.9), при этом теоретическая зависимость энергии акустического плазмона при фиксированном импульсе от концентрации электронов в двойных квантовых ямах также согласуется с экспериментом (Рис. 5.10).

В симметричных двойных электронных слоях с туннельной связью

также существуют две плазменные моды. В этом случае

$$\Delta_{SAS} \gg \Delta E, \quad \Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_l(z) + \psi_r(z)), \quad \Psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_l(z) - \psi_r(z)) \quad (117)$$

$$A_1^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_l^+ + a_r^+); \quad A_2^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_l^+ - a_r^+) \quad (118)$$

и межподзонные и внутриподзонные возбуждения независимы. Выражения для форм-факторов принимают вид:

$$I_{ii,ii} = I_{ii,jj} = 1 - \frac{1}{2}q(d + 2L), \quad I_{ij,ij} = I_{ij,ji} = \frac{1}{2}qd \quad (i \neq j). \quad (119)$$

Уравнение для внутриподзонных возбуждений становится

$$1 + 2\gamma I_{11,11} \Pi^0 = 0 \quad (120)$$

и имеет только одно решение. Это решение соответствует двумерному оптическому плазмону с корневым законом дисперсии, который опять представляет синфазные по подзонам колебания электронной плотности (они же синфазные по слоям). В этом легко убедиться, воспользовавшись выражением для оператора матрицы плотности

$$\rho_{11}^+(q) + \rho_{22}^+(q) = \sum_k A_{1\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{1,\mathbf{k}} + \sum_k A_{2\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{2,\mathbf{k}} = \rho_{ll}^+(q) + \rho_{rr}^+(q). \quad (121)$$

Характерной особенностью симметричного состояния является отсутствие в спектре бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии – акустического плазмона, который является противофазным колебанием плотности заряда в симметричной и антисимметричной подзонах. Энергия акустического плазмона определяется разностью в кулоновском взаимодействии электронов в одной и в разных размерноквантованных подзонах, а поскольку электронная плотность в двух подзонах

симметричных двойных квантовых ям распределена почти одинаково, мода акустического плазмона смягчается и попадает в континуум одночастичных возбуждений.

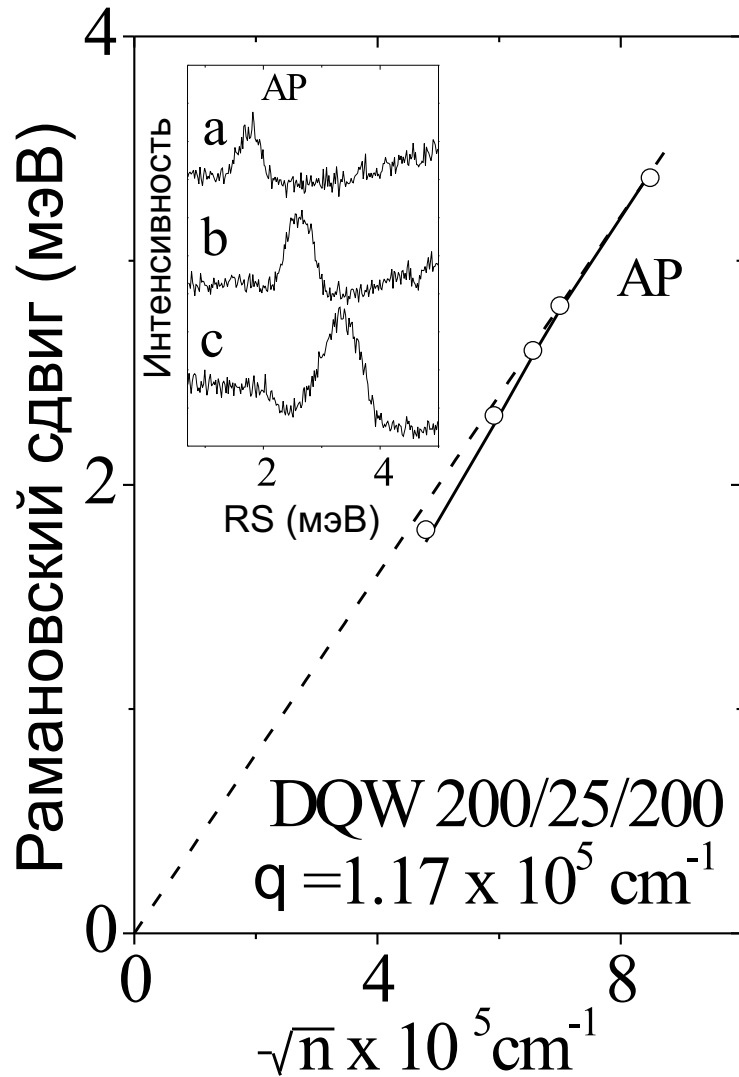


Рис. 5.10: Зависимость энергии АР от \sqrt{n} , где n – суммарная концентрация электронов в двух ямах, измеренная в двойной квантовой яме 200/25/200 при фиксированном значении импульса $q = 1.17 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Теоретические кривые показаны пунктирной (при $n_1 = n_2$) и сплошной (при n_1 и n_2 , получаемых в эксперименте) линиями. На вставке представлены спектры неупругого рассеяния света при $n_1 = 7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ и $n_2 = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (а), $n_1 = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и $n_2 = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (б), $n_1 = n_2 = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (с).

Существует плазменная мода, связанная с межподзонами переходами – туннельный плазмон. Его энергия с учетом соотношения (20)

определяется из уравнения

$$1 + 2\gamma I_{12,12}\Pi^0 = 0, \quad (122)$$

которое, в силу того что $I_{12,12}$ в симметричном случае почти равно $I_{11,11}$ в асимметричном случае, совпадает с формулой для *акустического* плазмона в асимметричной двойной квантовой яме. Это межподзонное возбуждение не только по энергии, но и по физическим свойствам соответствует антифазным по слоям колебаниям электронной плотности:

$$\rho_{12}^+(q) + \rho_{21}^+(q) = \sum_k A_{2\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{1,\mathbf{k}} + \sum_k A_{1\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{2,\mathbf{k}} = \rho_{ll}^+(q) - \rho_{rr}^+(q) \quad (123)$$

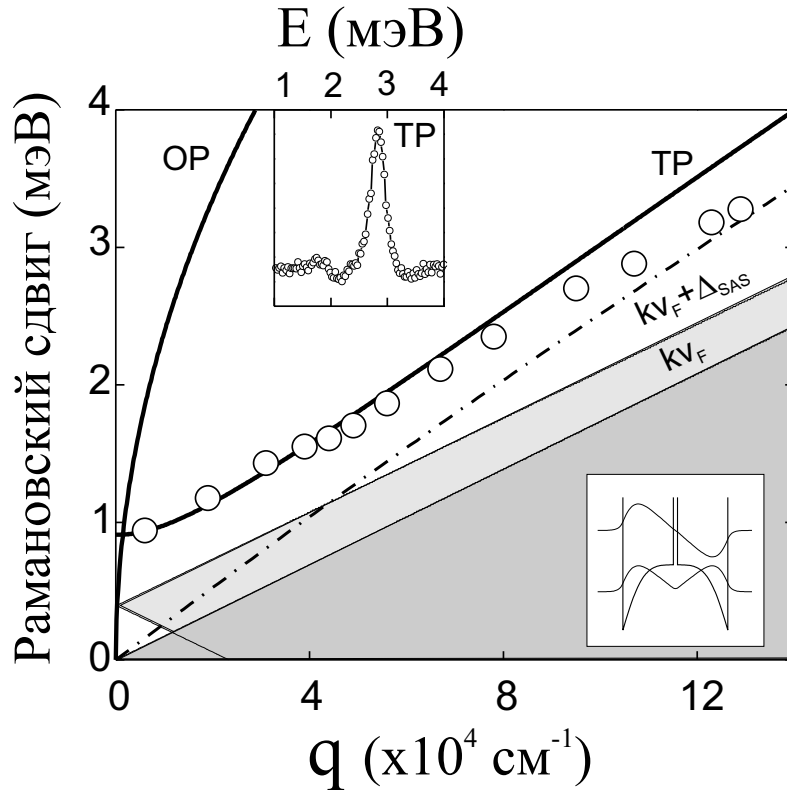


Рис. 5.11: экспериментальные (кружки) и вычисленные в приближении Случайных Фаз (сплошные линии) дисперсионные зависимости туннельного (ТР) и оптического (ОР) плазмонов. Заштрихованными областями показаны внутри- и межподзонные континуумы одночастичных возбуждений. Точечно-штриховой линией показана дисперсионная зависимость акустического плазмона, в асимметричном состоянии. На вставках показаны спектр неупругого рассеяния света от туннельного плазмона и профиль потенциала двойных квантовых ям с огибающими волновых функций в симметричной и антисимметричной подзонах размерного квантования.

Экспериментальные данные для симметричных двойных квантовых ям согласуются с теорией. Видно, что при $\Delta_{SAS} \ll \hbar q v_F$ существует область линейной дисперсии с наклоном, соответствующим наклону дисперсионной зависимости акустического плазмона в асимметричной двойной квантовой яме с теми же параметрами (полной электронной плотностью и расстоянием между ямами). В длинноволновом пределе $\Delta_{SAS} \sim \hbar q v_F$ туннельный плазмон является щелевой модой. Плазменная щель обусловлена деполяризационным сдвигом и значительно (почти в 3 раза) превышает одночастичную туннельную щель Δ_{SAS} . Эти физические свойства туннельного плазмона привели к теоретическим ошибкам [58, 59, 130]. Предполагалось, что туннельный плазмон – это не отдельная плазменная мода, а мода акустического плазмона, 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 плазмона в симметричном состоянии и акустического плазмона в асимметричном состоянии совпадают. Поскольку поперечное сечение пропорционально динамическому структурному фактору, то и распределение флуктуаций заряда в туннельной и акустической плазменных модах одинаковое. Различить две плазменные моды можно либо непрерывно увеличивая туннельную связь между слоями (что достаточно сложно выполнить экспериментально), либо изменяя симметрию

двойных слоев. С увеличением туннельной щели ($\Delta_{SAS} \sim qv_F$) поперечное сечение туннельного плазмона уменьшается, а длинноволновая дисперсия выполаживается [84]. В этом пределе энергия поперечных колебаний электронов превышает кинетическую энергию в плоскости, а туннельный плазмон становится коллективной модой экситонного типа.

Помимо туннельного плазмона в спектрах неупругого рассеяния света симметричных двойных квантовых ям 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 плазмона.

На Рис. 5.12 показана трансформация плазменных мод при изменении степени пространственной асимметрии системы. Для характеристики степени асимметрии использовался параметр $\delta = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$, где $N_{1,2}$ - концентрации ионизованных доноров по обе стороны двухслойной структуры. Следует заметить, что $N_{1,2}$, определяющие профиль ограничивающего потенциала, нельзя измерить непосредственно. Для их

определения использовалась следующая экспериментальная процедура: при $\delta > 0.05$ волновые функции электронов локализованы в слоях и $N_{1,2} \approx n_{1,2}$. Поскольку $n_{1,2}$ непосредственно измеряемы, $N_{1,2}$ известны при $\delta > 0.05$. Зависимость δ от мощности фотообедняющего лазера измерялась экспериментально в диапазоне $0.05 - 0.4$ и затем экстраполировалась в $\delta = 0$. Приведены экспериментальные и теоретические зависимости энергии антифазных возбуждений в двух рассматриваемых пределах $\hbar qv_F \sim \Delta_{SAS}$ и $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$. В коротковолновом пределе $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$ в спектрах присутствует линия с энергией, слабо зависящей от δ , которая при $\delta < 0.02$ соответствует туннельному плазмону, а при $\delta > 0.05$ акустическому плазмону.

