

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики
Кафедра физики твердого тела

«Исследование циклотронных спин-флип возбуждений в
режиме целочисленного квантового эффекта Холла в
пределе слабых магнитных полей»

Дипломная работа на степень бакалавра
студента 422 группы
Дроздова И.К.

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Кулик Л.В.

Работа выполнена в ИФТТ РАН,
г. Черноголовка,
2008г.

Содержание

Введение	2
1 Коллективные возбуждения в режиме ЦКЭХ	3
1.1 Спин-неполяризованное состояние ($\nu = 2$)	4
2 Экспериментальная методика	5
2.1 Образцы	5
2.2 Схема экспериментальной установки	6
2.3 Резонансное усиление линий НРС на экситонах	9
3 Экспериментальные результаты	11
3.1 Циклотронная спин-флип мода на чётных факторах заполнения	11
3.2 Измерение g -фактора электрона в квантовой яме	13
3.3 Ферромагнитная неустойчивость	16
Заключение	19
Список литературы	21

Введение

Исследование электронных систем пониженной размерности уже более трёх десятилетий является одним из основных направлений развития физики твердого тела. В таких системах существенно меняется большинство электронных свойств – возникает большое число новых, так называемых размерных эффектов. Квантово-размерные структуры обладают целой совокупностью уникальных свойств, весьма далеких от того, что можно наблюдать в системе обычных трехмерных электронов и дырок. Наиболее ярким проявлением этих свойств является квантовый эффект Холла (целочисленный и дробный) в двумерных электронных системах [1].

Предметом рассмотрения данной работы являются коллективные спиновые возбуждения в одиночных квантовых ямах в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ). Не так давно были изучены циклотронные возбуждения в спин-неполяризованном состоянии ЦКЭХ $\nu = 2$ и был получен нетривиальный физический результат о существовании возбуждений с энергией меньше циклотронной энергии [2]. В данной работе было продолжено исследование этих возбуждений в состояниях ЦКЭХ с чётными факторами заполнения.

В первой части работы будет дана классификация коллективных возбуждений в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Будут рассмотрены возбуждения, характерные для четных факторов заполнения, а также будет дана краткая сводка теоретических результатов, полученных для возбуждений на факторе заполнения $\nu = 2$. Во второй части будет описана экспериментальная методика, примененная в данной работе. В третьей части будут представлены основные экспериментальные результаты, полученные при изучении четных факторов заполнения.

1 Коллективные возбуждения в режиме ЦКЭХ

Возбуждениями 2Д-электронной системы в магнитном поле являются магнитоэкситоны или магнитоплазмоны – связанные состояния дырки на заполненном уровне Ландау и электрона на одном из пустых уровней. Гамильтониан магнитоэкситона трансляционно-инвариантен, а соответствующим интегралом движения является обобщенный импульс:

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

где индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы, \mathbf{A}_1 и \mathbf{A}_2 - векторные потенциалы.

Рассмотрим возбуждения, связанные с переходом электрона с заполненного спинового подуровня на один из вышележащих пустых подуровней. При этом допускается изменение орбитального квантового числа электрона m (переход с изменением номера уровня Ландау), а также проекции спина на ось магнитного поля δS_z . В магнитном поле эти возбуждения могут быть классифицированы дисперсионными кривыми относительно обобщенного импульса:

$$\hbar\omega(q) = m\hbar\omega_c + \delta S_z g^* \mu_B B_{tot} + \Delta_m(q, B), \quad (2)$$

где $\omega_c = \frac{eB_\perp}{m^*c}$ – циклотронная частота, $g^* \mu_B B_{tot}$ – зеемановская энергия, δS_z – изменение z-проекции спина электрона, а $\Delta_m(q, B)$ – кулоновская энергия порядка $E_c = \frac{e^2}{\epsilon l_B}$, $l_b = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$ – магнитная длина.

При описании возбуждений в многоэлектронной системе невозможно точно учесть сложный механизм электрон-электронного взаимодействия. Однако если первоначально система находилась в состоянии квантового эффекта Холла (целочисленного или дробного), теоретическое описание возбуждений значительно упрощается. В данной работе рассматривались внутриволновые возбуждения с изменением орбитального квантового числа электрона с 0 на 1 из состояний ЦКЭХ с чётными факторами заполнения $\nu = 2, 4, 6, \dots$ ($\nu = \frac{n}{N_s}$, где n - поверхностная плотность электронов, а $N_s = \frac{eB}{2\pi\hbar c}$ - орбитальная кратность вырождения уровня Ландау).

1.1 Спин-неполяризованное состояние ($\nu = 2$)

В основном состоянии двумерной электронной системы при $\nu = 2$ полностью заполнены два нижних спиновых подуровня. Из-за двух возможных значений проекции спина электрона и дырки на ось магнитного поля, полный спин одноэкситонного возбуждения может быть равен либо 0 (синглет МР), либо 1 (триплет). Последние возбуждения различаются по проекции суммарного спина на ось магнитного поля: $|-1\rangle, |+1\rangle$ -спин-флип возбуждения (CSF) и $|0\rangle$ -циклотронная спиновая волна (CSW) (рис. 1).

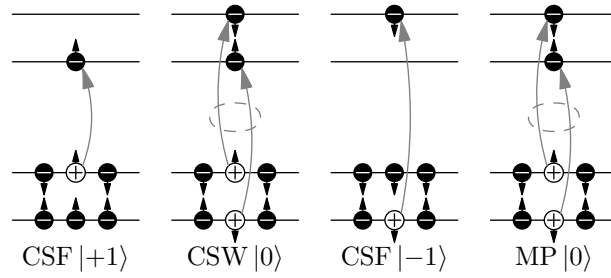


Рис. 1: Схематически показаны возбуждения в спин-неполяризованном состоянии КЭХ $\nu = 2$: циклотронные спин-флип возбуждения с проекциями спина $|-1\rangle$ и $|+1\rangle$, циклотронная спиновая волна (CSW), магнетоплазмон (МР)

Магнетоплазмон и циклотронную спиновую волну можно рассматривать как синфазное и противофазное колебания спиновых подсистем двумерной электронной системы с циклотронной частотой. В соответствии с теоремой Кона [3], энергия магнетоплазмона при нулевом импульсе совпадает с циклотронным резонансом. Что касается спинового триплета, то теория возмущений первого порядка по параметру $r_s = \frac{E_c}{\hbar\omega_c}$ предсказывает нулевой кулоновский вклад в энергию этой моды при $q = 0$. Можно показать, что и в остальных порядках теории возмущений кулоновские поправки в энергию спин-синглетного возбуждения зануляются. Однако обменные поправки в энергию спин-триплетного возбуждения не зануляются уже во втором порядке. Обменное взаимодействие понижает энергию спин-триплетного возбуждения относительно энергии циклотронного резонанса, причем обменный вклад ΔE_{CSF} не зависит от величины магнитного поля [2]. Такое поведение обменной энергии приводит к нетривиальному физическому результату: для того чтобы перевести элек-

трон 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.

