

Рис. 1.1: Зонная структура GaAs вблизи центра зоны Бриллюэна и схема переходов на основе рис. из работы [28]. Стрелки, направленные вверх, - возбуждение в зону проводимости (с) из подзон тяжелых дырок hh, легких дырок lh и спин-отщепленной sh. Стрелки, направленные вниз, - рекомбинация зона-акцептор (A).

анизотропия распределения по импульсам и корреляция между спином и квазиимпульсом, возникающие в точке возбуждения. Поэтому максимальная степень циркулярной поляризации ГФЛ может превышать значение 0.25 [28].

1.2 Метод неупругого рассеяния света с переворотом спина

Неупругое рассеяние света (НРС) - процесс, в ходе которого уничтожается квант падающего излучения и рождается квант рассеянного излучения, с изменением частоты. Такой процесс происходит с рождением (стоксов процесс) или уничтожением возбуждения в кристалле (антистоксов процесс). При этом в спектре рассеянного излучения рядом с лазерной линией появляются линии-спутники, которых не было в спектре падающего излучения, сдвинутые на энергию возбуждения в область меньших (в случае стоксова процесса) или больших энергий (в случае антистоксова процесса). Рассеяние света в твердом теле может происходить, например, на фононах, свободных и связанных носителях заряда, магнонах, поляритонах [40].

Отличие неупругого рассеяния света от ФЛ состоит в том, что при этом система не переходит в возбужденное состояние на конечные промежутки времени,

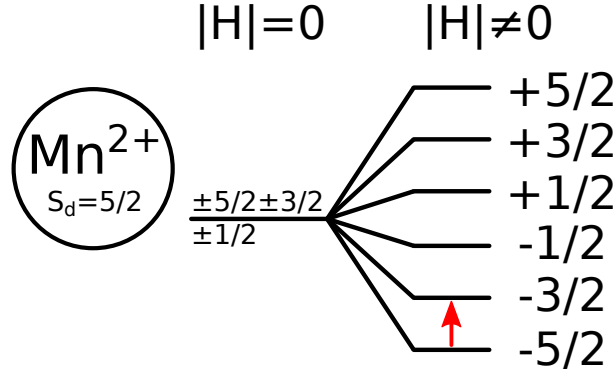


Рис. 1.2: Иллюстрация, объясняющая происхождение величины энергетического сдвига линии $1\Delta_d$. При фотовозбуждении рождается электронно-дырочная пара, она рекомбинирует, передавая часть энергии на возбуждение иону Mn^{2+} (с полным моментом $S_d = 5/2$) из состояния $-5/2$ в состояние $-3/2$, эту разницу мы и видим в виде линии в спектре неупругого рассеяния.

ным $ng_d\mu_B B$, где $g_d = 2.02 \pm 0.01$, а n менялась от 2 в умеренно легированных образцах (концентрация $n_{Mn} = 0.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) до 5 в высоколегированных ($n_{Mn} = 3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Линия $1\Delta_d$ была отнесена к перевороту спина d-электрона одного иона Mn^{2+} $\Delta S_d = 1(-5/2 \rightarrow -3/2)$ в результате флип-стоп процесса, анизотропного обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория между дыркой в экситоне и ионом Mn^{2+} (см. рис. 1.2). Поскольку возможность формирования комплекса $A^{\cdot}X$ крайне мала в GaAs:Mn (согласно оценкам Н.В. Веев и Е.В. Williams в [43]), линии $n\Delta_d$ были объяснены переворотами спинов (переходами $-5/2 \rightarrow -3/2$ в стоксовой области) в d-оболочках до 5 ионов Mn^{2+} (в образцах с наибольшим легированием), находящихся вблизи комплекса A^0X (т.е., комплексом $A^0X - nMn^{2+}$ — ионы, где n принимает значение от 1 до 5 в случае 5-й линии).

Метод НРСПС позволяет также измерить константу p-d обменного взаимодействия между 3d-электронами и связанной на Mn дыркой в нейтральном акцепторе $Mn^{2+} + \text{дырка}$ [44], расщепление подуровней во внешнем магнитном поле, внешней деформации, внутренних случайных полях [45, 46].

Простейший случай перехода между подуровнями $F=1$ нейтрального акцептора $Mn^{2+} + \text{дырка}$ с проекциями углового момента $m_F = -1$ и $m_F = +1$ (т.е., $F_1^{-1} \rightarrow F_1^{+1}$) в отсутствие случайных полей и внешней деформации и наличии внешнего магнитного поля (расщепление, вызванное магнитным полем, больше расщепления, вызванного случайными полями) в геометрии Фарадея обратного рассеяния показан на рис. 1.3. Возбуждающий σ^+ фотон распространяется

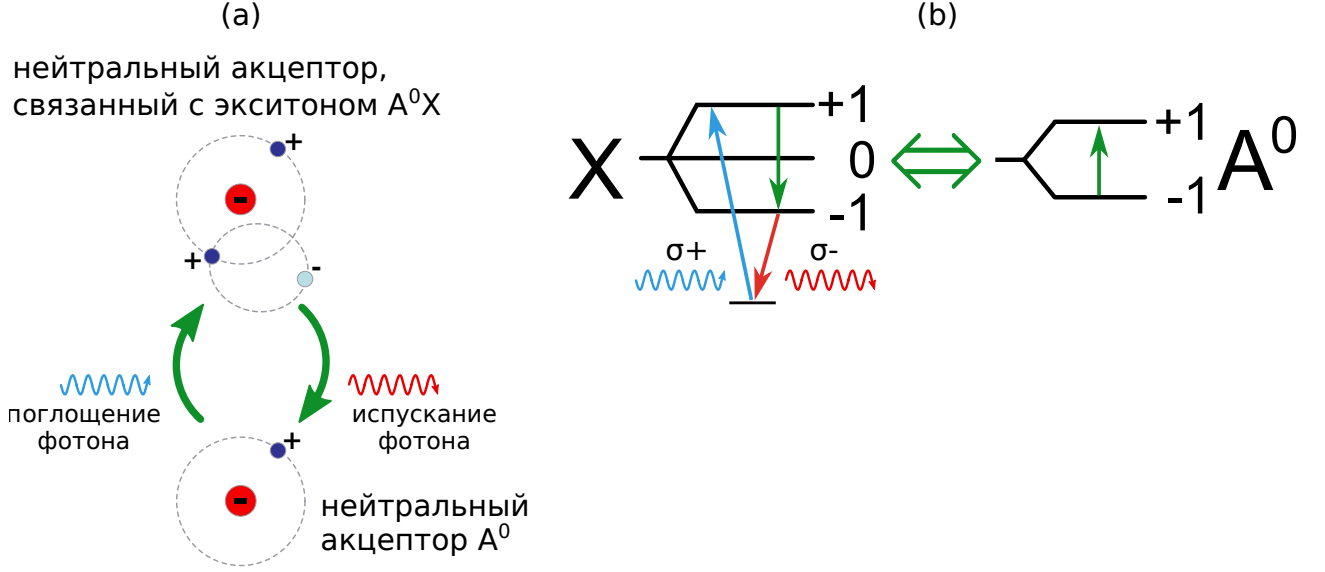


Рис. 1.3: : Неупругое рассеяние света с переворотом спина на нейтральном акцепторе. Зеленая двунаправленная стрелка означает обменное и диполь-дипольное взаимодействие.