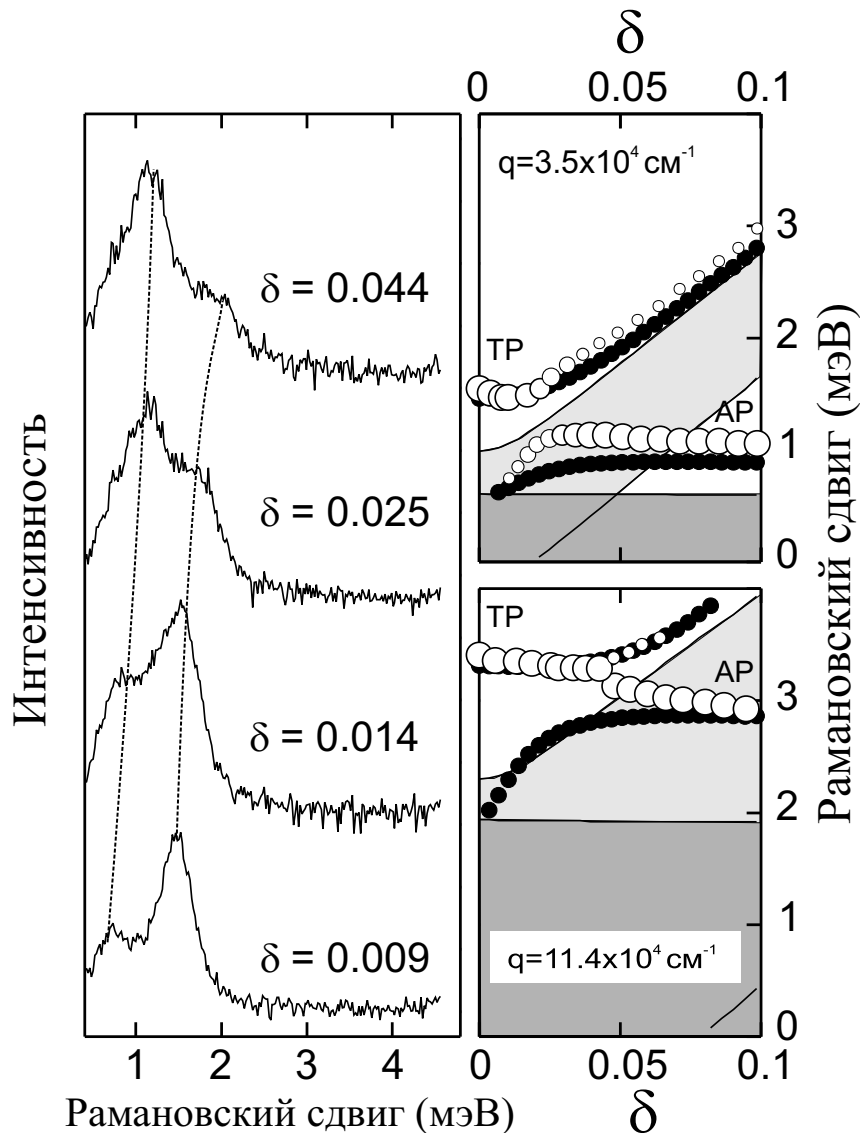


Рис. 5.12: изменение спектров неупругого рассеяния света в зависимости от степени асимметрии двойной квантовой ямы (слева). Энергии туннельного и акустического плазмонов для двух значений импульса в зависимости от степени асимметрии двойной квантовой ямы (справа). Открытыми точками показаны экспериментальные данные, черными точками показан расчет в приближении Хаотических Фаз. Размер экспериментальных точек пропорционален поперечному сечению неупругого рассеяния света. Заштрихованными областями показаны внутри и межподзонные континуумы одночастичных возбуждений. Степень перекоса $\delta = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ определяет дисбаланс электрического поля с двух сторон двойной квантовой ямы.

Поскольку поперечное сечение неупругого рассеяния света пропорционально динамическому структурному фактору, то в полном соответ-

ствии с формулами для оператора матрицы плотности поперечное сечение неупругого рассеяния света от туннельного плазмона в симметричном состоянии $\delta = 0$ и акустического плазмона в асимметричном состоянии $\delta > 0.05$ совпадают (Рис. 5.12). Переход от симметричного к асимметричному состоянию сопровождается уменьшением поперечного сечения рассеяния туннельного плазмона, причем сам туннельный плазмон затухает на межподзонных одночастичных возбуждениях. Напротив, энергия акустического плазмона увеличивается, а при некотором параметре перекоса двойных квантовых ям она превышает граничную энергию одночастичного континуума внутризонных одночастичных возбуждений. Таким образом, в двойных квантовых ямах с туннельной связью существует перекоп, при котором в спектре присутствуют две противофазные слабозатухающие плазменные моды (Рис. 5.12). 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.

Подчеркнем, 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 в двухслойной системе. Физические свойства туннельного и акустического плазмонов одинаковы только в пределе $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$ [131]. В противоположном пределе туннельный плазмон

является возбуждением экситонного типа с квадратичной дисперсионной зависимостью [84, 132, 133]. Дисперсионная же зависимость акустического плазмона линейна и слабо зависит от величины туннельной связи.

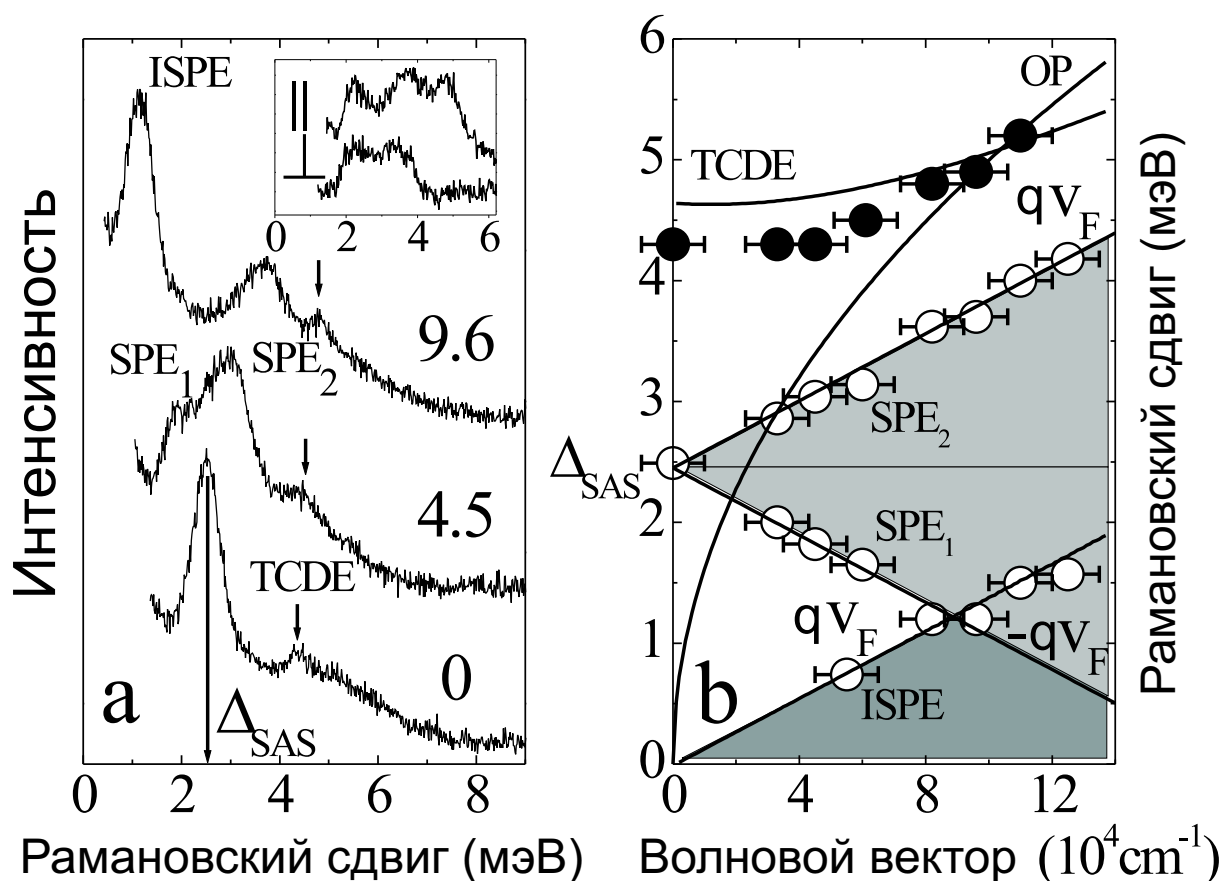


Рис. 5.13: Спектры неупругого рассеяния света двойной квантовой ямы 120/20/120 при различных импульсах передачи. На вставке показаны спектры, измеренные в двух конфигурициях поляризаторов $q = 5.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$. б) Зависимость энергий линий неупругого рассеяния света от импульса передачи. Светлыми точками показаны неполяризованные линии, черными – линия, наблюдающаяся только в параллельной поляризационной конфигурации. Сплошными линиями показаны расчетные энергии коллективных возбуждений в приближении Случайных Фаз [?]. Заштрихованные области указывают энергии одночастичных возбуждений.

В случае сильного туннелирования $\Delta_{SAS} \sim \hbar qv_F$ в симметричной двойной квантовой яме туннельный плазмон является возбуждением экситонного типа. В приближении Случайных Фаз его энергия при $q = 0$

может быть получена аналитически [73]:

$$\omega^2 = \Delta_{SAS}^2 + \frac{2\sqrt{2\pi}e^2L}{\epsilon}(n_1 - n_2)\Delta_{SAS}, \quad (124)$$

где L – параметр, характеризующий нелокальность волновой функции электронов. Второй член в выражении (124) является деполяризационным сдвигом и определяется эффектами динамического экранирования электронной системой возбужденного электрона. Туннельный плазмон практически не отличается по своим физическим свойствам от межподзонного синглетного экситона в одиночных квантовых ямах (Рис. 5.13).

Прямое сравнение экспериментальной дисперсионной зависимости туннельного плазмона с расчетом в приближении Случайных Фаз усложняется, поскольку дисперсионная зависимость определяется туннельной щелью, абсолютная величина которой зависит от неконтролируемых параметров роста гетероструктур. Если же энергии туннельных подзон находить как самосогласованные решения уравнений Шредингера и Пуассона с условием, что ширины разделительного барьера и квантовых ям варьируются в пределах технологических погрешностей МВЕ роста чтобы обеспечить равенство расчетной и экспериментально измеренной туннельных щелей, то экспериментальная и расчетная дисперсионные зависимости совпадают.

Можно было бы ожидать, что в двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью появится бесщелевая плазменная мода - акустический плазмон. Поскольку в этом случае номер ямы является плохим квантовым числом, уместнее говорить об акустическом плазмоне как ан-

тифазном колебании электронной плотности в двух туннельных подзонах. Подобные плазменные возбуждения обсуждались теоретически для одиночных квантовых ям с двумя заполненными подзонами размерного квантования [19, 132]. Оказывается однако, что во всех экспериментально реализуемых двойных квантовых ямах электронная плотность в симметричной и антисимметричной подзонах размерного квантования распределена таким образом, что критерий Чаплика (38) не выполняется и акустический плазмон затухает. Интересно, что принципиального запрета на существования незатухающего акустического плазмона в симметричных электронных системах нет. Расчеты показывают, что плазменные моды аналогичные акустическому и туннельному плазмонам могут появиться одновременно в одиночной квантовой яме с двумя заполненными подзонами, у которой в центре ямы вместо барьера (как в двойных квантовых ямах) встроена дополнительная узкая квантовая яма. На данный момент экспериментальных исследований плазменных возбуждений в подобных структурах нет из-за сложностей их МВЕ роста.

5.3 Влияние параллельного магнитного поля на плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах

Спектр коллективных возбуждений в двойных квантовых ямах, находящихся в сильном магнитном поле, параллельном плоскостям движения электронов, определяется одновременным действием таких факторов, как магнитное поле, конечная ширина квантовых ям и туннелирование. Влияние параллельного магнитного поля на плазменные возбуж-

дения для случая бесконечно тонких слоев, но конечного туннелирования, рассмотрено в [134]. Параллельное поле должно оказывать влияние при $\Delta_{SAS} \sim 2k_F k_B / m$. Если же магнитное поле велико, так что $\Delta_{SAS} \ll 2k_F k_B / m$, существенного влияния параллельного поля на плазменные возбуждения не ожидается. Нужно отметить, что случай бесконечно тонких электронных слоев мало реалистичен, туннелирование всегда связано с конечной шириной каждого слоя, и прямое сравнение теории [134] и эксперимента – невозможно. В работе [135] приведены данные численного расчета для широкой квантовой ямы, которая в сильном параллельном поле обнаруживает сходство с двойными квантовыми ямами. При этом все необходимые факторы учтены, но вклад каждого из них проследить сложно. В этой части главы рассмотрены отдельно вклады каждого из определяющих факторов на спектр плазмонов в параллельном поле.