Нулевой и первый порядки теории возмущений дают нулевой обменный вклад в энергию как плазмона, так и спин-флип мод [4]. Аналитическое вычисление поправки второго порядка теории возмущений к энергии спин-флип мод основано на экситонном представлении [5, 6, 7] и было выполнено в пределе малых r_s в работе [8]. Окончательный результат выглядит следующим образом:

$$\Delta_{CSF} = - \sum_{n=2}^{\infty} R_n \frac{1 - 2^{1-n}}{n(n^2 - 1)}, \quad (3)$$

где

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

в единицах $r_c^2 \hbar \omega_c \approx 11.34 \text{ мэВ}$. В идеальной двумерной системе $R_n \equiv 1$ и $\Delta_{CSF} = (\ln 2 - 1)/2$, что в энергетических единицах дает $\Delta_{CSF} \approx 1.74 \text{ мэВ}$. 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.

2 Экспериментальная методика

2.1 Образцы

Измерения проводились на трех высококачественных гетероструктурах, содержащих одиночные GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As - квантовые ямы. Образование потенциальных ям связано с разрывом энергетических зон в области гетероперехода GaAs-AlGaAs (рис. 2). Комбинация двух таких гетеропереходов (тонкий слой GaAs между слоями AlGaAs) приводит к формированию узкой квантовой ямы, ограничивающей движение электронов в направлении, перпендикулярном гетерогранице [9]. Непрерывный энергетический спектр электронов в этом направлении трансформируется в дискретный спектр размерного квантования, конкретный вид которого определяется формой

и шириной потенциальной ямы. При этом движение электронов в плоскости квантовой ямы описывается блоховскими функциями свободных электронов в кристалле. 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.

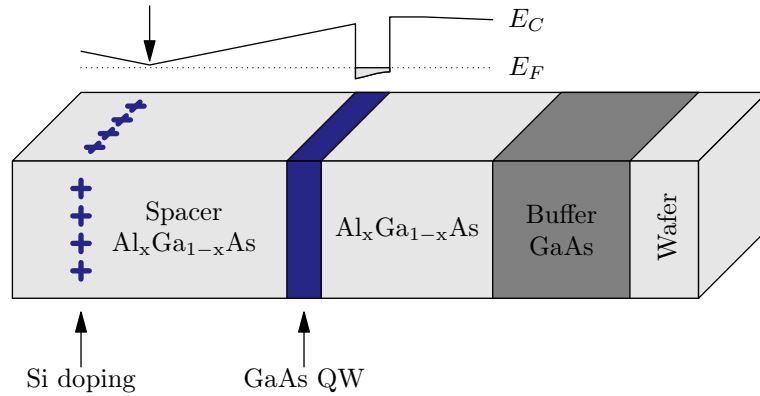


Рис. 2: Схематически показана последовательность слоев гетероструктуры. Сверху показан вид зоны проводимости и положение уровня Ферми. При $T = 0$ все состояния ниже энергии Ферми E_F заполнены.

Для создания двумерного электронного канала структуры селективно легируются – в AlGaAs барьере выращивается δ -слой доноров (атомов кремния), за счет ионизации которых в квантовой яме формируется квазидвумерный электронный газ определенной плотности. Отделением δ -слоя ионизованных доноров спейсером шириной $500\text{-}1000\text{\AA}$ можно добиться повышения подвижности электронного газа из-за уменьшения вероятности рассеяния электронов на заряженных примесях. Дальнейшее увеличение ширины спейсера приводит к уменьшению электронной концентрации, поэтому спейсеры шириной более 1000\AA обычно не применяются.

Параметры образцов, использованных в эксперименте приведены в Таблице 1.

2.2 Схема экспериментальной установки

Исследование возбуждений в квантовых ямах проводилось методом неупругого рассеяния света. В процессе взаимодействия системы с электромагнитным излучением фотон может отдать электронной системе часть своей энергии и импульса.

Ширина ямы, Å	Концентрация, 1/см ²	Подвижность, см ² /В·с
180	2.3×10^{11}	3.5×10^6
200	0.9×10^{11}	8×10^6
300	1.3×10^{11}	5×10^6

Таблица 1: Параметры образцов

Измеряя энергию и импульс рассеянного фотона, можно вычислить энергию и импульс рождённого возбуждения. В этом состоит суть метода неупругого рассеяния света, используемого в данной работе для исследования возбуждений электронной системы.

Для регистрации спектров неупругого рассеяния света применялась двухсветоводная методика (рис. 3). Посредством первого световода осуществлялось оптическое возбуждение электронной системы, а второй световод служил для детектирования сигнала неупругого рассеяния света. Данная конфигурация позволяет избавиться от сигнала комбинационного рассеяния света на накачивающем световоде, а также осуществить частичную фильтрацию сигнала упругого рассеяния света. Световоды и образец закрепляются во вставке, помещенной в криостат ³He с вертикальной геометрией соленоида. Для экспериментов с перпендикулярным расположением образца была использована вставка с жестким креплением и образца и световодов. При этом угол поворота образца α относительно поля изменять во время эксперимента было невозможно. По этой причине была разработана вставка с креплением образца на вращающемся держателе, которая позволила непрерывно менять угол наклона образца от 70 до 90°. Измерения проводились при температуре $\sim 0.3\text{K}$ (3×10^{-2} мэВ) в условии откачки паров ³He. Магнитное поле менялось в пределах от 0 до 14.5 Тл (чего невозможно достигнуть в горизонтальной геометрии соленоида). В качестве спектрального прибора использовался монохроматор Monospec. Регистрация спектров производилась при помощи CCD камеры. Спектральное разрешение системы составило 0.04 мэВ.