вдоль направления магнитного поля $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{B}$ и создает промежуточное состояние — комплекс A^0X , экситон, связанный на нейтральном акцепторе. Для σ^+ возбуждения полная проекция углового момента экситона составляет $+1$, при этом проекция углового момента дырки в экситоне $+3/2$, а электрона в экситоне $-1/2$. Обменное взаимодействие между нейтральным акцептором A^0 и экситоном X приводит к взаимному перевороту их спинов с сохранением полного углового момента. При этом полный угловой момент экситона становится равным -1 , а для нейтрального акцептора он изменяется на $+2$. На следующем шаге экситон может излучательно рекомбинировать с испусканием σ^- фотона. Закон сохранения энергии выполняется для начального (нейтральный акцептор в состоянии F_1^{-1} и σ^+ -поляризованный фотон) и конечного (нейтральный акцептор в состоянии F_1^{+1} и σ^- -поляризованный фотон) состояний, изменение энергии фотона равно разнице в энергии между уровнями F_1^{-1} и F_1^{+1} . В данном случае, энергия излученного фотона составляет $\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 - 2\mu_B g_{F=1} B$, он оказывается смещенным в стоксову область.

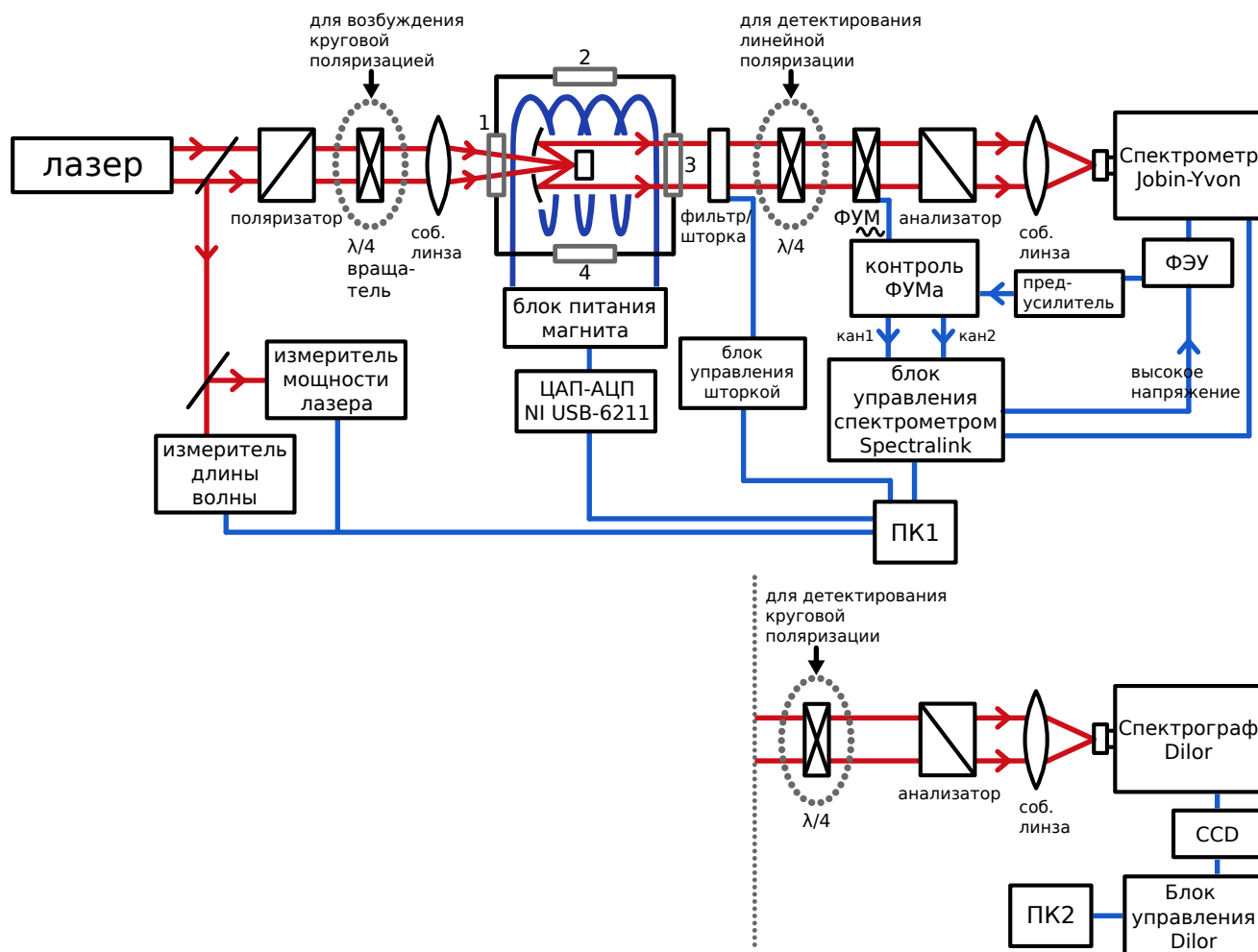


Рис. 1.4: Схема экспериментальной установки. Красным цветом показан ход световых лучей, синим - обмен данными и подача электрического напряжения.

1.3 Экспериментальная установка

1.3.1 Блок-схема

На рисунке 1.4 сверху представлена схема экспериментальной установки (в качестве детектора используется Фото-Электронный Умножитель, ФЭУ). Красными стрелками обозначен ход оптических лучей. Синими стрелками передача электрических импульсов и данных.