Энергии плазмонов получены в приближении Случайных Фаз, которое для случая бесконечно тонких электронных слоев в отсутствие параллельного магнитного поля определяется по формулам (113) и (115). Учет конечной толщины слоев приводит к изменению взаимодействия между электронами и, как следствие, к следующему изменению дисперсии плазмонов:

$$\omega_{OP,AP} \rightarrow \omega_{OP,AP}(1 - \text{const} \cdot qL) \quad (125)$$

где L – характерная толщина слоя. При $qL \ll 1$ это изменение незначительно. При этом влияние слабого туннелирования ($E_0 \gg \Delta_{SAS}$, где E_0

- энергия нижнего уровня) в области частот $\omega \gg \Delta_{SAS}$ также сводится лишь к малым поправкам [80, 130].

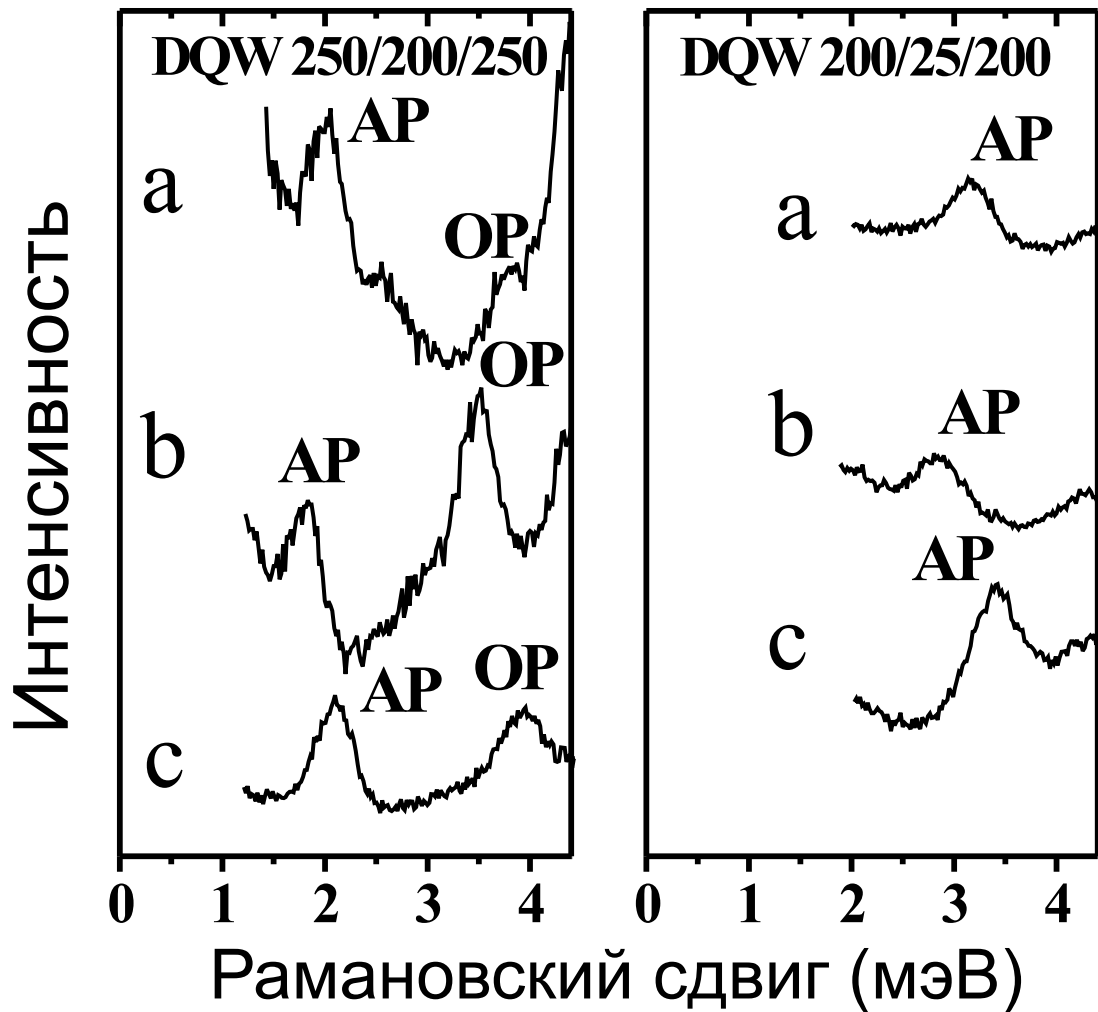


Рис. 5.14: Спектры неупругого рассеяния света в двойных квантовых ямах 200/25/200 с концентрациями $n_1 = n_2 = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (справа) и 250/20/250 с концентрациями $n_1 = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ и $n_2 = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (слева) при импульсе возбуждения $k = 13 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. На рисунке (a) и (b) показаны спектры, измеренные в параллельном магнитном поле $B_{\parallel} = 7\text{T}$ при двух значениях угла α между импульсом и магнитным полем (180° и 90° соответственно), случай нулевого магнитного поля показан на рисунке (c).

Тем не менее существуют поправки в энергии плазменных возбуждений, связанные с индуцированной магнитным полем анизотропией эффективной массы электронов. Они появляются во втором порядке теории возмущений по отношению циклотронной энергии к энергии межподзон-

ного квантования в каждой из ям двойных квантовых ям. Эти поправки слишком малы, чтобы наблюдаться в неупругом рассеянии света от внутризонных одночастичных возбуждений. Что касается коллективных возбуждений, то из-за малой ширины линий неупругого рассеяния света, анизотропные поправки второго порядка к их энергиям легко детектируются.

Для примера на рис. 5.14 представлены спектры неупругого рассеяния света двух двойных квантовых ям, измеренные в криостате с параллельной ориентацией магнитного поля при импульсе возбуждения $q = 1.3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. В спектре возбуждений двойной квантовой ямы 250/20/250 присутствуют две линии: низкоэнергетическая линия соответствует акустическому (АР), а высокоэнергетическая – оптическому (ОР) плазмонам. При изменении угла между импульсом и магнитным полем от 90° до 180° энергия двух плазменных мод увеличивается. В спектре возбуждений двойной квантовой ямы 200/25/200 (правый рисунок) хорошо детектируется только одна плазменная мода – акустический плазмон (АР), энергия которого также возрастает при изменении экспериментальной конфигурации.

В общем случае волновые функции электронов находятся из уравнения Шредингера для электрона во внешнем потенциале $V(z)$, параллельном магнитном поле B и, в случае необходимости, самосогласованном потенциале Хартри $V_H(z)$

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}(k_x - eBz)^2 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + V(z) + V_H(z)\right)\Psi_{lk}(z) = E_l(k)\Psi_{lk}(z) \quad (126)$$

Предполагается, что магнитное поле в этом уравнении можно рассматривать как возмущение ($\hbar\omega_c \ll E_l$).

Как показано в первой части данной главы, для двух бесконечно тонких электронных слоев без учета туннелирования параллельное поле приводит к сдвигу дисперсионных кривых

$$E_1 = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m}((k_x + k_B)^2 + k_y^2); \quad E_2 = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m}((k_x - k_B)^2 + k_y^2). \quad (127)$$

При этом энергии плазменных колебаний не изменяются.

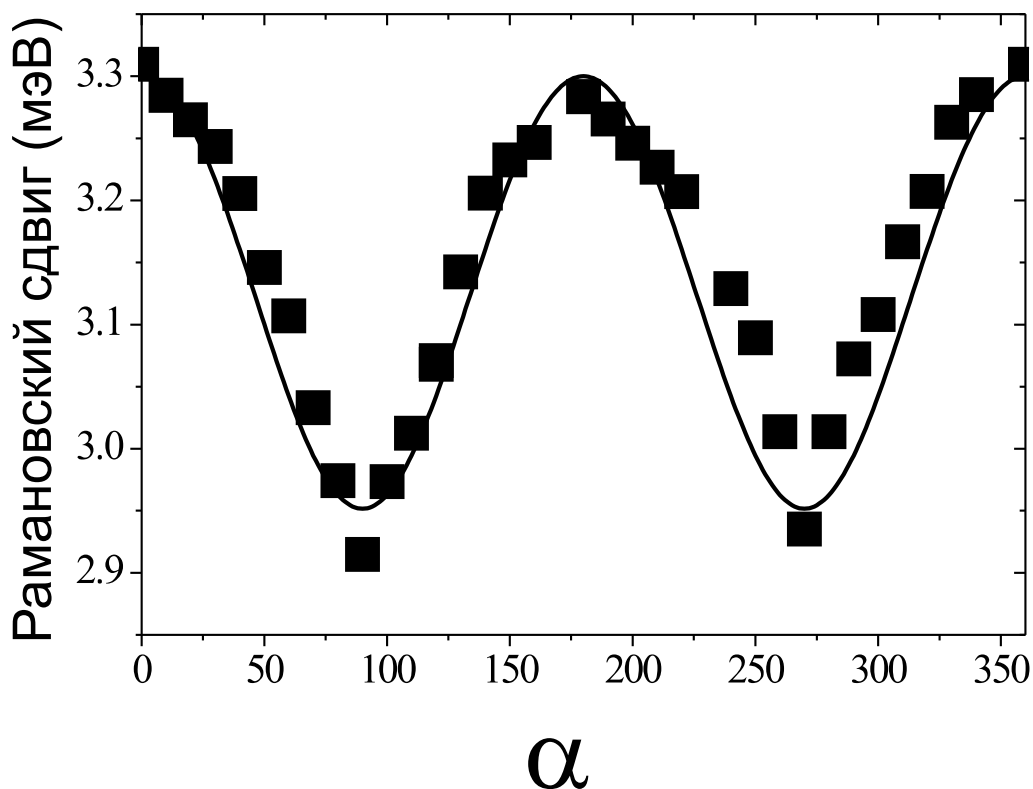


Рис. 5.15: Зависимость энергии акустического плазмона (AP) в двойной квантовой яме 200/25/200 от величины угла между импульсом возбуждения $q = 1.3 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$ и направлением параллельного магнитного поля $B_{\parallel} = 7\text{T}$ при равенстве концентраций в обеих ямах ($n_1 = n_2 = 3.2 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$), эксперимент (черные квадраты) и теория (сплошная линия).

Для двух одинаковых слоев конечной толщины в первом порядке теории возмущений результат аналогичен предыдущему, только вместо рас-

стояния между слоями войдет $2\bar{z}$, где $\bar{z} = \int_0^\infty \Psi^2(z)zdz$ (0 - середина между слоями). Учет второго порядка теории возмущений приводит к анизотропии эффективной массы электронов в каждой из ям [138]

$$E_1 = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m_B}(k_x + k_B)^2 + \frac{\hbar^2}{2m}k_y^2; \quad E_2 = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m_B}(k_x - k_B)^2 + \frac{\hbar^2}{2m}k_y^2, \quad (128)$$

что, в свою очередь, приводит к анизотропии в дисперсии плазмонов:

$$\omega_{OP,AP} \rightarrow \omega_{OP,AP}(1 - \gamma \sin^2 \phi)^{1/2}, \quad (129)$$

где

$$\gamma = 1 - \frac{m}{m_B} = \sum \frac{2\hbar^2 | \langle z \rangle_{0i} |^2}{m l_B^4 (E_i - E_0)}. \quad (130)$$

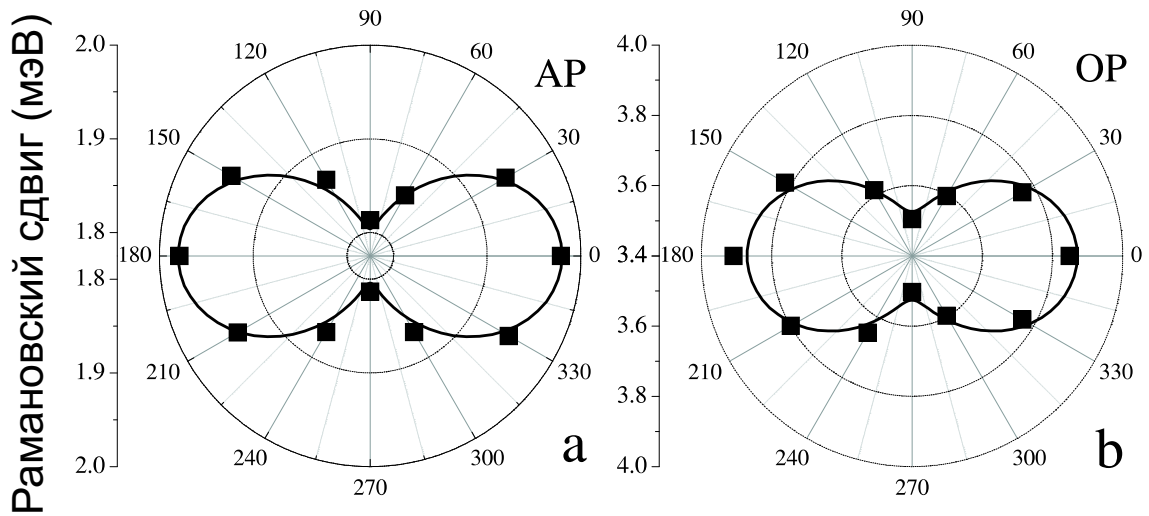


Рис. 5.16: Зависимость энергии акустического плазмона (AP) (слева) и оптического плазмона (OP) (справа) в двойной квантовой яме 250/20/250 от величины угла между импульсом возбуждения $q = 1.3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ и направлением параллельного магнитного поля $B_{\parallel} = 7\text{T}$, эксперимент (черные квадраты) и теория (сплошная линия) при электронных концентрациях в ямах $n_1 = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ и $n_2 = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Величину анизотропии можно оценить для двух предельных случаев:

а) узкая прямоугольная яма с бесконечными стенками; поправка за счет

самосогласованного потенциала Хартри не учитывается; b) приближение треугольной ямы (может служить моделью для широкой прямоугольной ямы с односторонним легированием).

$$\gamma_a = 1 - 0.026(L/l_B)^4; \quad \gamma_b = 1 - 4(\langle z \rangle / l_B)^4. \quad (131)$$

Для образца 250/20/250 $\gamma_a = 0.4$ и $\gamma_b = 0.2$, а для образца 200/25/200 $\gamma_a = 0.7$ и $\gamma_b = 0.13$. Реальное значение γ с учетом легирования и самосогласованного потенциала лежит в этом промежутке.