Для оптического фотовозбуждения системы использовался перестраиваемый TiSp лазер с энергией фотона, меньшей ширины запрещенной зоны AlGaAs, но большей ширины запрещенной зоны GaAs. Сравнение спектров полученных при различной

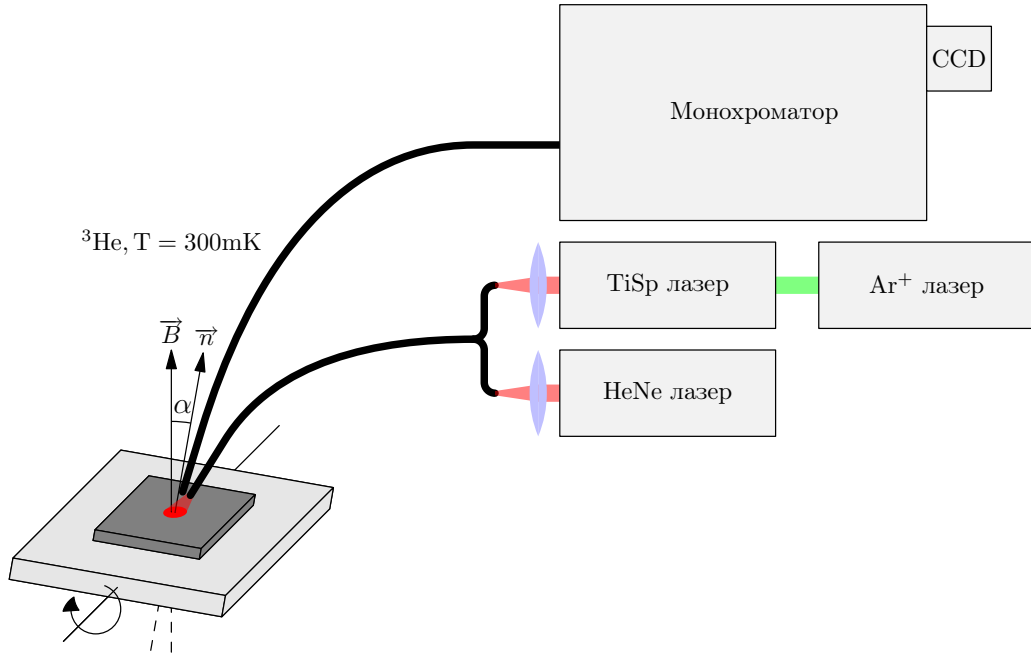


Рис. 3: Схема экспериментальной установки

длине волны фотовозбуждения позволяет разделить спектры неупругого рассеяния света от линий горячей люминисценции (НЛ). В отличие от линий неупругого рассеяния света, линии горячей люминисценции не изменяют своего спектрального положения при изменении длины волны лазера.

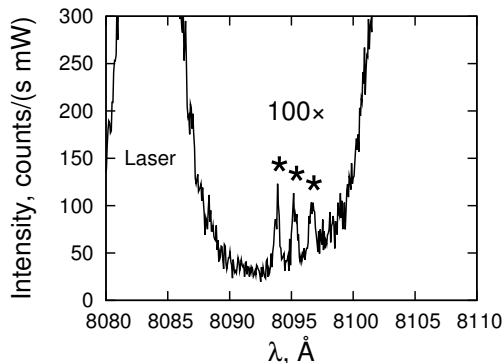
Для изменения электронной концентрации в исследуемых образцах применялся эффект фотообеднения: в условиях непрерывного фотовозбуждения с энергией фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны барьера, происходит нейтрализация ионизованных доноров в барьере и уменьшается концентрация электронов в структурах. Механизм этого эффекта аналогичен обнаруженному и исследованному ранее для одиночных гетеропереходов [10], 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/см^2 линейным поляризатором. Поляризатор вращался с помощью шагового двигателя, что позволяло контролировать мощность лазерного излучения с высокой точностью. Отметим, что стационарное фотовозбуждение накачивающим TiSp-лазером не меняло концентрацию электронов во всем диапазоне плотностей мощности, использован-

ных в эксперименте.

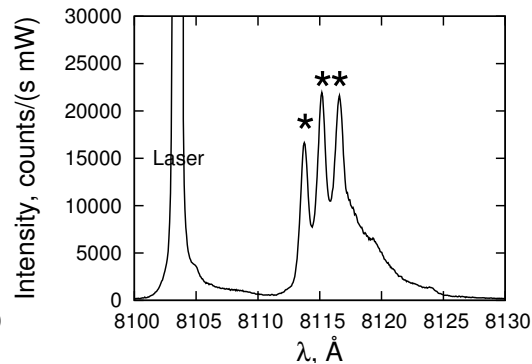
Измерение концентрации производилось по спектрам магнитолюминесценции [11]. По скачкам интенсивности на полевых зависимостях линий магнитолюминесценции определялся фактор заполнения, а из величины перпендикулярного поля, при которой наблюдался скачок, определялась концентрация. Данный метод также использовался для измерения угла между нормалью к образцу и направлением поля. Зная величину полного магнитного поля, при котором наблюдается скачок на известном факторе заполнения и величину полного поля, соответствующего тому же фактору заполнения, при перпендикулярном расположении образца, можно вычислить угол поворота образца. Другим методом определения угла поворота образца является измерение спектров циклотронных возбуждений методом неупругого рассеяния света. К таким возбуждениям относятся внутривозонные Бернштейновские моды [12]. В больших полях расстояние между соседними Бернштейновскими модами асимптотически приближается к циклотронной энергии.