В качестве источников оптического возбуждения использовались лазерные линии He-Ne, Ar^+ и Kr^+ лазеров, а также перестраиваемый TiSa лазер, возбуждаемый лазером накачки Sprout. Плотность накачки на образце составляла $P \sim 5 \div 200 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Для установки длины волны, генерируемой TiSa лазером, использовался измеритель длины волны лазера, в качестве которого использовался мини-

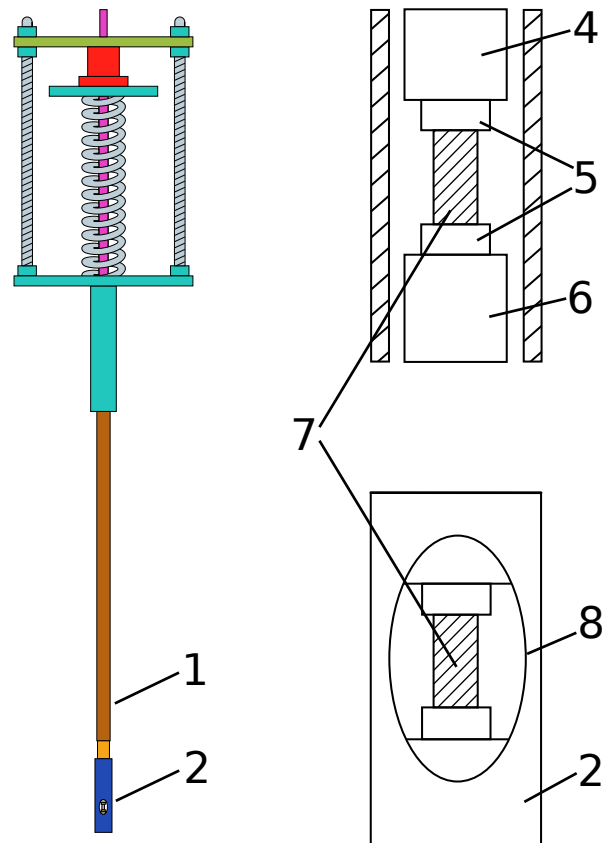


Рис. 1.5: Конструкция держателя. Схематически изображена конструкция втулки. 1 – основание; 2 – втулка; 3- калиброванная пружина; 4- верхняя часть “наковальни”; 5- свинец; 6- нижняя часть “наковальни”; 7- образец; 8- отверстие для доступа к образцу.

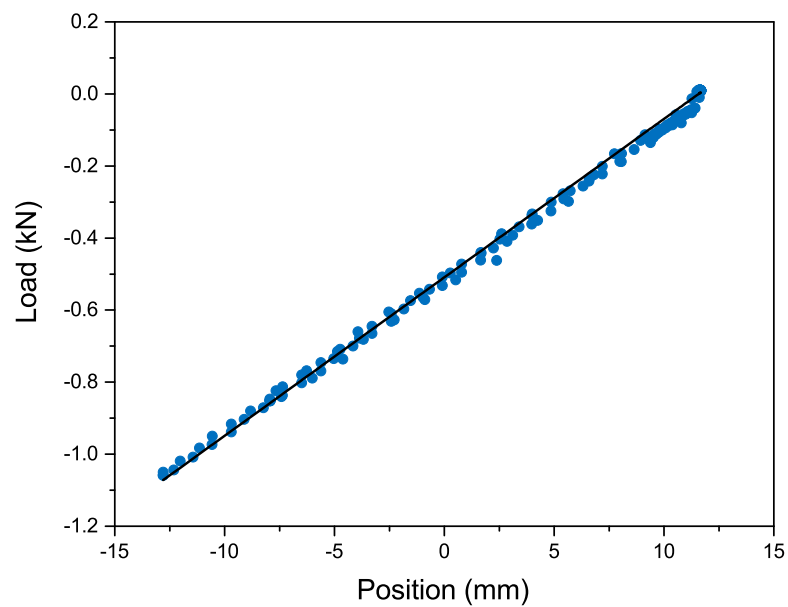


Рис. 1.6: Калибровочная кривая пружины держателя.

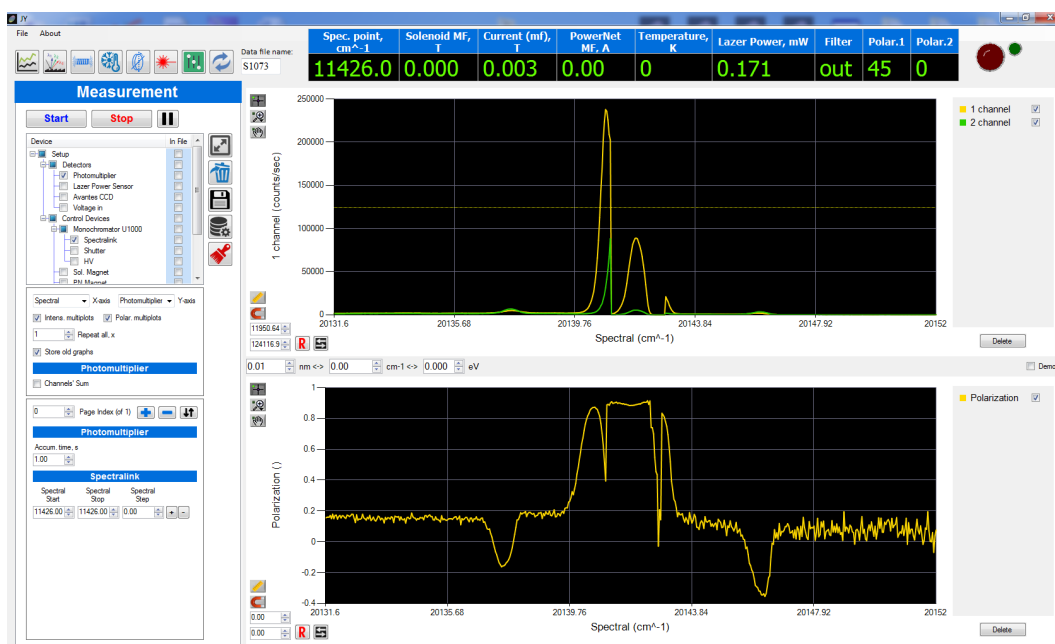


Рис. 1.7: Интерфейс программы, управляющей 1 установкой.