Для асимметричного случая (ямы с разной анизотропией и разными электронными концентрациями)

$$\gamma_{OP} = (\gamma_1 n_1 + \gamma_2 n_2) / (n_1 + n_2); \quad \gamma_{AP} = (\gamma_2 n_1 + \gamma_1 n_2) / (n_1 + n_2). \quad (132)$$

В порядке сравнения с экспериментальными результатами на Рис. 5.15 приведены зависимости (129) для AP и OP при $\gamma = 0.17$; на рис. 5.16 приведена угловая зависимость для AP при $\gamma = 0.20$ (129). Экспериментальные и теоретические результаты для угловой зависимости соответствуют друг другу.

5.4 Магнетоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах

Рассмотрим как модифицируется спектр межподзонных возбуждений в двойных квантовых ямах в перпендикулярном магнитном поле. Наиболее простым является случай асимметричных двойных квантовых ям, коллективными возбуждениями в которых являются акустический и оп-

тический плазмоны. Магнитным полем акустический и оптический плазмоны трансформируются 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

$$\omega^2(k) = \omega_c^2 + \omega_{AP,OP}^2(q), \quad (133)$$

где $\omega_{AP,OP}^2(q)$ – плазменные частоты акустического и оптического плазмонов без магнитного поля с величиной импульса $q = k$ (28). Это выражение хорошо согласуется с экспериментом (Рис. 5.17). Поскольку дисперсии магнетоакустического и магнетооптического плазмонов линейная и корневая соответственно, при конечном импульсе их энергии попадают в резонанс с другими коллективными магнетовозбуждениями в электронной системе – внутризонными Бернштейновскими модами, дисперсионные зависимости которых в области световых импульсов малы.

Внутризонные Бернштейновские моды – это коллективные возбуждения, состоящие из возбужденных электронов на пустых уровнях Ландау и дырок на заполненных уровнях Ландау в одной размерноквантованной подзоне. Они отличаются друг от друга разницей в номерах уровней Ландау возбужденных электронов и дырок (Δn), причем $\Delta n \geq 2$ [136]. Акустическая и оптическая 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 магнетоплазмонном, причем энергии соответствующих гибридных магнетоплазменно-бернштейнских мод расталкиваются (антипересекаются) (Рис. 5.19).

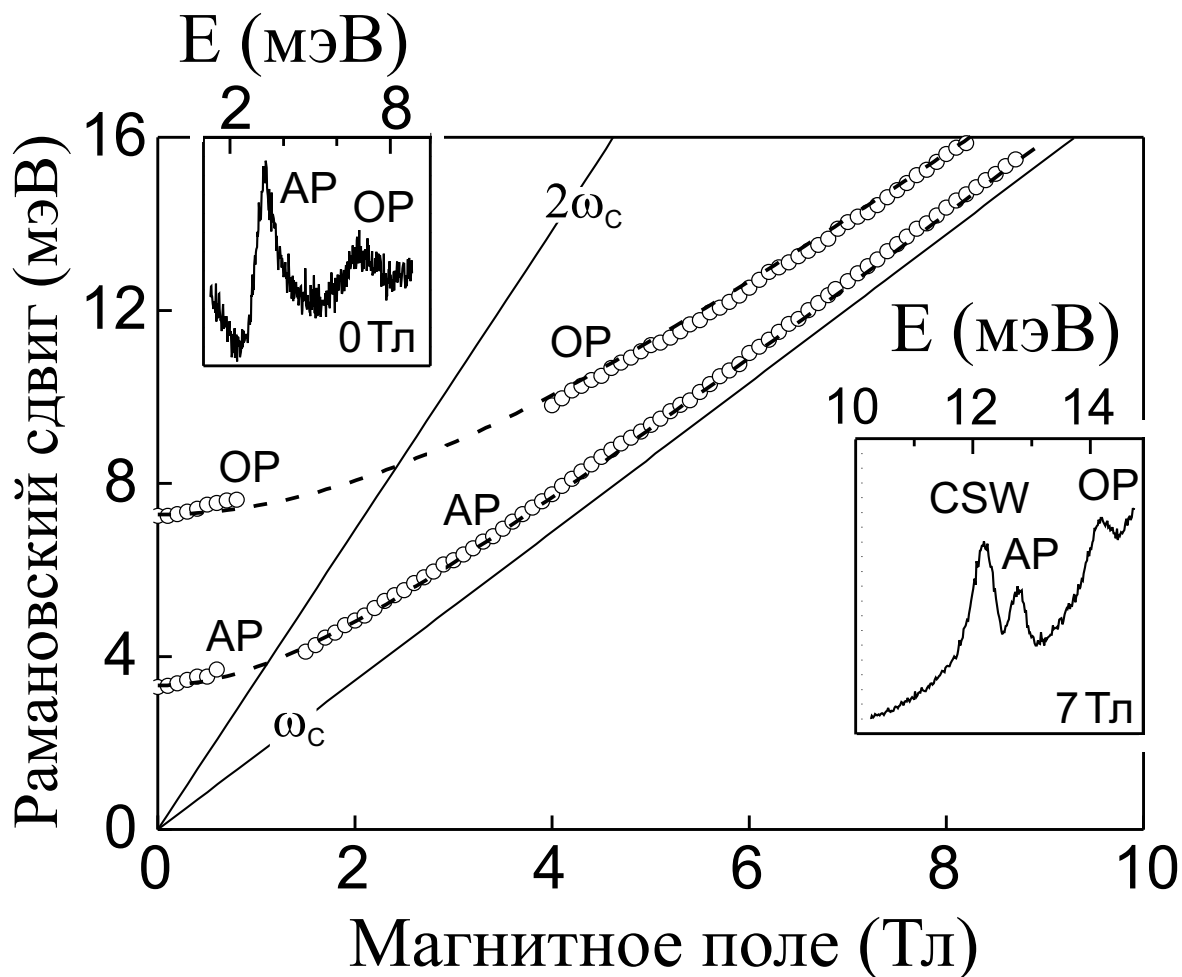


Рис. 5.17: магнитополевые зависимости энергий магнетоакустического (AP) и магнетооптического (OP) плазмонов. Сплошными линиями показаны кратные циклотронные энергии. Пунктирными линиями показаны зависимости $\omega(k) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_{AP,OP}^2(q)}$. На вставках показаны характерные спектры неупругого рассеяния света при $B = 0$ и 7 Тл.

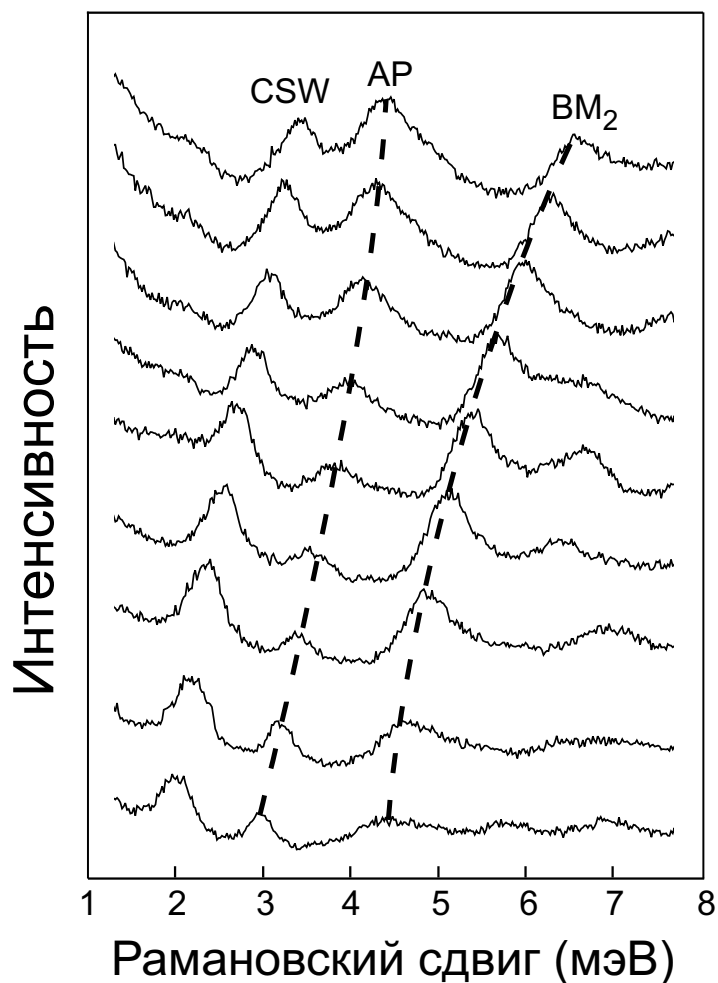


Рис. 5.18: спектры неупругого рассеяния света в условиях энергетического резонанса магнетоакустического (AP) плазмона и внутризонной Бернштейновской моды (BM₂). Также в спектре наблюдается линия циклотронного возбуждения спиновой плотности (CSW).

Таким образом можно заключить, что появление дополнительной степени свободы приводит к удваиванию числа Бернштейновских мод. Появляются синфазные и противофазные Бернштейновские моды. При малых импульсах, доступных в эксперименте, два типа Бернштейновских мод с одинаковым индексом можно различить только в области энергетических резонансов с магнетоплазменными модами. Вне области резонансов энергии двух бернштейновских мод совпадают (Рис. 5.19).