2.3 Резонансное усиление линий НРС на экситонах

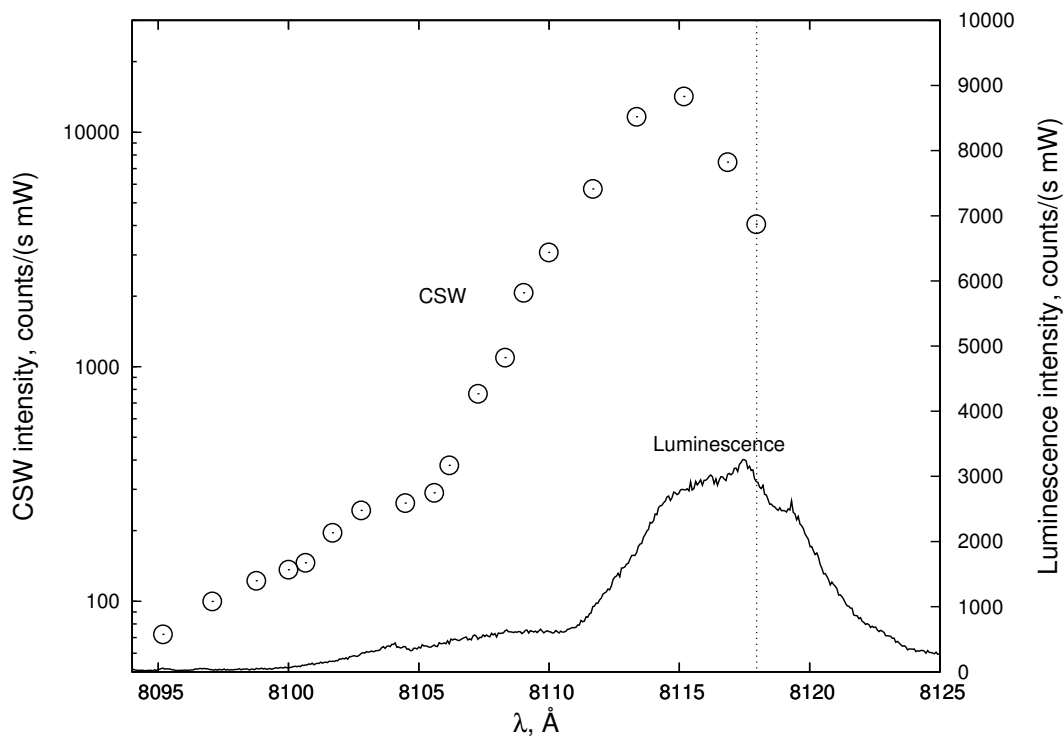
В процессе измерений было обнаружено, что интенсивность исследуемых линий рамановского рассеяния резонансным образом зависит от спектрального положения этих линий. При изменении длины волны фотовозбуждения линии неупругого рассеяния света следуют за лазером, усиливаясь при определенных спектральных положениях. На рис. 4.1 и рис. 4.2 показаны спектры спинового триплета для нерезонансного и резонансного случаев соответственно, а на рис. 4.3 построена зависимость интенсивности линии циклотронной спиновой волны (CSW, $\nu = 2$) от ее спектрального положения. На вставке снизу приведен спектр магнитолюминесценции (спектр получен при той же мощности накачки, длина волны лазера 8000\AA). Максимум усиления достигается вблизи края поглощения, что объясняется экситонной природой промежуточных виртуальных состояний вблизи уровня Ферми (известно, что аналогичный эффект экситонного усиления имеет место для НРС на фононах [13, 14]). Столь большие абсолютные значения интенсивности усиленного сигнала были получены в узких квантовых ямах с малой концентрацией носителей и обусловлены большими значениями силы осциллятора переходов из валентной зоны в зону проводимости, что



4.1: Нерезонансный спектр НРС



4.2: Резонансный спектр НРС



4.3: Зависимость интенсивности средней линии спинового триплета (CSW|0>) от спектрального положения этой линии. Снизу приведен спектр магнитолуминесценции.

Рис. 4: Резонансное усиление спинового триплета ($\nu = 2$) на экситонах (200\AA квантовая яма)

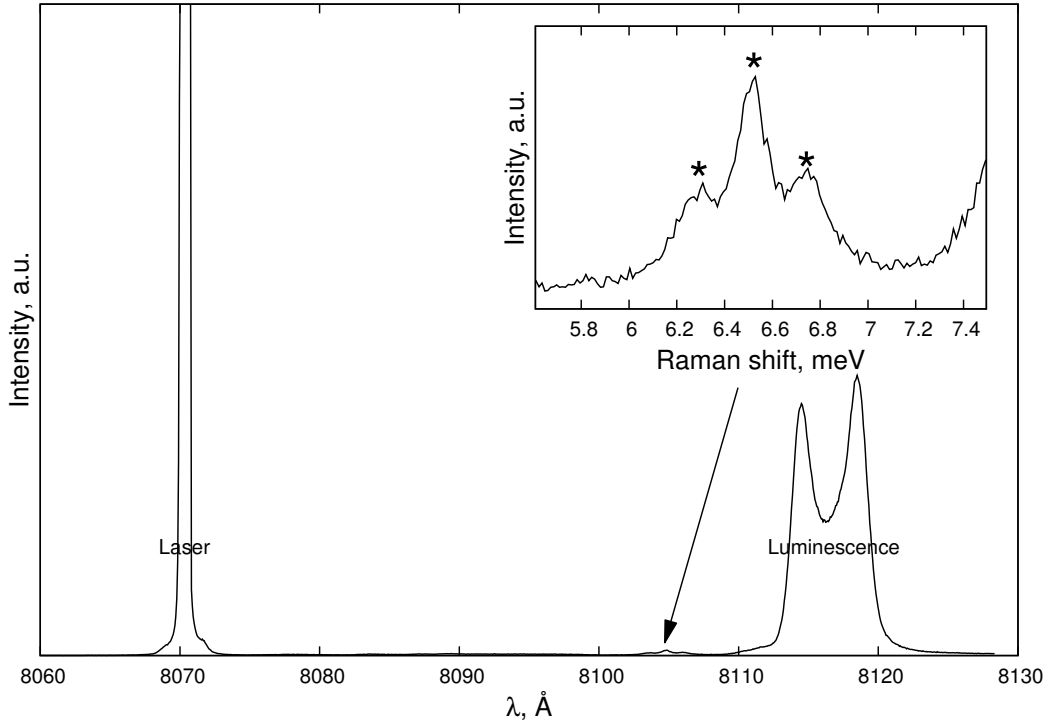
в свою очередь обеспечивается большой степенью перекрытия волновых функций электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

Эффект усиления использовался при измерении спектров НРС циклотронной спин-флип моды на четных факторах заполнения а также при наблюдении спектров НРС в окрестности ферромагнитной неустойчивости на факторе заполнения $\nu = 2$. Резонансное усиление наблюдалось также и для других возбуждений, что позволило впервые наблюдать спектры спинового экситона на нечетных факторах заполнения, а также спектры циклотронных возбуждений при нечетных факторах заполнения $\nu \geq 3$.