1.3.3 Автоматизация эксперимента

Для проведения эксперимента на 1 установке со спектрометром Jobin-Yvon U1000 был написан программный код на языке C# для подключения оборудования и контроля параметров установки, в т.ч.:

- 1) длины волны монохроматора
- 2) ускоряющего напряжения на ФЭУ и сигнала с него.
- 3) получения текущей длины волны лазера с измерителя длины волны фирмы Thorlabs.
- 4) установки и считывания величины магнитного поля в криостате.
- 5) установки и считывания температуры в криостате
- 6) управления моторизованным вращателем для возбуждения циркулярно поляризованным светом
- 7) управления моторизованным вращателем для установки/изъятия фильтра

Интерфейс программы представлен на рисунке 1.7. Программа позволяет предварительно задать цепочку статических точек измерений, в каждой точке параметры эксперимента. Задание точек разделено на независимые «страницы», на каждой «странице» задаётся последовательность вложенных циклов, в каждом из которых меняется значение отдельного параметра. Последователь-

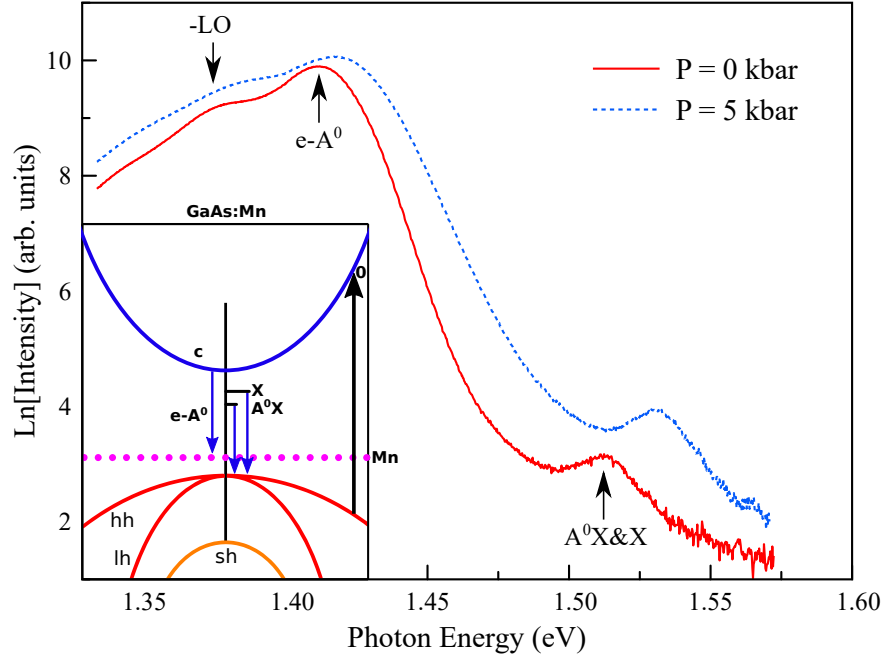


Рис. 2.2: Спектр краевой ФЛ образца в отсутствии (красная кривая) и при приложении внешней одноосной деформации $P = 5$ кбар (синяя кривая). Левая вставка: схема, демонстрирующая происхождение переходов, наблюдаемых в виде линий в спектрах краевой ФЛ. Стрелка “ $e - A^0$ ” соответствует излучательной рекомбинации электронов зоны проводимости с дырками, связанными с нейтральными акцепторами Mn. Стрелка “ $-LO$ ” соответствует фоновому повторению этой линии. Стрелка “ $A^0X \& X$ ” соответствует излучательной рекомбинации экситона, связанного с нейтральным акцептором Mn (A^0X), а также свободного экситона (X), соответственно. Спектр КФЛ получен при нерезонансном возбуждении линией He-Ne лазера с энергией 1.96 эВ при температуре образца $T = 4K$.

деформации приводит к синему смещению обеих полос, $e - A^0_{Mn}$ и объединенной X и $A^0_{Mn}X$, см. синюю кривую (полученную при $P = 5$ кбар). Зависимость положения экситонной полосы от внешней одноосной деформации показана на рис. 2.3, энергия её максимума смещается при увеличении деформации с $P = 0$ до $P = 5$ кбар на +15 мэВ.

Стоксова часть спектра, полученная при резонансном возбуждении полосы люминесценции экситонов, связанных с нейтральными акцепторами Mn ($A^0_{Mn}X$), на энергии $E_{exc} = 1.514$ эВ, показана на рис. 2.4(а). Она содержит резкую асимметричную линию НРС, которая смещена на $\Delta_{F_1-F_1} = 0.7$ мэВ от лазерной линии (положение которой соответствует нулевому сдвигу НРС), и широкую линию на $\Delta_{F_1-F_2} = 4.4$ мэВ. Линия $\Delta_{F_1-F_2}$ соответствует переходу внутри комплекса A^0_{Mn} между состояниями $F = 1$ и $F = 2$, линия $\Delta_{F_1-F_1}$ происходит из перехода между состояниями с проекциями $m_F = 0$ и $|m_F| = 1$

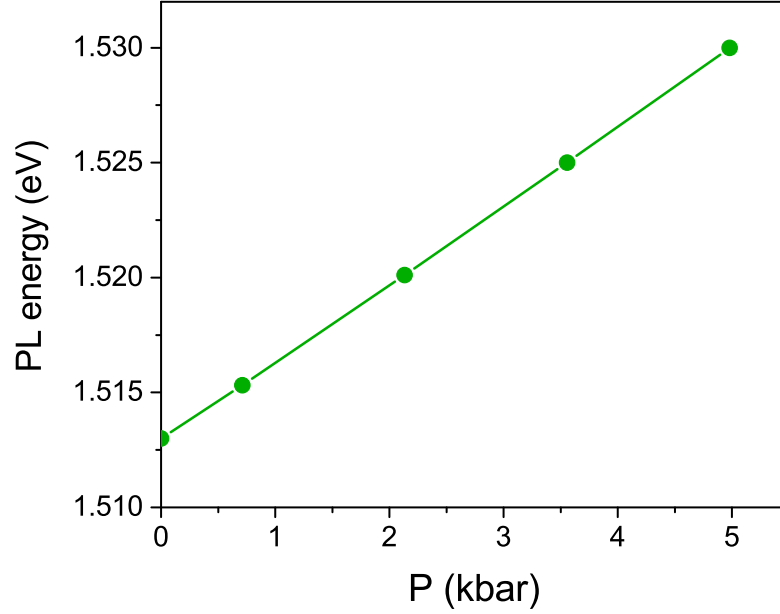


Рис. 2.3: Зависимость энергетического положения объединенной полосы краевой ФЛ A_{Mn}^0X (из рис. 2.2) от внешней одноосной сжимающей деформации.

($\Delta m_F = \pm 1$) основного состояния нейтрального акцептора Mn с $F = 1$, расщепленного из-за наличия локального поля в месте расположения иона Mn [41].