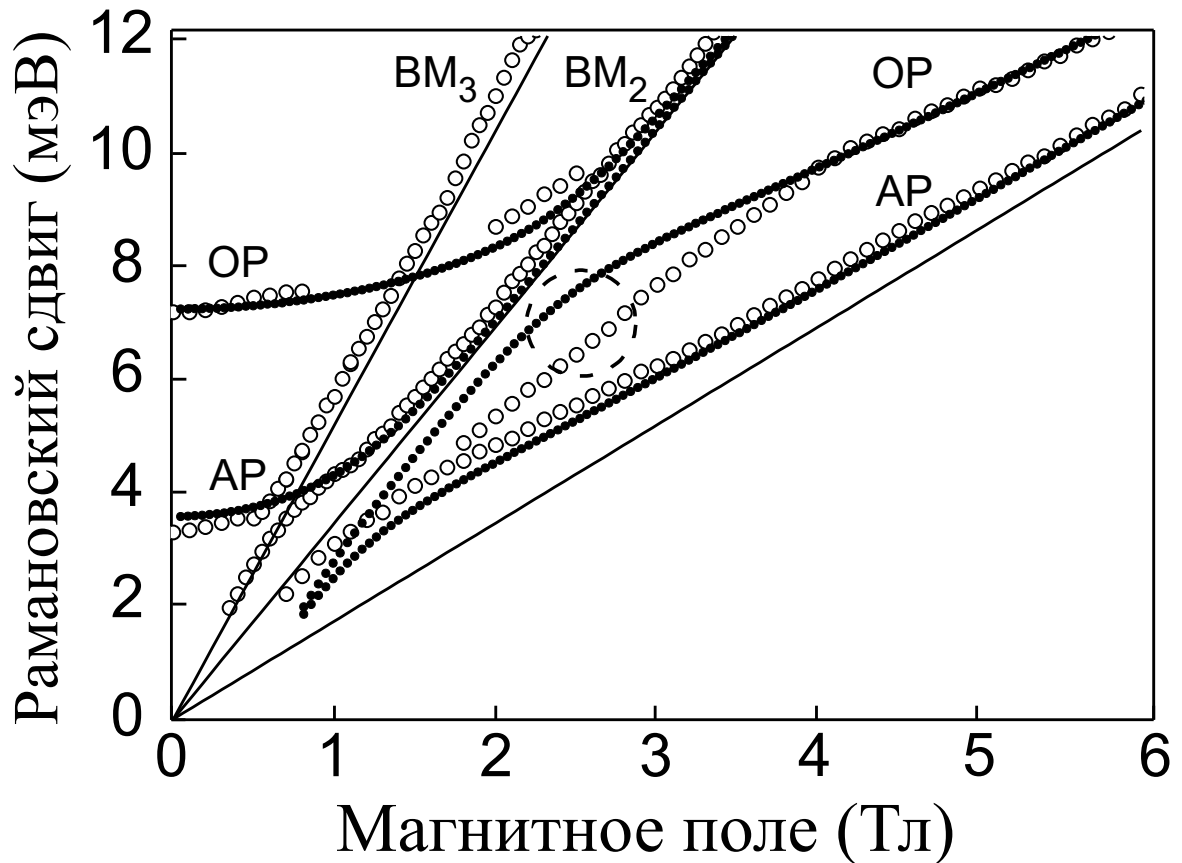


Рис. 5.19: магнитополевые зависимости энергий магнетоакустического (AP), магнетооптического (OP) плазмонов в условиях энергетического резонанса с внутризонными Бернштейновскими модами (BM), эксперимент (белые точки) и расчет в приближении Случайных Фаз с учетом членов до $(ql_B)^4$ (черные точки). Сплошными линиями показаны кратные циклотронные энергии.

Вследствие сходства физических свойств акустического и туннельного плазмонов, спектры неупругого рассеяния света в магнитном поле симметричных и асимметричных двойных квантовых ям в пределе слабого туннелирования почти совпадают. Место магнетоакустического плазмона занимает магнетотуннельный плазмон, связанный с электронными переходами с верхнего заполненного уровня Ландау симметричной размерноквантованной подзоны с номером n на незаполненный уровень Ландау с номером $n + 1$ антисимметричной подзоны. Разница в энерги-

ях магнетоакустического и магнетотуннельного плазмона определяется туннельной щелью, которая в пределе слабого тунnelирования мала.

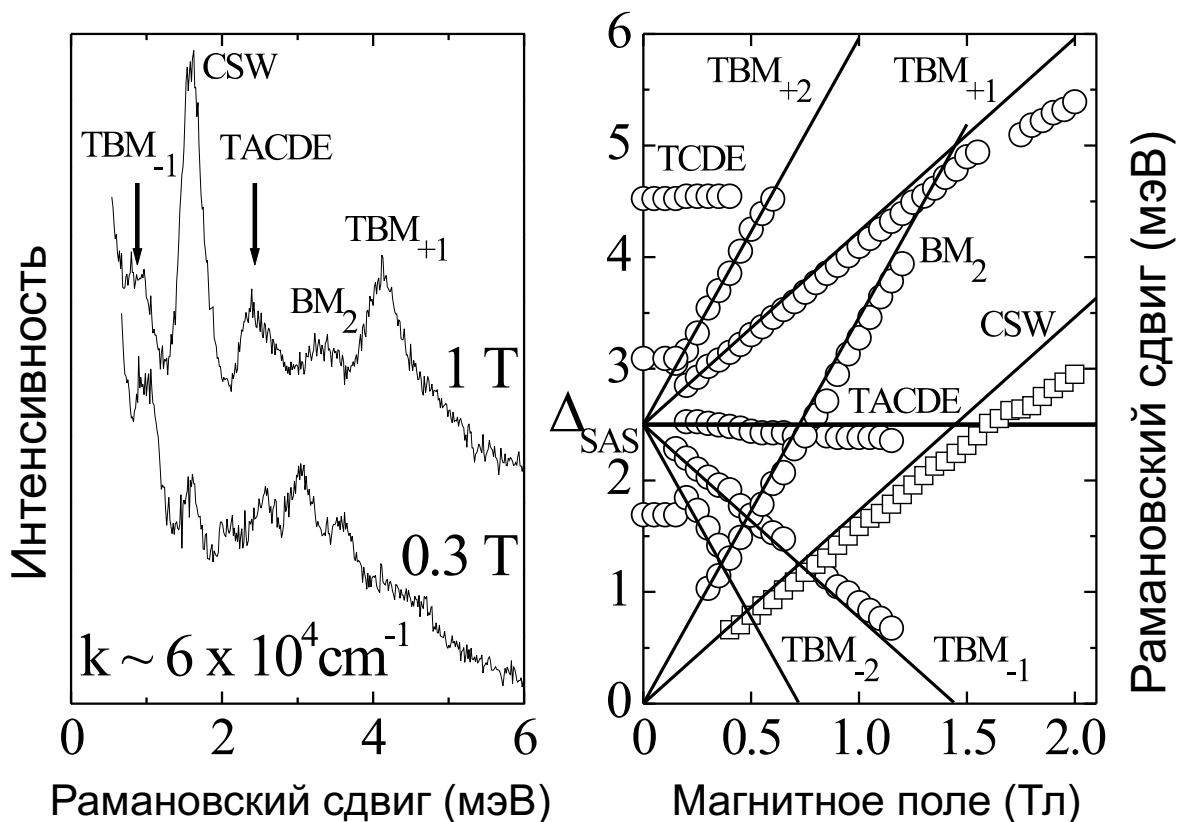


Рис. 5.20: спектры неупругого рассеяния света при $q = 6 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ для двух значений магнитного поля $B = 0.3 \text{ T}$ и $B = 1 \text{ T}$. б) Зависимость энергий линий неупругого рассеяния света от магнитного поля. Сплошными линиями показаны кратные циклотронные энергии, туннельная энергия и комбинированные энергии – туннельная плюс кратные циклотронные энергии.

Более сложный спектр магнетоплазменных возбуждений наблюдается в двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью между слоями $\Delta_{SAS} \sim E_F$. В магнитном поле можно выделить группы возбуждений с энергиями, кратными циклотронным частотам ($\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eB/m^*$), причем в спектре неупругого рассеяния наблюдаются две подобные группы: 1) энергии которых при $B \rightarrow 0$ зануляются (BM_2) и 2) энергии которых при $B \rightarrow 0$ равны туннельной щели (TBM_{+2} , TBM_{+1} , TBM_{-1} ,

ТВМ₋₂). Первые – это внутризонные Бернштейновские моды. Вторые – это новый тип возбуждений, связанный с электронными переходами с одновременным изменением индекса туннельной подзоны и уровня Ландау. В дальнейшем будем называть их туннельными, чтобы отличать от других типов бернштейновских мод [111].

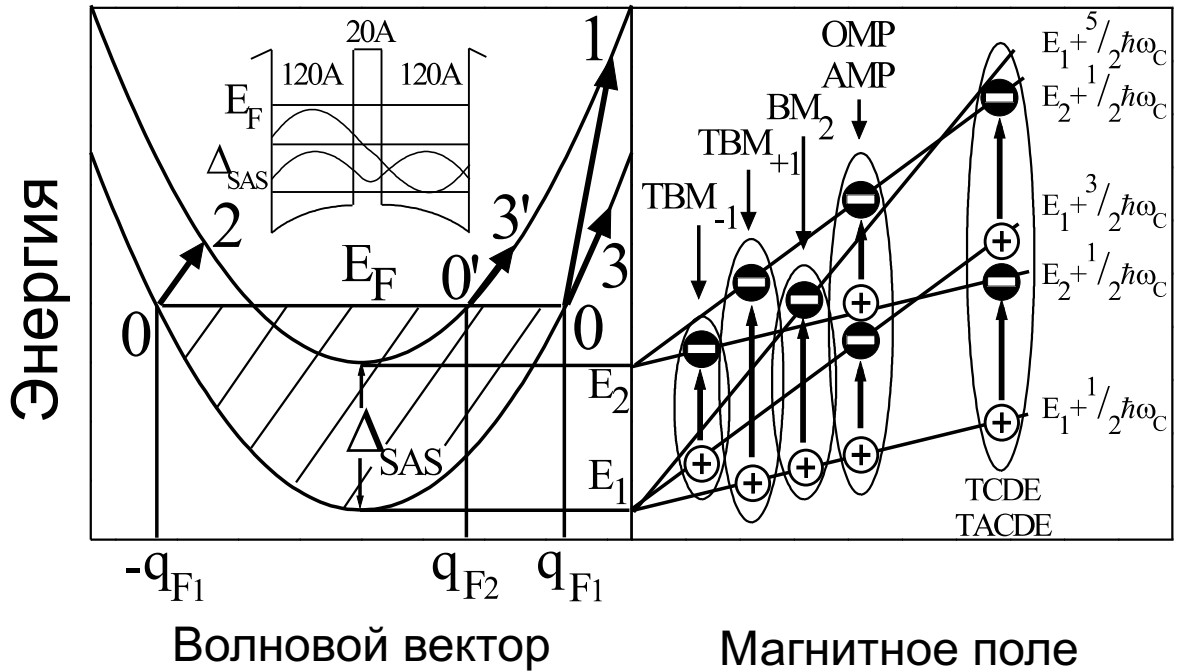


Рис. 5.21: иллюстрация спектра электронов в двух туннельных подзонах двойной квантовой ямы. Стрелками показаны одночастичные внутризонные и туннельные возбуждения. На вставке показан потенциальный профиль квантовой ямы и волновые функции в туннельных подзонах. б) Схема возможных коллективных возбуждений в двойной квантовой яме с туннельной связью в магнитном поле. Обозначения разъясняются в тексте.

Энергии туннельных бернштейновских мод в исследуемой области магнитных полей с хорошей точностью описываются зависимостью вида

$$E_{B_{\pm n}} = |\Delta_{SAS} \pm \Delta n \hbar \omega_c|, \quad (134)$$

$\Delta n \geq 1$. В отличие от внутризонных бернштейновских мод энергии туннельных бернштейновских мод могут как увеличиваться, так и умень-

шаться в магнитном поле, что соответствует электронным переходам с увеличением и уменьшением номера уровня Ландау (Рис. 5.20 и схема на Рис. 5.21). В конечном магнитном поле может реализоваться ситуация, когда энергия одной из туннельных бернштейновских мод равна нулю. В этом поле энергии верхних заполненных уровней Ландау двух туннельных подзон вырождаются, что может приводить к разрушению состояний квантового эффекта холла в двойных квантовых ямах.

Еще один класс коллективных магнетовозбуждений связан с электронными переходами с сохранением номера уровня Ландау, но с изменением индекса туннельной подзоны. Энергии таких переходов не зависят от величины магнитного поля, поэтому мы относим к ним линии TCDE и TACDE (Рис. 5.20-21). Линия TCDE соответствует синфазным переходам электронов из заполненных уровней Ландау нижней туннельной подзоны на пустые или частично заполненные уровни Ландау верхней. Энергия TCDE моды определяется туннельной щелью и деполяризационным сдвигом, а при нулевом импульсе она выражается формулой (124). Линия TACDE соответствует антифазным электронным возбуждениям из нижней туннельной подзоны в верхнюю. В энергию таких возбуждений не входит деполяризационный сдвиг и при $B \rightarrow 0$ их энергия стремится к туннельной щели. Линии, подобные TCDE и TACDE, наблюдались ранее в спектре межподзонных возбуждений одиночных квантовых ям, в которых электроны заполняли одну подзону размерного квантования. В одиночной квантовой яме естественным ограничением на область существования возбуждений оптического типа TACDE являлось условие

$\nu > 2$, т.е. заполнение более одного уровня Ландау электронов. В двойных квантовых ямах обе туннельные подзоны заполнены электронами, поэтому ограничением на область существования возбуждений TACDE является условие $\Delta\nu > 2$, где $\Delta\nu$ – разница в факторах заполнения нижней и верхней туннельных подзон. Очевидно, что это условие не может быть выполнено при $\hbar\omega_c > \Delta_{SAS}$, что согласуется с экспериментальными результатами (рис. 5.20).