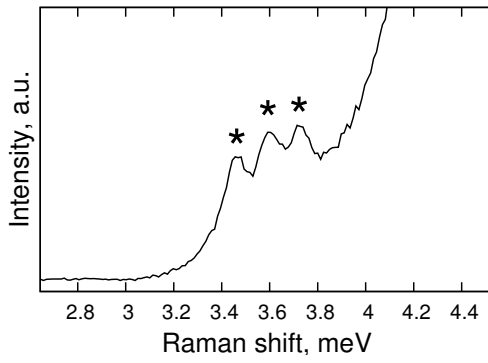
3 Экспериментальные результаты

3.1 Циклотронная спин-флип мода на чётных факторах заполнения

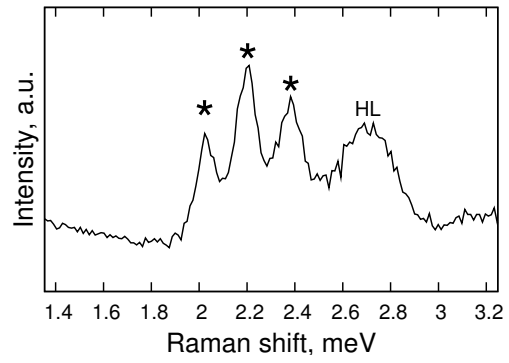
На рис. 5 показаны типичные спектры неупругого рассеяния света на чётных факторах заполнения. В красной области спектра наблюдается триплетная линия, расщепление между компонентами которой соответствует зеемановской энергии. Триплетная линия соответствует трём циклотронным спиновым модам с разными проекциями спина на ось магнитного поля ($S_z = -1, 0$ и 1). Боковые линии соответствуют $S_z = -1$ и 1 , а центральный пик $S_z = 0$. Обменные поправки второго порядка понижают энергии спин-триплетных возбуждений на всех чётных целочисленных состояниях КЭХ. Была измерена зависимость обменного сдвига Δ_{CSF} от фактора заполнения ν (рис. 6). Для этого была проведена серия измерений при различных углах поворота образца, при этом полное магнитное поле находилось в пределах от 7 до 14 Тл, что позволило хорошо разрешить компоненты спинового триплета. Оказалось, что энергетический сдвиг центральной линии триплета зависит только от перпендикулярной компоненты магнитного поля, а полное магнитное поле изменяет только зеемановское расщепление. Для 180\AA ямы величина обменной поправки на факторе заполнения $\nu = 2$ составила $\Delta_{CSF} = 0.75\text{мэВ}$, а на факторе заполнения $\nu = 4$ обменный вклад оказался в два раза меньше. Данный результат находится в согласии с результатами работы [2]. Исследование других чётных факторов запол-



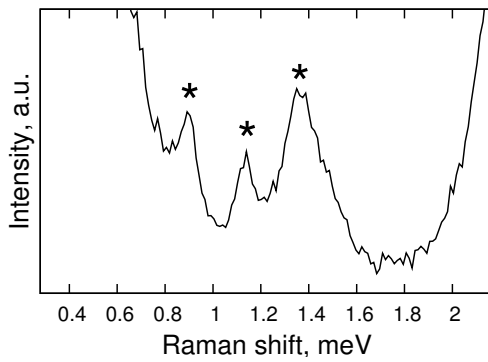
5.1: $\nu = 2$: $B_{\text{tot}} = 10.35\text{T}$, $\alpha = 62.9^\circ$



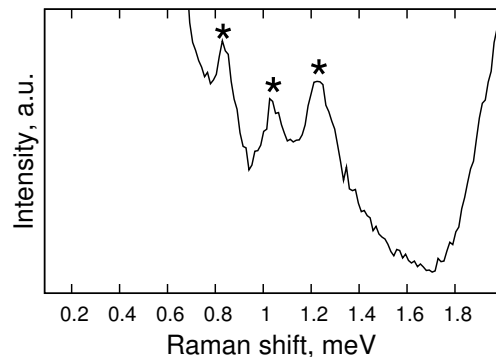
5.2: $\nu = 4$: $B_{\text{tot}} = 7.62\text{T}$, $\alpha = 70.8^\circ$



5.3: $\nu = 6$: $B_{\text{tot}} = 10.22\text{T}$, $\alpha = 81.4^\circ$



5.4: $\nu = 8$: $B_{\text{tot}} = 12.70\text{T}$, $\alpha = 86.2^\circ$



5.5: $\nu = 10$: $B_{\text{tot}} = 10.60\text{T}$, $\alpha = 86.2^\circ$

Рис. 5: Спектры неупругого рассеяния света на чётных факторах заполнения (180\AA квантовая яма)