Чтобы доказать это, мы исследовали влияние приложенной одноосной деформации на линии НРС. На рис. 2.4(b) спектр НРС, измеренный в отсутствие деформации (красная кривая, “А”), сравнивается со спектрами НРС, полученными при различных значениях $P > 0$. Для каждого значения приложенной одноосной деформации спектр НРС был измерен при резонансном возбуждении полосы ФЛ A_{Mn}^0X . Линия НРС $\Delta_{F_1-F_1}$ становится уже, и её интенсивность увеличивается, с увеличением приложенной деформации. Более того, её поляризационные свойства меняются: в то время как при $P = 0$ она слабо поляризована, с увеличением деформации она становится сильно линейно поляризованной. Интенсивность в скрещенной поляризации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ заметно больше, чем в параллельной поляризации $x(\pi, \pi)\bar{x}$, что видно из рис. 2.4 (с). Более того, сдвиг этой линии НРС показывает слабую, но немонотонную зависимость от деформации, см. красные сплошные круги (отмеченные “1”) на рис. 2.5.

Приложение внешней одноосной деформации приводит также к расщеплению широкой линии НРС $\Delta_{F_1-F_2}$ на три узкие линии. Они отмечены синими символами (круг, пустой треугольник, заполненный треугольник) на рис. 2.4(b) и 2.4(c). Линии 3 и 6 наблюдаются в скрещенной поляризационной кон-

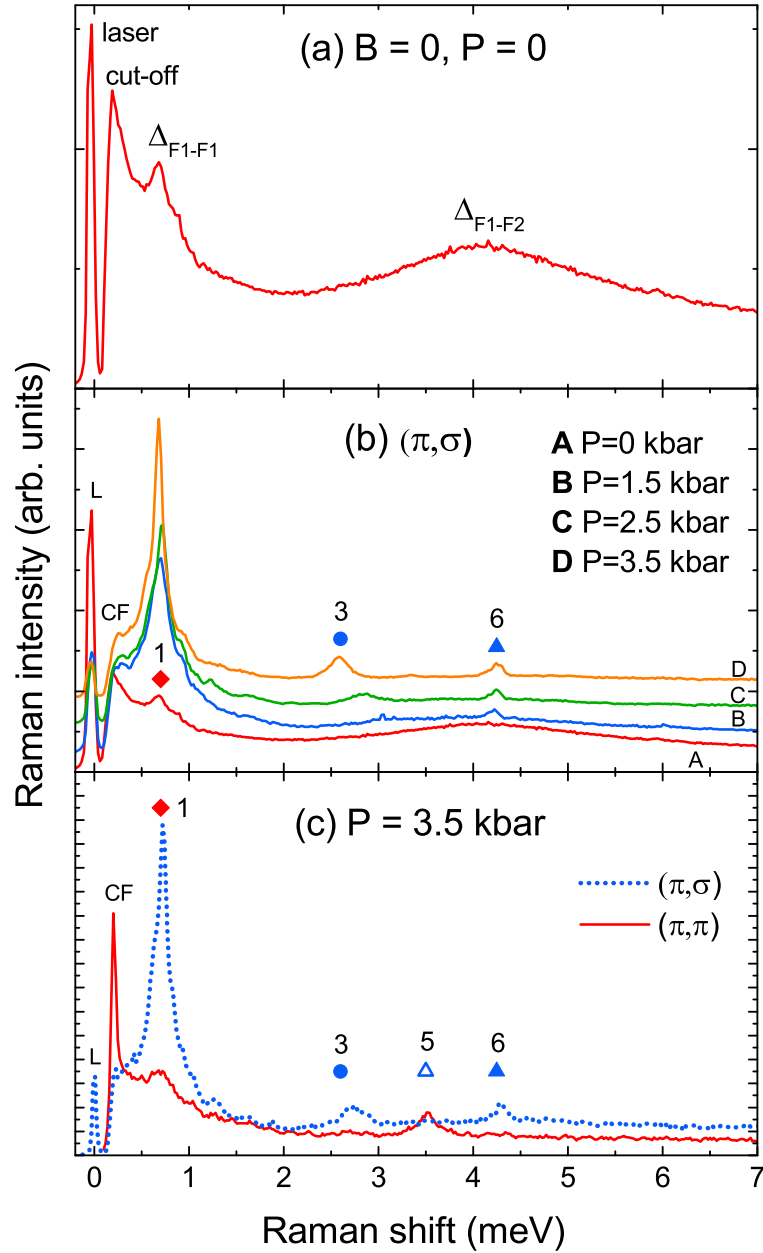


Рис. 2.4: (а) Спектр НРС для акцептора Mn, полученный в скрещенной поляризационной конфигурации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ при $T = 4K$ в нулевом магнитном поле $B = 0T$ в отсутствии внешней деформации. Лазерная линия отмечена “laser”, отсечка, связанная с использованием фильтра на линии лазера, обозначена “cut-off”. Как Δ_{F1-F1} обозначена линия, связанная с переходами между мультиплетами состояния $F = 1$, Δ_{F1-F2} обозначена линия, связанная с переходами между состояниями с полным угловым моментом $F = 1$ и $F = 2$, подробности см. ниже в тексте. (b) Спектр НРС акцептора Mn, полученный в скрещенной поляризационной конфигурации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ при $T = 4K$ при $B = 0T$ и различных значениях деформации. (c) Сравнение спектров НРС, полученных в скрещенной поляризационной конфигурации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ (синяя кривая) и параллельной конфигурации $x(\pi, \pi)\bar{x}$ (красная кривая) при $T = 4K, B = 0T, P = 3.5$ кбар.

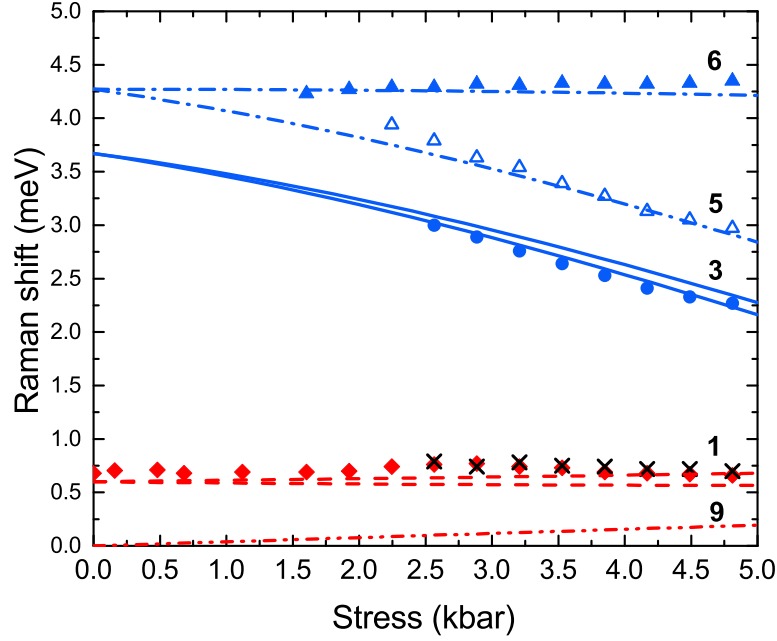


Рис. 2.5: Энергетические сдвиги линий НРС, измеренные в скрещенной поляризационной конфигурации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ (закрашенные символы 1, 3, 6) и параллельной конфигурации $x(\pi, \pi)\bar{x}$ (пустые символы 5), в зависимости от внешней одноосной деформации, приложенной вдоль оси [111]. $T = 4\text{K}$, $B = 0\text{T}$. Величина ошибки не превосходит размера символа. Кривыми показаны результаты теоретической аппроксимации, подробности см. ниже в тексте.