Из рис. 5.20 видно, что в спектрах неупругого рассеяния исследуемых квантовых ям присутствует линия с энергией $\hbar\omega_c$ (CSW), причем она является доминирующей в области малых магнитных полей. Подобная линия наблюдалась в спектрах одиночных и двойных квантовых ям без туннельной связи и была отнесена к возбуждениям не зарядовой, а спиновой плотности – циклотронной спиновой волне [93]. Однако интенсивность линии циклотронной спиновой волны была значительно меньше, чем в двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью. Можно предположить, что линия циклотронной спиновой волны совпадает с интенсивной линией нового возбуждения зарядовой плотности. Таким возбуждением может быть акустический плазмон.

Существует аналогия между спиновыми волнами в двумерных системах и акустическим плазмоном в симметричных двойных квантовых ямах с туннельной связью. Без магнитного поля обе моды являются бесщелевыми, а их энергии попадают в континуум одночастичных возбуждений. Дискретизация электронного спектра магнитным полем приводит к стабилизации спиновых волн. Можно предположить, что аналогичный

эффект возникает и для акустического плазмона. Поскольку без магнитного поля энергия акустического плазмона (AP) мала, то в магнитном поле энергия гибридного магнетоакустического плазмона (AMP) слабо отличается от циклотронной:

$$\hbar\omega_{AMP} = \sqrt{(\hbar\omega_{AP})^2 + (\hbar\omega_c)^2} \approx \hbar\omega_c. \quad (135)$$

В заключение, в пятой главе обнаружены новые ветви одночастичных возбуждений, связанные с переходами электронов между слоями и подзонами двойных квантовых ям. Поведение этих ветвей в параллельном магнитном поле использовано для определения степени асимметрии ограничивающего потенциала двойных квантовых ям. Показано, что в асимметричных двойных квантовых ямах межподзонные возбуждения являются эффективно межслоевыми и имеют большой дипольный момент вдоль оси роста. В симметричных ямах магнитное поле само индуцирует дипольный момент межподзонных возбуждений таким образом, что спектр возбуждений не меняется при инверсии магнитного поля. Исследование анизотропии энергии межподзонных возбуждений в двойных квантовых ямах позволяет установить степень асимметрии с высокой точностью. С использованием метода определения асимметрии по спектрам неупругого рассеяния света были исследованы коллективные возбуждения в двойных квантовых ямах, изучены дисперсионные зависимости акустического и оптического плазмонов и их модификация при электронной концентрации в ямах. Обнаружена новая туннельная плазменная мода, сочетающая свойства акустического и межподзонно-

го плазмонов. Исследована зависимость энергий и сечений неупругого рассеяния света туннельного и акустического плазмонов при изменении пространственной симметрии двойных квантовых ям. Установлено экспериментально и показано теоретически, что для системы электронов в двойных квантовых ямах в сильном параллельном магнитном поле наблюдается анизотропия плазменных мод, обусловленная конечной толщиной электронных слоев. В магнитном поле исследована гибридизация циклотронной и плазменных мод. Измерены дисперсионные и магнитополевые зависимости энергий магнетоплазменных мод. Исследовано взаимодействие магнетоплазменных мод различной природы. Проведена подробная классификация магнетоплазменных мод активных в неупругом рассеянии света.

6 Заключение

В диссертационной работе дано наиболее полное на сегодняшний день рассмотрение межподзонных и циклотронных ветвей коллективных возбуждений и магнетовозбуждений в одиночных и двойных квантовых ямах, которые безусловно не исчерпывают все многообразие возможных степеней свободы сильно коррелированной двумерной 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 [139, 46]. Природа этого расхождения на данный момент не ясна. Другая существенная проблема в экспериментах по неупругому рассеянию света – появление так называемых ‘магнеторотонных’ резонансов [140, 141, 142]. 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 2×10^7 см²/(В·с) [100]. Недостаточное качество гетероструктур с двойными квантовыми ямами пока не позволяет исследовать неупругое рассеяние света на голдстоуновской моде в ферромагнитном состоянии $\nu = 1$. Дальнейший прогресс в технологии роста гетероструктур с одиночными и двойными квантовыми ямами возможно позволит решить эти и другие

экспериментальные проблемы.

Ниже кратко сформулированы основные результаты полученные в диссертационной работе:

1. Исследованы комбинированные возбуждения в двумерных электронных системах, связанные с одновременным изменением орбитального и спинового квантового числа. Измерены их энергии и длинноволновые дисперсионные свойства.
2. Измерены кулоновские поправки к энергиям комбинированных возбуждений в ультраквантовом пределе.
3. Измерено время затухания этих возбуждений в зависимости от фактора заполнения электронов на 0-м уровне Ландау.
4. Измерена магнитополевая зависимость эффективного g -фактора электронов в холловском ферромагнитном состоянии.
5. Впервые экспериментально наблюдалась циклотронная спиновая волна, которая является противофазным колебанием спиновых подсистем двумерной электронной системы с циклотронной частотой.
6. Измерены поправки второго порядка малости (по отношению кулоновской энергии к циклотронной) к энергии комбинированных возбуждений в состояниях четного целочисленного эффекта Холла. Показано, что комбинированные возбуждения являются нижайшими по энергии в этих состояниях.

7. Исследована модификация спектра межподзонных возбуждений магнитным полем. Экспериментально проверен аналог теоремы Кона для межподзонных возбуждений.
8. Обнаружены новые ветви межподзонных магнетовозбуждений, которые являются противофазным колебанием электронных подсистем на разных уровнях Ландау.
9. Измерены дисперсионные свойства межподзонных возбуждений. Исследовано взаимодействие электронных возбуждений разной природы и взаимодействие электронных и фононных возбуждений.
10. Исследовано влияние параллельного магнитного поля на дисперсионные свойства двумерных диполей. Предложен новый метод исследования дисперсионных зависимостей межподзонных возбуждений.
11. Обнаружен новый класс одночастичных возбуждений в двойных электронных слоях с туннельной связью между слоями. Предложен спектроскопический метод определения степени разбалансировки двойных слоев, на основе поведения энергий одночастичных возбуждений в параллельном магнитном поле.
12. Исследованы плазменные моды в двойных электронных слоях с туннельной связью между слоями. Измерены дисперсионные зависимости плазменных возбуждений в состояниях с различной пространственной симметрией.
13. Измерены дисперсионные зависимости гибридных магнетоакустиче-

ского и магнетооптического плазмонов в асимметричных двойных электронных слоях.

14. Исследовано взаимодействие гибридных плазменных мод с различными типами Бернштейновских мод.
15. Исследован спектр коллективных магнетовозбуждений в двойных электронных слоях с сильной туннельной связью.
16. Обнаружены магнетовозбуждения, соответствующие электронным переходам с изменением номеров уровней Ландау и индексов туннельных подзон.

Автор искренне признателен научному консультанту и соавтору И.В.Кукушкину за постоянное внимание и содействие в работе. Автор также признателен другу и соавтору В.Е.Кирпичеву за неоценимую помощь в выполнении экспериментальных исследований. Хочу поблагодарить сотрудников лаборатории Неравновесных Электронных Процессов и теоретического отдела ИФТТ: С.В.Товстонога, А.Б.Ванькова, В.Е.Бисти, С.М.Дикмана за постоянные научные дискуссии и обсуждения, которые оказали существенную помощь автору в написании диссертационной работы. Особая благодарность руководителю ЛНЭП В.Д.Кулаковскому и главному научному сотруднику ЛНЭП В.Б.Тимофееву за создание атмосферы доброжелательности и сотрудничества в стенах лаборатории.

7 Список публикаций по теме диссертационной работы

По теме диссертационной работы опубликовано 19 работ в ведущих отечественных и зарубежных журналах. Основные результаты представлены в следующих отечественных изданиях: ЖЭТФ, Письма в ЖЭТФ, УФН.

1. V. E. Kirpichev, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, K. v. Klitzing, K. Eberl, W. Wegscheider, "Direct observation of the intersubband Bernstein modes. Many-body coupling with spin and charge density excitations.", Phys. Rev. B **59**, R12751-12754 (1999).
2. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing, K. Eberl, "Magnetic-field-induced dispersion anisotropy of intersubband excitations in an asymmetrical quasi-two-dimensional electron system", Phys. Rev. B **61**, 1712-1715 (2000).
3. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing and K. Eberl, "Interaction between intersubband Bernstein modes and coupled plasmon-phonon modes", Phys. Rev. B **61**, 12717-12720 (2000).
4. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing and K. Eberl, "Modification of the intersubband excitation spectrum in a two-dimensional electron system under perpendicular magnetic field", Phys. Rev. Lett. **86**, 1837-1840 (2001).

5. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip excitations in the extreme quantum limit", *Phys. Rev. B* **63**, 201402-1-4(R) (2001).
6. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, "Cyclotron Spin-Wave in the 2D Electron System", *Письма в ЖЭТФ* том **74**, вып. **5**, 300-303 (2001).
7. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip excitations in the 2D-electron system", *Physica E* **12**, 574-576 (2002).
8. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, D. V. Kulakovskii, K. v. Klitzing, and K. Eberl, "Pseudomomentum of a dipole in a two-dimensional system", *Phys. Rev. B* **66**, 073306-1-4 (2002).
9. Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, С. В. Товстоног В. Е. Бисти К. ф. Клитцинг и К. Эберл, "Межподзонные коллективные возбуждения квазидвумерной электронной системы во внешнем магнитном поле", *ЖЭТФ* том **122**, вып. **5(11)**, стр. 1-15 (2002).
10. С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, "Акустические магнитоплазменные возбуждения в двойных электронных слоях", *Письма в ЖЭТФ* том **76** вып. (8), стр. 511-515 (2002).
11. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, A. V. Chaplik, J. H. Smet, K. V. Klitzing, D. Schuh, and G. Abstreiter "Acoustical and optical

- magnetoplasma excitations in a bilayer electron system", Phys. Rev. B **66**, 241308-1-4(R) (2002).
12. С. В. Товстоног, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Дитче, К. фон Клитцинг, "Элементарные возбуждения в двойных электронных слоях с туннельной связью", Письма в ЖЭТФ том **78** вып. (10) стр. 1151-1155 (2003).
 13. С. В. Товстоног, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Дитче, К. фон Клитцинг, "Коллективные возбуждения в двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью", Письма в ЖЭТФ том **79** вып. (1) стр. 54-58 (2004).
 14. L. V. Kulik, S. V. Tovstonog, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v. Klitzing, "Symmetry driven plasmon transformations in a bilayer electron system", Phys. Rev. B **70**, 033304-1-4 (2004).
 15. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. V. Tovstonog, V. E. Kirpichev, V. E. Bisti, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v. Klitzing, "Dipole excitations in a bilayer electron system in a parallel magnetic field", Phys. Rev. B **71**, 165303-1-4 (2005).
 16. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states", Phys. Rev. B **72**, 073304-1-4 (2005).
 17. Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, С. В. Товстоног,

В. Е. Бисти, "Межподзонные возбуждения однослойных и двухслойных электронных систем в параллельном магнитном поле", ЖЭТФ том **128**, вып. **4**, стр.831-843 (2005).

18. В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, "Дисперсионные свойства плазменных возбуждений в туннельно связанных двухслойных электронных системах", Письма в ЖЭТФ том **83** вып. (6) стр.300-304 (2006).

19. Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, "Спектроскопия неупругого рассеяния света электронных систем в одиночных и двойных квантовых ямах", УФН **176**, стр.365-382 (2006).

Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, "New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance", *Phys.Rev.Lett.* **45**, 494–497 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, "Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit", *Phys.Rev.Lett.* **48**, 1559–1562 (1982).
- [3] Л. Д.Ландау, "Теория сверхтекучести гелия II", *ЖЭТФ* **11** 592–602 (1941); Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, издательство "Наука"(1964).
- [4] D. Bohm, D. Pines, "A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions", *Phys. Rev.* **82**, 625–634 (1951); "A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions", **85**, 338 (1952).
- [5] Д. Пайнес, *Элементарные возбуждения в твердых телах*, издательство "Мир", Москва (1965).
- [6] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, "Electronic properties of two-dimensional systems", *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437–672 (1982).
- [7] F. Stern, "Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas", *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546–548 (1967).