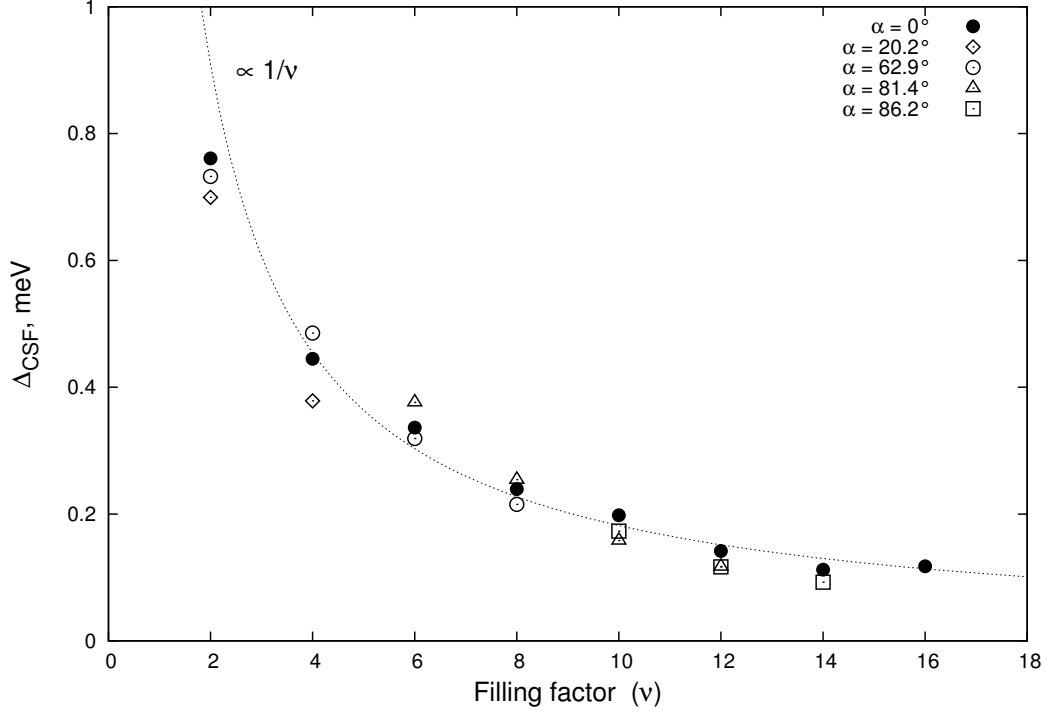


Рис. 6: Зависимость обменного вклада от фактора заполнения (180Å квантовая яма)

нения показало, что обменный вклад обратно пропорционален фактору заполнения, $\Delta_{CSF} \sim 1/\nu$.

3.2 Измерение g -фактора электрона в квантовой яме

Измерение расщепления между компонентами спинового триплета позволяет довольно точно измерить величину одночастичного g -фактора электронов в квантовой яме. Для 180 Å квантовой ямы была получена зависимость зеемановской энергии от полного поля. Экспериментальное значение g -фактора ($|g_{QW}| = 0.33$) меньше чем его значение в объемном GaAs ($|g_{GaAs}| = 0.44$) и находится в количественном согласии с теоретическим расчетом. Заметим, что измерение зеемановского расщепления спинового триплета на разных факторах заполнения приводит к одному и тому же значению g -фактора и совпадает с величиной, измеренной по энергии спинового экситона (рис. 7, 9, 10)

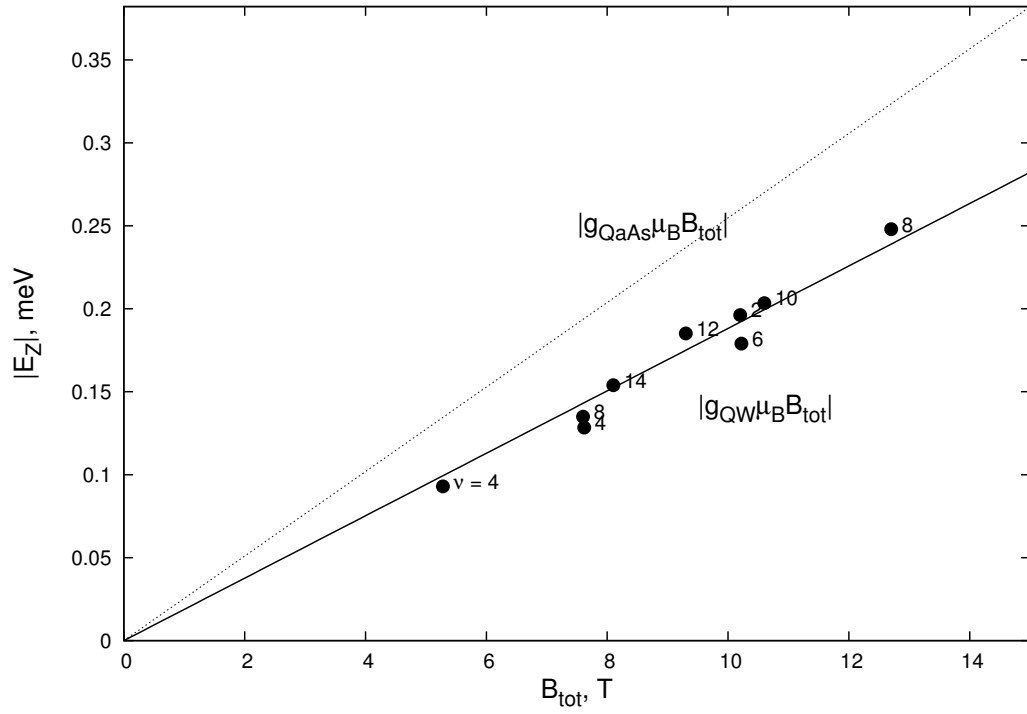


Рис. 7: Зависимость зеемановской энергии от полного магнитного поля: сравнение расщепления спинового триплета на различных чётных факторах заполнения (180\AA квантовая яма)

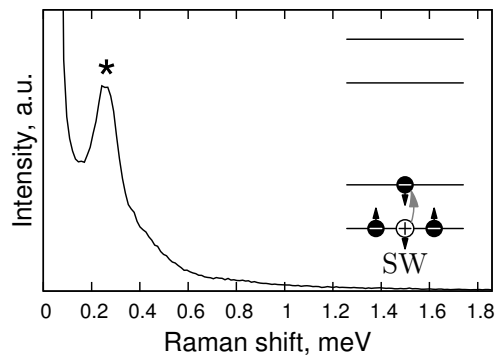


Рис. 8: Спектр НРС спинового экситона на факторе заполнения $\nu < 1$; $B_{\text{tot}} = 14\text{T}$ (200\AA квантовая яма)