фигурации $x(\pi, \sigma)\bar{x}$, в то время как третья линия (5) активна в параллельной поляризационной конфигурации $x(\pi, \pi)\bar{x}$. Зависимость энергетического сдвига каждой линии от приложенной одноосной деформации показана на рис. 2.5. Линии НРС 3 и 5 показывают уменьшение их энергетических сдвигов со сходным наклоном при увеличении внешней деформации. Сдвиг линии 6 не чувствителен к величине деформации внутри образца. Приложение внешней одноосной деформации приводит к расщеплению состояния нейтрального акцептора $\text{Mn } F = 1$ на два ($m_F = 0, \pm 1$), а состояния $F = 2$ на три ($m_F = 0, \pm 1, \pm 2$) мультиплета. При этом мультиплеты характеризуются проекцией полного углового момента (m_F) на направление внешней одноосной деформации.

Приложение внешнего магнитного поля приводит к снятию двукратного вырождения мультиплетов с ненулевой проекцией полного углового момента. Соответственно, мы прикладываем внешнее магнитное поле, чтобы определить происхождение линий НРСПС. На рис. 2.6 представлен спектр циркулярно поляризованного НРСПС, измеренный в магнитном поле $B = 5\text{ T}$, для образца, к которому приложена сжимающая деформация $P = 4.8\text{ кбар}$. Энергетический сдвиг экситонной полосы ФЛ по сравнению с её шириной при изменении вели-

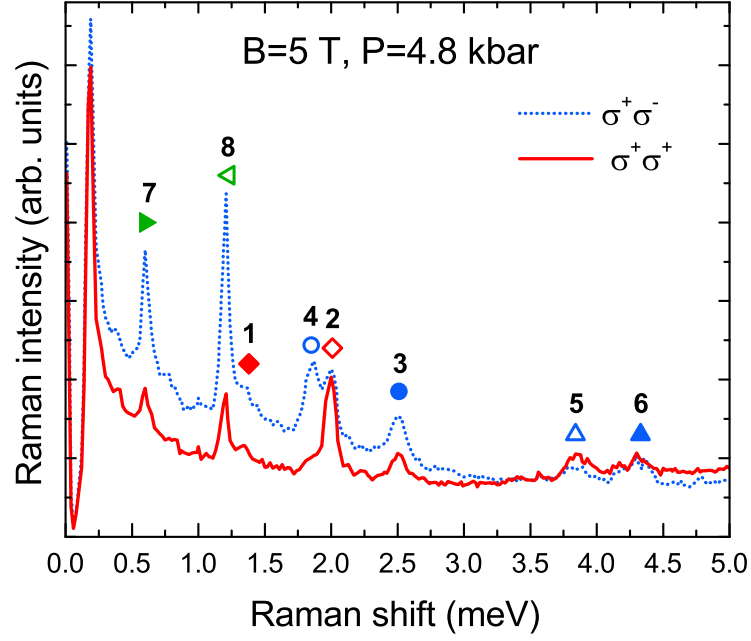


Рис. 2.6: Спектры НРСПС, измеренные при $B = 5T$ в поляризации $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$ (точечная кривая) и в поляризации $x(\sigma^+, \sigma^+)\bar{x}$ (сплошная кривая) при $T = 4K$, $P = 4.8$ кбар. Значение переходов, связанных с наблюдаемыми линиями 1,...,8, смотрите ниже в тексте.

чины внешнего магнитного поля пренебрежимо мал. Поэтому спектры НРСПС были получены при резонансном возбуждении линией Ti-Sa лазера полосы ФЛ A^0X , полученной при данном значении внешней одноосной деформации в нулевом магнитном поле.

Энергетические сдвиги линий, отмеченных 7 и 8, линейно изменяются с изменением величины магнитного поля и при $B = 0$ Т стремятся к нулю, как видно из рисунка 2.7. Зависимости этих линий от магнитного поля можно представить, соответственно, как $E_7 = g_d\mu_B B$ и $E_8 = 2g_d\mu_B B$, где μ_B - магнетон Бора, а $g_d = 2.02 \pm 0.02$. Поскольку значение g-фактора и поляризационные характеристики согласуются со значениями, полученными методом НРСПС в [41] ($g_d = 2.02$) и ЭПР в [50] ($g_d = 2.00$) для ионизованных акцепторов Mn^{2+} , мы делаем вывод, что происхождение этих низкоэнергетических линий НРСПС связано с переворотами спинов 3d-электронов во внутренней оболочке Mn^{2+} . Подробно происхождение этих линий рассматривалось в работе [41], где был сделан вывод, что эти линии соответствуют переходам электронов внутри внешней $3d^5$ оболочки иона Mn^{2+} (A^-) в результате взаимодействия с экситонами, связанными с соседними нейтральными акцепторами Mn (A^0), с испусканием

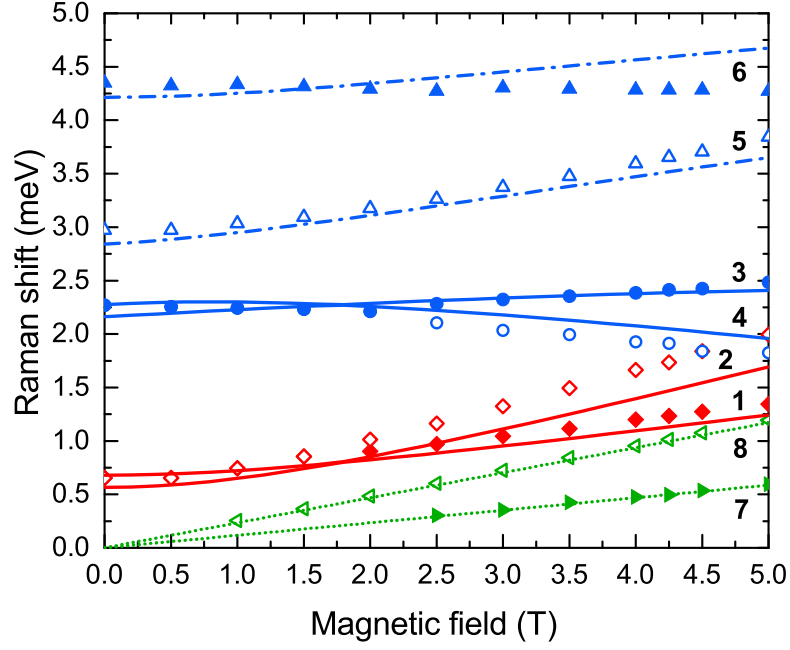


Рис. 2.7: Зависимость от магнитного поля энергетических сдвигов линий НРСПС в поляризационной конфигурации $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$ при $T = 4K$, $P = 4.8$ кбар. Экспериментальные данные показаны символами, кривые - результат теоретической аппроксимации.