- [8] C. C. Grimes and G. Adams, "Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium", *Phys. Rev. Lett.* **36**, 145–148 (1976).
- [9] S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, "Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers", *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980–983 (1977).
- [10] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, "Wavevector dependence of the two-dimensional plasmon dispersion relationship in the (100) silicon inversion layer", *Solid State Commun.* **26**, 603–606 (1978).
- [11] H. Ehrenrich, and M. H. Cohen, "Self-consistent field approach to the many-electron problem", *Phys. Rev.* **115**, 786–790 (1959).
- [12] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, "Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons", *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
- [13] D. A. Dahl, and L. J. Sham, "Electrodynamics of quasi-two-dimensional electrons", *Phys. Rev. B.* **16**, 651–661 (1977).
- [14] A. G. Eguluz, T. K. Lee, J. J. Quinn, K. W. Chiu, "Interface excitations in metal-insulator-semiconductor structures", *Phys. Rev. B.* **11**, 4989-4993 (1975).

- [15] A. C. Tselis, J. J. Quinn, "Theory of collective excitations in semiconductor superlattice structures", *Phys. Rev. B* **29**, 3318–3335 (1984).
- [16] A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan, J. P. Valladares, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Large exchange interactions in the electron gas of GaAs quantum wells", *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1633–1636 (1989).
- [17] D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan, D. S. Katzer, and M. J. Yang, "Exchange and correlation in the nonhomogeneous electron gas in semiconductor heterojunctions", *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1884–1887 (1992).
- [18] S. Ernst, A. R. Goñi, K. Syassen, and K. Eberl, "Collapse of the Hartree term of the Coulomb interaction in a very dilute 2D electron gas", *Phys. Rev. Lett.* **72** 4029–4032 (1994).
- [19] J. K. Jain and S. Das Sarma, "Elementary electronic excitations in a quasi-two-dimensional electron gas", *Phys. Rev. B* **36**, 5949–5952 (1987).
- [20] O. Gunnarson and B. I. Lundqvist, "Exchange and correlation in atoms, molecules, and solids by the spin-density-functional formalism", *Phys. Rev. B* **13**, 4274–4298 (1976).
- [21] D. C. Tsui, H. L. Stormer, J. C. M. Hwang, J. S. Brooks, M. J. Naughton, "Observation of a fractional quantum number", *Phys. Rev. B* **28**, 2274–2275 (1983).

- [22] A. M. Chang, M. A. Paalanen, D. C. Tsui, H. L. Stormer, J. C. M. Hwang, "Fractional quantum Hall effect at low temperatures", Phys. Rev. B **28**, 6133–6136 (1983).
- [23] R. B. Laughlin, "Anomalous Quantum Hall Effect: An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitations", Phys.Rev.Lett. **50**, 1395–1398 (1983).
- [24] V. L. Pokrovskii, A. L. Talapov, "A simple model for fractional Hall effect", J. Phys. C, **18**, L691–L694 (1985).
- [25] F. D. M. Haldane, "Fractional Quantization of the Hall Effect: A Hierarchy of Incompressible Quantum Fluid States", Phys. Rev. Lett. **51**, 605–608 (1983).
- [26] J. K. Jain, "Composite-fermion approach for the fractional quantum Hall effect" Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989); "Theory of the fractional quantum Hall effect", Phys. Rev. B **41**, 7653 (1990); J. K. Jain, R. K. Kamilla in *Composite Fermions* (World Scientific Singapore: O. Heinonen, 1998).
- [27] B. I. Halperin, P. A. Lee, N. Read, "Theory of the half-filled Landau level" Phys. Rev. B **47** 7312 (1993).
- [28] R. Shankar, "Hamiltonian theory of gaps, masses, and polarization in quantum Hall states", Phys. Rev. B **63** 085322 (2001).
- [29] A. Lopez, E. Fradkin, "Fractional quantum Hall effect and Chern-Simons gauge theories", Phys. Rev. B **44**, 5246 (1991).

- [30] A. Lopez, E. Fradkin, "Universal properties of the wave functions of fractional quantum Hall systems", *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2126 (1992).
- [31] A. Lopez, E. Fradkin, "Response functions and spectrum of collective excitations of fractional-quantum-Hall-effect systems", *Phys. Rev. B*, **47** 7080 (1993).
- [32] Э. И. Рашба, В. Б. Тимофеев, "Квантовый эффект Холла", *ФТП* **20**, 977–1024 (1986).
- [33] R. E. Prange, S. M. Girvin, "The Quantum Hall Effect", 1990, New York: Springer.
- [34] T. Chakraborty, P. Pietilainen, "The Fractional Quantum Hall Effect", 1988, New York: Springer.
- [35] I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, "Magneto-optics of strongly correlated two-dimensional electrons in single heterojunctions", *Advances in Physics* **45**, 147–242 (1996).
- [36] W. E. Lamb, "Fine Structure of the Hydrogen Atom", *Phys. Rev.* **85**, 259 (1952); L. P. Gor'kov, I. E. Dzyaloshinskii, *ЖЭТФ* **53**, 717 (1967).
- [37] B. R. Johnson, J. O. Hirschfelder, and K.-H. Yang, "Interaction of atoms, molecules, and ions with constant electric and magnetic fields", *Rev. Mod. Phys.* **55** 109 (1983).

- [38] И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, "Экситон Мотта в квазидвумерных полупроводниках в сильном магнитном поле", *ЖЭТФ* **78**, 1167-1175 (1978).
- [39] A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L. N. Pfeiffer, K. W. West, "Spectroscopic measurement of large exchange enhancement of a spin-polarized 2D electron gas", *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3623 (1992).
- [40] C. Kallin and B. I. Halperin, "Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas", *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
- [41] W. Kohn, "Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas", *Phys. Rev.* **123**, 1242–1244 (1961).
- [42] S. L. Sondhi, A. Karlhede, S. A. Kivelson, and E. H. Rezayi, "Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum Hall effect at small Zeeman energies", *Phys. Rev. B* **47**, 16419 (1993).
- [43] A. Comtet, T. Jolicoeur, S. Ouvry, F. David *Topological Aspects of Low Dimensional Systems* (Springer-Verlag Berlin and Les Editions de Physique Les Ulis, 2000).
- [44] Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, "Двумерные электроны в сильном магнитном поле", *Письма в ЖЭТФ* **33**, 152-155 (1981).
- [45] R. L. Willett, H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and J. H. English, "Quantitative experimental test for the theoretical gap

- energies in the fractional quantum Hall effect", *Phys. Rev. B* **37**, 8476–8479 (1988).
- [46] M. Kang, A. Pinczuk, B. S. Dennis, M. A. Eriksson, L. N. Pfeiffer, and K. W. West "Inelastic Light Scattering by Gap Excitations of Fractional Quantum Hall States at $1/3 < \nu < 2/3$ ", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 546–549 (2000).
- [47] R. P. Feynman *Statistical Mechanics* (Benjamin Reading Mass, 1972) Chap. 11.
- [48] J. P. Longo and C. Kallin, "Spin-flip excitations from Landau levels in two dimensions", *Phys. Rev. B* **47**, 4429–4439 (1993).
- [49] S. M. Girvin, A. H. MacDonald, P. M. Platzman, "Collective-Excitation Gap in the Fractional Quantum Hall Effect", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 581–583 (1985).
- [50] S. M. Girvin, A. H. MacDonald, P. M. Platzman, "Magneto-roton theory of collective excitations in the fractional quantum Hall effect", *Phys. Rev. B* **33**, 2481–2494 (1986).
- [51] A. H. MacDonald, H. C. A. Oji, and S. M. Girvin, "Magnetoplasmon Excitations from Partially Filled Landau Levels in Two Dimensions", *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2208–2211 (1985).
- [52] T. J. Gramila, J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Mutual friction between parallel two-dimensional electron systems", *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1216–1219 (1991).

- [53] D. Yoshioka, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, "Fractional quantum Hall effect in two-layered systems", *Phys. Rev. B* **39**, 1932–1935 (1989).
- [54] P. M. Plazman, T. Lenosky, "Possibilities for superconductivity in two-dimensional GaAs bilayers", *Phys.Rev.B* **52**, 10327–10329 (1995).
- [55] H. C. A. Oji, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, "Superlattice magnetoroton bands", *Phys.Rev.Lett.* **58**, 824–827 (1987).
- [56] A. Bertoni, P. Bordone, R. Brunetti, C. Jacoboni, and S. Reggiani, "Quantum Logic Gates based on Coherent Electron Transport in Quantum Wires", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5912–5915 (2000).
- [57] S. Das Sarma and P. I. Tamborenea, "Vertex-Correction-Driven Intersubband Spin-Density Excitonic Instability in Double Quantum Well Structures", *Phys. Rev. Lett.* **73** 1971–1974 (1994).
- [58] F. A. Reboredo and C. R. Proetto, "Novel Magnetic Instabilities in Semiconductor Double Quantum Wells", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 463–466 (1997); F. A. Reboredo and C. R. Proetto, "Comment on 'Exchange instabilities in semiconductor double-quantum-well systems'", *Phys. Rev. B.* **58**, 7450–7452 (1998).
- [59] P. G. Bolcatto and C. R. Proetto, "Spin-Density and Charge-Density Excitations in the Paramagnetic Phase of Semiconductor Double Quantum Well Systems", *Phys. Rev. Lett.* **85** 1734–1737 (2000).

- [60] J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and Song He, "New fractional quantum Hall state in double-layer two-dimensional electron systems", *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1383–1386 (1992).
- [61] Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, "Observation of a $\nu = 1/2$ fractional quantum Hall state in a double-layer electron system", *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1379–1382 (1992).
- [62] Y. W. Suen, H. C. Manoharan, X. Ying, M. B. Santos, and M. Shayegan, "Origin of the $\nu = 1/2$ fractional quantum Hall state in wide single quantum wells", *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3405–3408 (1994).
- [63] T. Chakraborty and P. Pietilainen, "Fractional Quantum Hall Effect at Half-Filled Landau Level in a Multiple-Layer Electron System", *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2784–2787 (1987).
- [64] H. A. Fertig, "Energy spectrum of a layered system in a strong magnetic field", *Phys. Rev. B* **40**, 1087–1095 (1989).
- [65] S. He, X. C. Xie, S. Das Sarma, and F. C. Zhang, "Quantum Hall effect in double-quantum-well systems", *Phys. Rev. B* **43**, 9339–9342 (1991).
- [66] M. Kellogg, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Vanishing Hall Resistance at High Magnetic Field in a Double-Layer Two-Dimensional Electron System", *Phys. Rev. Lett.* **93** 036801 (2004).

- [67] X. G. Wen and A. Zee, "Neutral superfluid modes and "magnetic" monopoles in multilayered quantum Hall systems", Phys. Rev. Lett. **69**, 1811 (1992).
- [68] X. G. Wen and A. Zee, "Tunneling in double-layered quantum Hall systems", Phys. Rev. B **47**, 2265–1814 (1993).
- [69] Z. F. Ezawa and A. Awazaki, "Quantum Hall liquid, Josephson effect, and hierarchy in a double-layer electron system", Phys. Rev. B **47**, 7295–7311 (1993);
- [70] Z. F. Ezawa and A. Awazaki, "Meissner effect in quantum Hall state Josephson junction", Phys. Rev. Lett. **70**, 3119–3122 (1993);
- [71] Z. F. Ezawa and A. Awazaki, "Lowest-Landau-level constraint, Goldstone mode, and Josephson effect in a double-layer quantum Hall system", Phys. Rev. B **48**, 15189-15197 (1993).
- [72] S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Many-body integer quantum Hall effect: Evidence for new phase transitions", Phys. Rev. Lett. **72**, 728–731 (1994).
- [73] Р. З. Витлина, А. В. Чаплик, "Плазменные колебания многокомпонентных двумерных систем", ЖЭТФ **81**, 1011–1021 (1981).
- [74] S. Das Sarma and A. Madhukar, "Formation of an anomalous acoustic plasmon in spatially separated plasmas", Surf. Sci. **98** 563–570 (1980).

- [75] S. Das Sarma and A. Madhukar, "Collective modes of spatially separated, two-component, two-dimensional plasma in solids", *Phys. Rev. B.* **23** 805–815 (1981).
- [76] G. Fasol, R. D. King-Smith, D. Richards, and U. Ekenberg N. Mestres and K. Ploog, "Intrawell and interwell coupling of plasmons in multilayer modulation-doped GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells", *Phys. Rev. B.* **39** 12695–12703 (1989).
- [77] A. S. Bhatti, D. Richards, and H. P. Hughes D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, and G. A. C. Jones, "Plasmon dispersion and electron heating in a drifting two-dimensional electron gas", *Phys. Rev. B.* **51**, 2252–2258 (1995).
- [78] D. S. Kainth, D. Richards, H. P. Hughes, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, "Temperature-dependent Landau damping of the acoustic plasmon in a bilayer system", *Phys. Rev. B.* **57**, R2065–R2068 (1998);
- [79] D. S. Kainth, D. Richards, A. S. Bhatti, H. P. Hughes, M. Y. Simmons, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, "Angle-resolved Raman spectroscopy of the collective modes in an electron bilayer", *Phys. Rev. B* **59**, 2095–2101 (1999).
- [80] G. E. Santoro and G. F. Giuliani, "Acoustic plasmons in a conducting double layer", *Phys. Rev. B* **37**, 937–940 (1988).