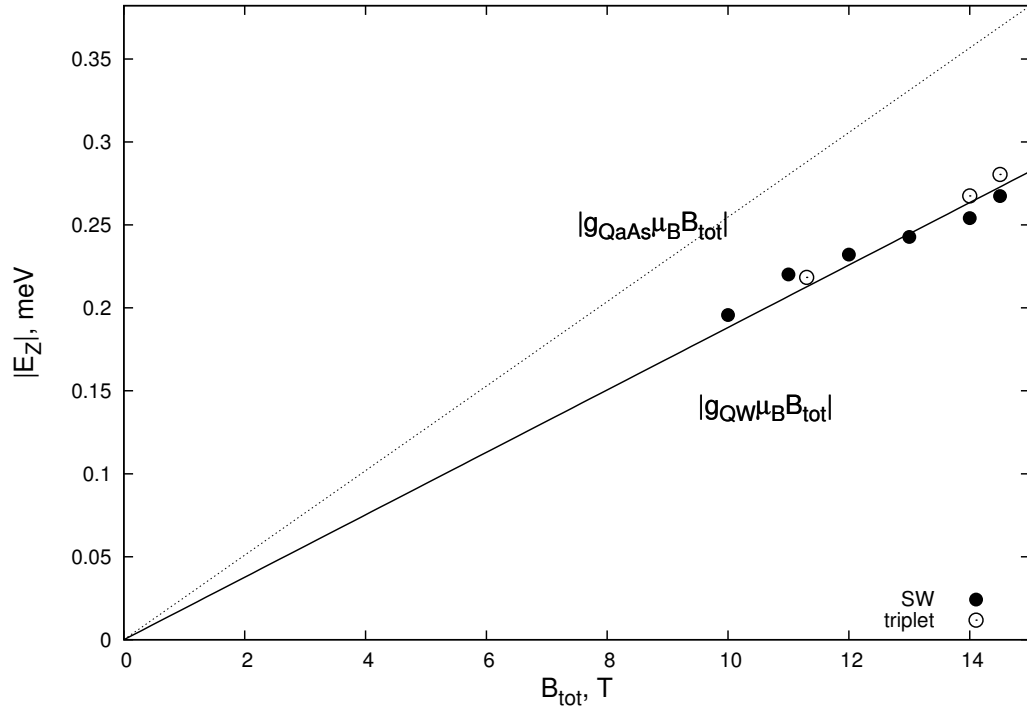


Рис. 9: Зависимость зеемановской энергии от полного магнитного поля: сравнение энергии спинового экситона на факторе заполнения $\nu < 1$ и расщепления спинового триплета на факторе заполнения $\nu = 2$ (200Å квантовая яма)

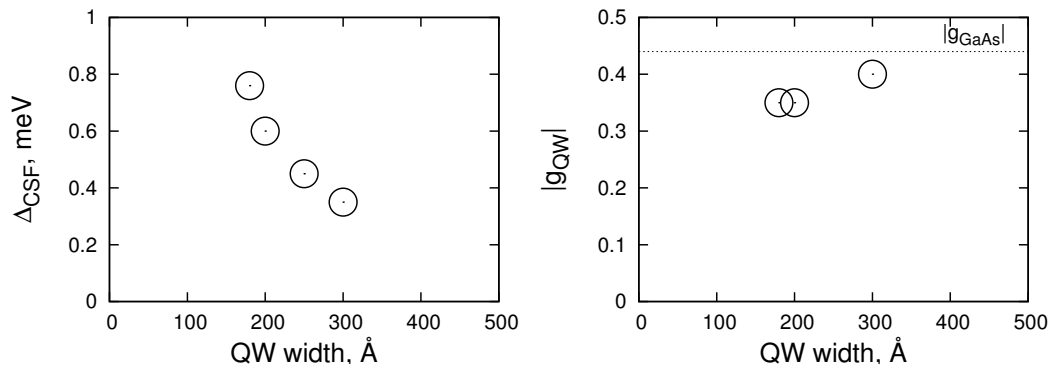


Рис. 10: Зависимости обменного вклада на факторе заполнения $\nu = 2$ и g -фактора электрона от ширины ямы

3.3 Ферромагнитная неустойчивость

Наименьшей энергией на чётных факторах заполнения обладает возбуждение $CSF|+1\rangle$, его энергия меньше циклотронной энергии на величину суммы обменного сдвига и зеемановской энергии. В работе [2] было показано, что величина обменного сдвига не зависит от магнитного поля. В малых перпендикулярных полях эта величина может составлять значительную часть от циклотронной энергии. Можно ожидать, что при некоторой концентрации электронов в системе энергия возбуждения $CSF|+1\rangle$ на чётном факторе заполнения станет равной нулю. Последствием такого события может стать возникновение ферромагнитной неустойчивости, сопровождаемое квантовым фазовым переходом [15] в спин-поляризованное состояние. Управляющим параметром такого перехода является концентрация электронов в системе, при этом перпендикулярная компонента магнитного поля должна выбираться таким образом, чтобы система оставалась в заданном чётном факторе заполнения.

Попытка создать экспериментальные условия, при которых наблюдается появление ферромагнитной неустойчивости, была предпринята в данной работе. Была исследована эволюция спектра НРС циклотронных спиновых возбуждений на факторе заполнения $\nu = 2$ в зависимости от концентрации электронов в системе. Для этого при разных углах наклона образца в фиксированном полном поле 14Т измерялись спектры НРС в зависимости от мощности фотообеднения. Длина волны накачивающего TiSp-лазера выбиралась таким образом, чтобы линии спинового триплета находились в «экситонном резонансе». Фактор заполнения определялся по появлению спиновых триплетов на чётных факторах заполнения, и увеличению интенсивности линии спинового экситона на нечётных факторах заполнения. Зависимость энергии возбуждений на факторе заполнения $\nu = 2$ от интенсивности обедняющего излучения приведена на рис. 11. Горизонтальной прямой показано положение линии спинового экситона, возникающей в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$ (переходы между спиновыми подуровнями нулевого уровня Ландау при $\nu < 2$ и первого уровня при $\nu > 2$ соответственно).

Наименьшая концентрация, при которой на факторе заполнения $\nu = 2$ наблюдался спиновый триплет составила $0.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При дальнейшем уменьшении концентрации произошло исчезновение характерных спектров НРС на чётных факторах