фотона. При этом вероятность формирования комплексов A^-X в нашем случае мала, согласно работе [43].

Линии 1 и 2 в спектре НРСПС на рисунках 2.6 и 2.7 имеют энергетические сдвиги 1.38 мэВ и 2.01 мэВ, соответственно, при $B = 5$ Т. Их энергетические сдвиги меняются линейно в больших магнитных полях и могут быть описаны как $E_1 = g_{F=1}\mu_B B$ и $E_2 = 2g_{F=1}\mu_B B$, где $g_{F=1} = 2.74 \pm 0.03$. С уменьшением внешнего магнитного поля их энергетические сдвиги экстраполируются к одной и той же величине $\Delta_{F_1-F_1}$. Происхождение этих линий связано с переходами между подуровнями основного состояния нейтрального акцептора A_{Mn}^0 $F = 1$, которое расщепляется внешней одноосной деформацией и магнитным полем на состояния F_1^0 , F_1^{-1} , F_1^{+1} [50, 41].

Энергетические сдвиги линий НРСПС 3, 5 и 6 увеличиваются, а энергетический сдвиг линии 4 уменьшается с увеличением магнитного поля. Линии 3 и 4 проявляются преимущественно в скрещенной циркулярной поляризации. Линии 5 и 6 не показывают какой-либо заметной зависимости от поляризационной конфигурации эксперимента. Происхождение этих линий не ясно, поэтому их идентификация требует подробного теоретического моделирования.

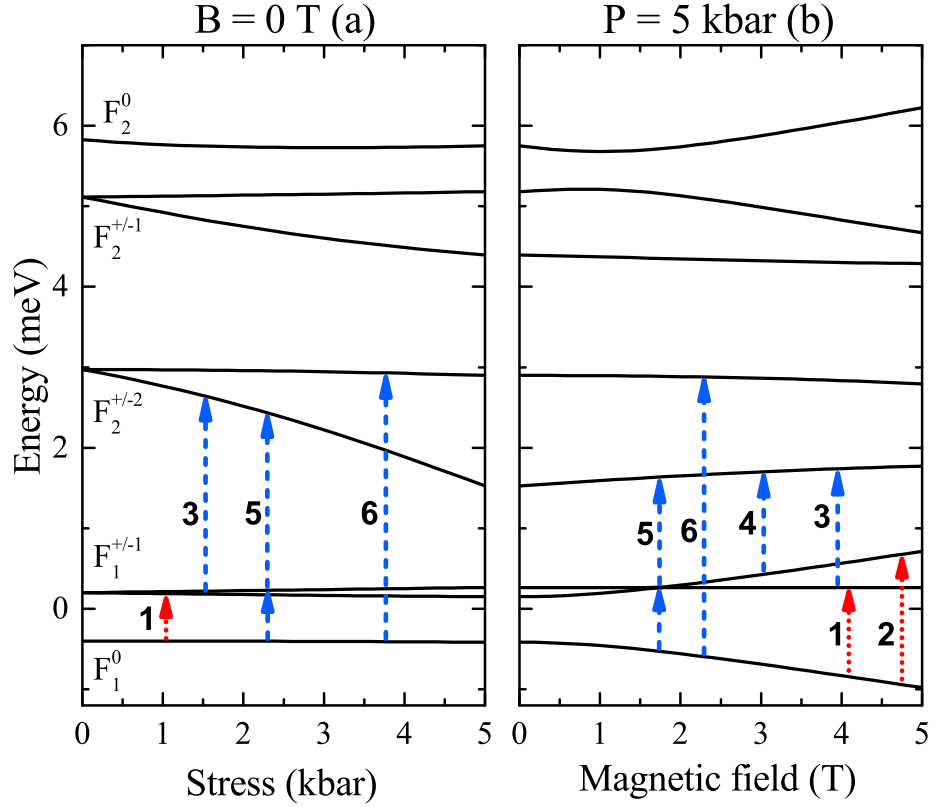


Рис. 2.8: Теоретически рассчитанные уровни энергии нейтрального акцептора Mn (A_{Mn}^0) для мультиплетов с полным угловым моментом $F = 1$ и $F = 2$ при значении случайного локального поля $\delta = 2$ мэВ, направленного вдоль оси $[001]$. Представлены зависимости уровней энергии нейтрального акцептора Mn (а) от внешней одноосной деформации, приложенной вдоль оси $[111]$, и (б) от магнитного поля, приложенного вдоль оси $[1\bar{1}0]$. Вертикальные стрелки, отмеченные цифрами, соответствуют переходам между мультиплетами с $F = 1$ и $F = 2$, экспериментально наблюдавшимся в спектрах НРСФС. Детали см. в тексте.

$C_{44} = 0.62$ Мбар. Аппроксимация экспериментальных данных дает величину постоянной p-d обменного взаимодействия $A = 2.6$ мэВ ($> \Delta_{F1-F2}$) и значение деформационного потенциала постоянной обменного взаимодействия $A_p = 0.2$ эВ.