- [81] L. Liu, L. Swierkowski, D. Neilson, and J. Szymanski, "Static and dynamic properties of coupled electron-electron and electron-hole layers", *Phys. Rev. B* **53**, 7923–7931 (1996).
- [82] K. Flensberg and B. Y.-K Hu, "Linear-response theory of Coulomb drag in coupled electron systems", *Phys. Rev. B* **52**, 14761–14774 (1995).
- [83] G. Gumbs, G. R. Aizin, "Tunneling density of states and plasmon excitations in double-quantum-well systems", *Phys. Rev. B* **51**, 7074–7084 (1995).
- [84] R. Decca, A. Pinczuk, S. Das Sarma, S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Absence of spin-density excitations in quasi two-dimensional electron systems", *Phys. Rev. Lett.* **72** 1506–1509 (1994).
- [85] Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, из-во "Мир", 1967.
- [86] P. A. Wolff, *Light Scattering Spectra of Solid* ed. by G. B. Wright, Springer, New York, Heidelberg, Berlin, (1968).
- [87] P. M. Platzman, N. Tzoar, "Nonlinear Interaction of Light in a Plasma", *Phys. Rev.* **136**, A11–A16 (1964).
- [88] P. M. Platzman, P. A. Wolff, *Waves and Interaction in Solid, State Plasmas*, Academic Press, New York (1973) (Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, из-во "Мир" (1975)).

- [89] Abstreiter G, Cardona M, Pinczuk A in *Light Scattering in Solid IV* (Ed. M Cardona, G Guntherodt) (Berlin: Springer-Verlag, 1984).
- [90] I. Kukushkin et al., "Reduction of the electron density in GaAs-Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions by continuous photoexcitation", *Phys.Rev.B* **40**, 4179–4182 (1989).
- [91] G. Finkelstein, H. Shtrikman, and I. Bar-Joseph, "Optical Spectroscopy of a Two-Dimensional Electron Gas near the Metal-Insulator Transition", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 976–979 (1995).
- [92] G. M. Summers, R. J. Warburton, J. G. Michels, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, "New phases of the 2D electron system in the ultra-quantum limit observed by cyclotron resonances", *Phys. Rev. Lett.* **70** 2150–2153 (1993).
- [93] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip excitations in the extreme quantum limit", *Phys. Rev. B.* **63**, 201402–201405 (2001).
- [94] A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, "Observation of magnetic excitons and spin waves in activation studies of a two-dimensional electron gas", *Phys. Rev. B* **41**, 1129–1134 (1990).
- [95] A. Schmeller, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Evidence for Skyrmions and Single Spin Flips in the Integer Quantized Hall Effect", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4290–4293 (1995).

- [96] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, "Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729–732 (1997).
- [97] V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, E. L. Shangina, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, and L. Sorba, "Spin gap in the two-dimensional electron system of GaAs/Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions in weak magnetic fields", *Phys. Rev. B* **72**, 035344–035344 (2005).
- [98] A. P. Smith, A. H. MacDonald, and G. Gumbs, "Quasiparticle effective mass and enhanced g factor for a two-dimensional electron gas at intermediate magnetic fields", *Phys. Rev. B* **45**, 8829–8832 (1992).
- [99] H. C. A. Oji and A. H. MacDonald, "Magnetoplasma modes of the two-dimensional electron gas at nonintegral filling factors", *Phys. Rev. B* **33**, 3810–3818 (1986).
- [100] C. Kallin and B. I. Halperin, "Many-body effects on the cyclotron resonance in a two-dimensional electron gas", *Phys. Rev. B* **31** 3635–3647 (1985).
- [101] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip excitations in the 2D-electron system", *Physica E* **12**, 574-576 (2002).

- [102] M. Dobers, K. von Klitzing, G. Weimann, "Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures", Phys. Rev. B **38**, 5453–5456 (1988).
- [103] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states", Phys. Rev. B **72** 073304–073307 (2005).
- [104] S. Dickmann and I. V. Kukushkin, "Zero-momentum cyclotron spin-flip mode in a spin-unpolarized quantum Hall system", Phys. Rev. B **71** 241310–241313 (2005).
- [105] T. Ando, "Theory of intersubband cyclotron combined resonances in the silicon space-charge layer", Phys. Rev. B **19**, 2106–2116 (1979).
- [106] W. Beinvogl and J. F. Koch, "Intersubband-Cyclotron Combined Resonance in a Surface Space-Charge Layer", Phys. Rev. Lett. **40** 1736–1739 (1978).
- [107] E. Batke, G. Weimann, and W. Schlapp, "Quenching of collective phenomena in combined intersubband-cyclotron resonances in GaAs", Phys. Rev. B, **43**, 6812–6815 (1991).
- [108] G. Brozak, B. V. Shanabrook, D. Gammon, and D. S. Karzer, "Collective intersubband spin- and charge-density excitations in tilted magnetic fields", Phys. Rev. B **47**, 9981–9984 (1993).

- [109] D. A. Broido and L. J. Sham, "Effective masses of holes at GaAs-AlGaAs heterojunctions", *Phys. Rev. B* **31**, 888-892 (1985).
- [110] O. V. Volkov, V. E. Zhitomirskii, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, K. v. Klitzing, A. Fischer, and K. Eberl, "Magneto-optical spectroscopy of two-dimensional holes in GaAs/Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions", *Phys. Rev. B* **56**, 7541-7548 (1997).
- [111] V. E. Kirpichev, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, K. v. Klitzing, K. Eberl, and W. Wegscheider, "Direct observation of the intersubband Bernstein modes: Many-body coupling with spin- and charge-density excitations", *Phys. Rev. B* **59**, R12751–R12754 (1999).
- [112] I. K. Marmorkos and S. Das Sarma, "Interacting intersubband excitations in parabolic semiconductor quantum wells", *Phys. Rev. B* **48**, 1544–1561 (1993).
- [113] L. Wendler, R. Pechstedt, "Magnetoplasmon-phonon coupling in semiconductor quantum well", *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 8881 (1990).
- [114] P. Hohenberg and W. Kohn, "Inhomogeneous Electron Gas", *Phys. Rev.* **136**, B864–B871 (1964);
- [115] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing and K. Eberl, "Interaction between intersubband Bernstein modes and coupled plasmon-phonon modes", *Phys. Rev. B* **61**, 12717-12720 (2000).

- [116] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing, and K. Eberl, "Modification of the Intersubband Excitation Spectrum in a Two-Dimensional Electron System under a Perpendicular Magnetic Field", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1837–1840 (2001).
- [117] В. Е. Бисти, "Межподзонные коллективные возбуждения в квазидвумерных системах в сильном магнитном поле", *Письма в ЖЭТФ* **69**, 543–547 (1999).
- [118] В. Е. Бисти, "Структура межподзонных коллективных возбуждений в квазидвумерных системах в магнитном поле", *Письма в ЖЭТФ* том **73** стр.25–28 (2001). [*Sov. Phys.-JETP Lett.* **73**, 25 (2001)].
- [119] A. Parlange, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, I. V. Tokatly, C. B. Soerensen and P. E. Lindelof, "Optical observation of the energy-momentum dispersion of spatially indirect excitons", *Phys. Rev. B* **62**, 15323–15326 (2000).
- [120] L. V. Butov, C. W. Lai, D. S. Chemla, Yu. E. Lozovik, K. L. Campman, and A. C. Gossard, "Observation of Magnetically Induced Effective-Mass Enhancement of Quasi-2D Excitons", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 216804–216807 (2001).
- [121] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing, K. Eberl, "Magnetic-field-induced dispersion anisotropy of intersubband

- excitations in an asymmetrical quasi-two-dimensional electron system", Phys. Rev. B **61**, 1712–1715 (2000).
- [122] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, D. V. Kulakovskii, K. v. Klitzing and K. Eberl, "Pseudomomentum of a dipole in a two-dimensional system", Phys. Rev. B **66**, 073306-073309 (2002).
- [123] С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, "Акустические магнитоплазменные возбуждения в двойных электронных слоях", Письма в ЖЭТФ **76**, 511–515 (2002).
- [124] J. K. Jain and S. Das Sarma, "Elementary electronic excitations in a quasi-two-dimensional electron gas", Phys. Rev. B **36**, 5949-5952 (1987).
- [125] С. В. Товстоног, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Дитче, К. фон Клитцинг, "Элементарные возбуждения в двойных электронных слоях с туннельной связью", Письма в ЖЭТФ **78**, 1151–1155 (2003).
- [126] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. V. Tovstonog, V. E. Kirpichev, V. E. Bisti, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v. Klitzing, "Dipole excitations in a bilayer electron system in a parallel magnetic field", Phys. Rev. B **71**, 165303-1-4 (2005).
- [127] J. A. Simmons, S. K. Lyo, J. F. Klem, M. E. Sherwin, and J. R. Wendt, "Submicrometer control of two-dimensional magnetotunneling in double-well heterostructures", Phys. Rev. B **47**, 15741 (1993).

- [128] N. E. Harff, J. A. Simmons, S. K. Lyo, J. F. Klem, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Magnetic breakdown and Landau-level spectra of a tunable double-quantum-well Fermi surface", *Phys. Rev. B* **55**, R13405 (1997).
- [129] В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, "Дисперсионные свойства плазменных возбуждений в туннельно связанных двухслойных электронных системах", *Письма в ЖЭТФ* **83**, 300-304 (2006).
- [130] S. Das Sarma, E.H. Hwang, "Plasmons in Coupled Bilayer Structures", *Phys. Rev. Letters* **81**, 4216–4219 (1998).
- [131] L. V. Kulik, S. V. Tovstonog, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v. Klitzing, "Symmetry driven plasmon transformations in a bilayer electron system", *Phys. Rev. B* **70**, 033304-1-4 (2004).
- [132] C.-M. Hu, C. Schüller, and D. Heitmann, "Space-asymmetry-induced plasmon mode mixing and anticrossing in coupled bilayer structures", *Phys. Rev. B* **64**, 073303–073307 (2001).
- [133] С. В. Товстоног, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Дитче, К. фон Клитцинг, "Коллективные возбуждения в двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью", *Письма в ЖЭТФ* **79**, стр. 54–58 (2004).

- [134] G. R. Aizin and Godfrey Gumbs., "Magnetoplasmon excitations in double-quantum-well systems in a parallel magnetic field", *Phys. Rev. B* **54**, 2049–2058 (1996).
- [135] Shuh-Jen Cheng and Rolf R. Gerhards., "Coupled two-layer plasmon modes induced in a single quantum well by in-plane magnetic fields", *Phys. Rev. B* **65**, 085307-085316 (2002).
- [136] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, "Nonlocality in the Two-Dimensional Plasmon Dispersion", *Phys. Rev. Lett.* **54** 2367–2370 (1985).
- [137] S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, A. V. Chaplik, J. H. Smet, K. V. Klitzing, D. Schuh, and G. Abstreiter "Acoustical and optical magnetoplasma excitations in a bilayer electron system", *Phys.Rev.B* **66**, 241308–241311 (2002).
- [138] С. В. Товстоног, В. Е. Бисти, "Плазмоны в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле", *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1237–1241 (2003).
- [139] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, "Cyclotron resonance of composite fermions", *Nature* **415** 409–412 (2002).
- [140] A. Pinczuk, J. P. Valladares, D. Heiman, A. C. Gossard, J. H. English, C. W. Tu, L. Pfeiffer, and K. West, "Observation of roton density of

- states in two-dimensional Landau-level excitations", *Phys. Rev. Lett.* **61** 2701–2704 (1988).
- [141] M. Kang, A. Pinczuk, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Observation of Multiple Magnetorotons in the Fractional Quantum Hall Effect", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 002637-002640 (2001).
- [142] S. Luin, V. Pellegrini, A. Pinczuk, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Observation of Soft Magnetorotons in Bilayer Quantum Hall Ferromagnets", *Phys. Rev. Lett.* **90** 236802–236805 (2003).