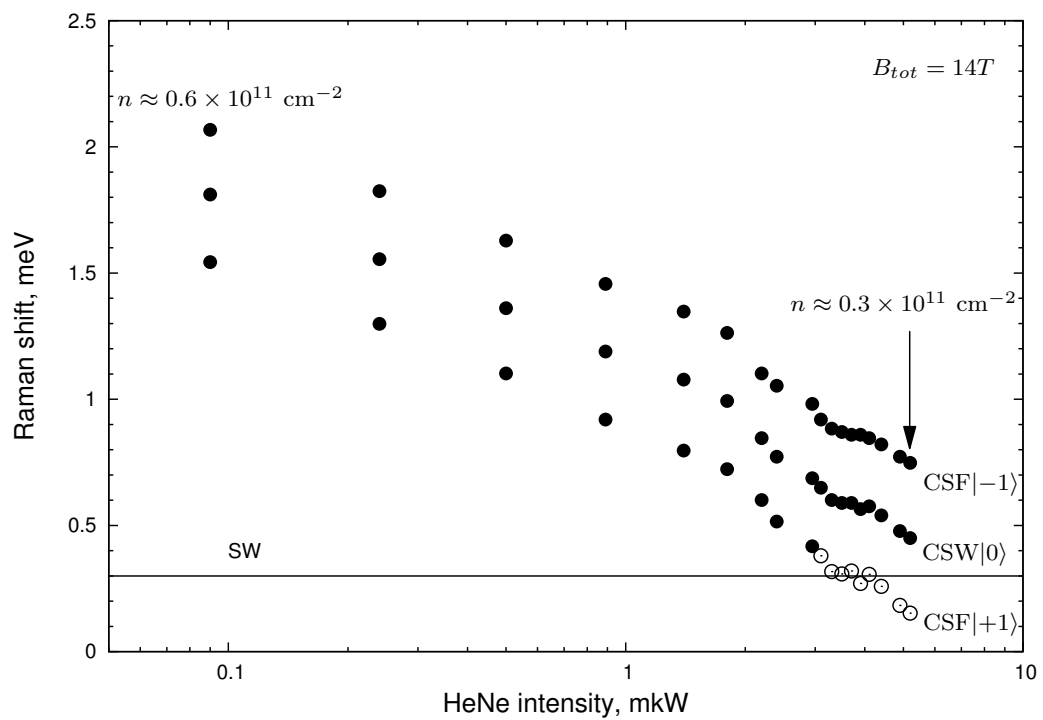


Рис. 11: Зависимость энергии компонент спинового триплета от концентрации на факторе заполнения $\nu = 2$. Белыми точками отмечено положение линии $\text{CSF}|+1\rangle$, полученное по энергиям двух других компонент спинового триплета.

заполнения. Данный эффект предположительно связан с флуктуациями параметра порядка вблизи ферромагнитной неустойчивости. В спектре возбуждений «после перехода», вне зависимости от фактора заполнения, наблюдается линия спинового экситона. При этом измерение циклотронной энергии по внутриволновым Бернштейновским модам показало, что циклотронная энергия в окрестности точки перехода существенно превышает зеемановскую энергию. Таким образом обменное взаимодействие приводит к увеличению критической концентрации при которой происходит переход. Однако есть и эффект, работающий в обратную сторону: электроны, локализованные на остаточных примесях (D^- -комплексы), не участвуют в обменном взаимодействии, что приводит к уменьшению обменного сдвига при малых концентрациях. Одной из экспериментальных проблем возникающих при работе со столь малыми электронными концентрациями является невозможность точного измерения последней. В рассмотренном случае оценка концентрации была проведена по известной величине обменной поправки и из калибровки фотообеднения по спектрам магнитолюминесценции.

Заключение

Методом неупругого рассеяния света были исследованы возбуждения на четных факторах заполнения. Было показано, что величина обменного сдвига обратно пропорциональна фактору заполнения, $\Delta_{CSF} \sim 1/\nu$.

В узких квантовых ямах был обнаружен эффект гигантского экситонного усиления исследуемых линий неупругого рассеяния света, связанный с экситонной природой возникающих промежуточных состояний.

В пределе малых электронных концентраций (малых перпендикулярных полей) были получены спектры неупругого рассеяния света циклотронных спиновых возбуждениях в спин-неполяризованном состоянии КЭХ $\nu = 2$. Была достигнута критическая концентрация электронов, ниже которой исчезают характерные спектры неупругого рассеяния света на факторе заполнения $\nu = 2$. Данный эффект предположительно связан с появлением в системе неустойчивости по отношению к ферромагнитному упорядочиванию.

Благодарности

С удовольствием выражаю благодарность моему научному руководителю Л.В. Кулику за выбор интересной темы для исследования, за долгие и плодотворные дискуссии. В.И. Кукушкину за всестороннюю поддержку. В.Е. Кирпичеву за помощь на различных этапах эксперимента. Глубоко признателен всему коллективу ЛНЭП ИФТТ РАН за теплое отношение и деловую атмосферу.

Список литературы

1. R.E. Prange and S. Girvin. *The Quantum Hall Effect*. Springer New York, 1987.
2. 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(7):073304, 2005.
3. Walter Kohn. Cyclotron resonance and de Haas-van Alphen oscillations of an interacting electron gas. *Phys. Rev.*, 123(4):1242–1244, Aug 1961.
4. C. Kallin and B. I. Halperin. Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 30(10):5655–5668, Nov 1984.
5. A.B.Dzyubenko and Yu.E.Loikov. *Sov.Phys.SolidState*, 25(874), 1983.
6. S.V.Iordanskii S.Dickmann. *JETP*, 83(128), 1996.
7. S. Dickmann. Activation energy in a quantum Hall ferromagnet and non-Hartree-Fock skyrmions. *Phys. Rev. B*, 65(19):195310, May 2002.
8. S. Dickmann and I. V. Kukushkin. Zero-momentum cyclotron spin-flip mode in a spin-unpolarized quantum Hall system. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 71(24):241310, 2005.
9. Tsuneya Ando, Alan B. Fowler, and Frank Stern. Electronic properties of two-dimensional systems. *Rev. Mod. Phys.*, 54(2):437–672, Apr 1982.
10. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog, V. E. Kirpichev, and B. N. Shepel. Reduction of the electron density in GaAs – Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions by continuous photoexcitation. *Phys. Rev. B*, 40(6):4179–4182, Aug 1989.
11. I.V.Kukushkin and V.B.Timofeev. Magneto-optics of strongly correlated two-dimensional electrons in single heterojunctions. *Adv.Phys.*, 45:147–242, Jun 1996.
12. David Richards. Inelastic light scattering from inter-Landau level excitations in a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 61(11):7517–7525, Mar 2000.

13. M. Cardona. *Light Scattering in Solids*. Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, 1975.
14. Achintya K. Ganguly and Joseph L. Birman. Theory of lattice raman scattering in insulators. *Phys. Rev.*, 162(3):806–816, Oct 1967.
15. Subir Sachdev. *Quantum Phase Transitions*. Cambridge University Press, 1999.