Результаты расчетов расщепления энергетических уровней $F = 1$ и $F = 2$ нейтрального акцептора Mn под действием внешней одноосной деформации и при наличии внутренних случайных полей представлены на рис. 2.8(а). Здесь предполагается, что внутренние случайные поля направлены, для примера, вдоль направления $[001]$. Это случайное поле приводит к расщеплению состояния $F = 1$ на мультиплеты F_1^0 и $F_1^{\pm 1}$, а состояния $F = 2$ на мультиплеты F_2^0 , $F_2^{\pm 1}$ и $F_2^{\pm 2}$. Здесь нижний индекс обозначает величину полного углового момента, а верхний индекс - его проекцию на ось квантования (ось $[001]$). Стоит отметить, что порядок и величина расщепления нижнего энергетического

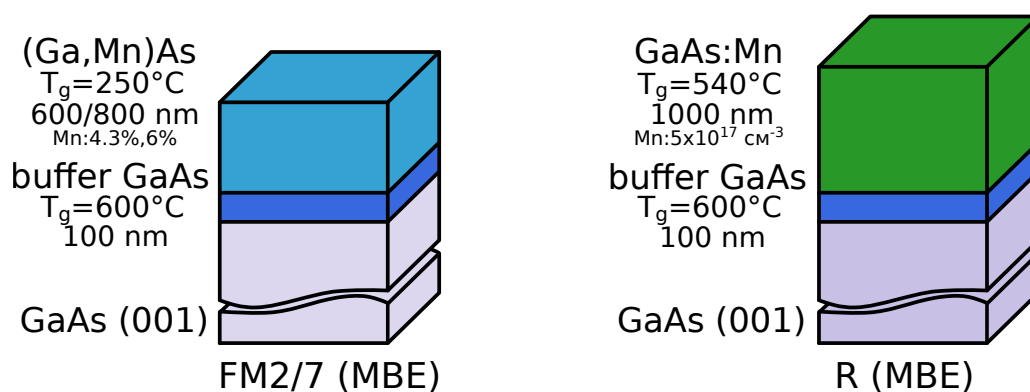


Рис. 3.1: ФМ РМП образцы (FM2, FM7) – слева, Контрольный легированный (R) – справа.

в насыщении. Последний эффект объясняется тем, что деформация приводит к перемешиванию волновых функций дырок, связанных с акцептором Mn (в случае легированного образца) и дырок, расположенных в примесной зоне (в случае РМП). Увеличение энергии одноосной анизотропии с увеличением деформации будет объяснено путем анализа потенциальной энергии намагниченности при одновременном приложении магнитного поля и поля деформации.

Циркулярная поляризация ρ_c рекомбинационного излучения на одиночных центрах измерялась в режиме краевой фотолюминесценции (КФЛ), а в твердом растворе – горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Это связано с тем, что в твёрдых растворах КФЛ сильно подавлена из-за эффективной безызлучательной рекомбинации фотовозбуждённых электронов.

Результаты работы, описанной в данной главе, опубликованы в статье [A1].

3.2 Экспериментальные результаты

Плёнки РМП (Ga,Mn)As толщиной 600 и 800 нм для этого исследования были выращены при температуре 250°C методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (001), покрытых 100 нм буферными слоями GaAs. Содержание Mn в исследованных ферромагнитных (ФМ) РМП образцах составляло $x = 0.043$ (образец FM2) и $x = 0.06$ (образец FM7). Кроме того, 1000-нм легированная Mn плёнка GaAs с $x \sim 10^{-5}$, выращенная при 540°C , использовалась в качестве эталонного образца (R).

Плотность мощности лазера, сфокусированного на образце, варьировалась в диапазоне от 100 до $200 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были по-

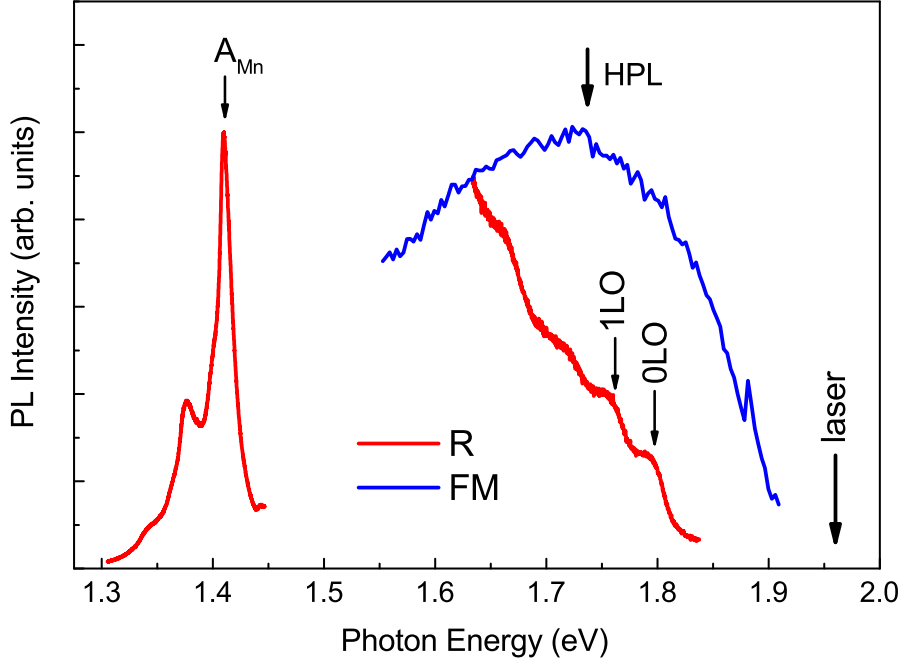


Рис. 3.3: Спектры ФЛ и ГФЛ для легированного образца R, полученные при $T = 4K$ (красная кривая), и спектр ГФЛ для ФМ РМП образца FM2, полученный при $T = 2K$ (синяя кривая). Стрелка "laser" указывает на энергию возбуждения HeNe лазера (1.96 эВ). Стрелка " A_{Mn} " показывает положение линии КФЛ, где были сделаны измерения поляризации ФЛ для образца R. Пик слева от " A_{Mn} " - фонное повторение. Стрелка "HPL" указывает на спектральную точку, где для ФМ образца были измерены поляризационные кривые. Экспериментальные данные получены при линейно поляризованном возбуждении в геометрии Фарадея.

нитного поля, измеренные для трёх различных деформаций для легированного образца (R). Линейно поляризованное возбуждение ФЛ в данном случае использовалось с тем, чтобы исключить спиновую поляризацию электронов, возникающую при оптической накачке циркулярно поляризованным светом. Сплошными линиями на этом рисунке показаны теоретические зависимости, построенные в модели Н.С. Аверкиева и др. [45]. В отсутствии внешней деформации в парамагнитном образце R кривая поляризации, измеренная в пике ФЛ на ширине запрещенной зоны, насыщается при 0.7 в согласии с тем, что предсказывает теория ($\rho_c = 5/7$) [45], когда обменная энергия $|A| > g_1\mu_B B > \delta_1$, где g_1 - g-фактор состояния $F=1$, $\delta_1 = 3/20\delta$ описывает расщепление состояния $F=1$ на подуровни F_1^0 и $F_1^{\pm 1}$ в нулевом магнитном поле, δ - параметр гамильтониана, определяющий величину внутренних случайных полей и вызываемого этими полями расщепления состояний $F = 1, 2, 3, 4$. С увеличением деформации поляризация ФЛ в насыщающем магнитном поле уменьшается, что также находится в согласии с предсказанием теории [45]: экспериментальная кривая

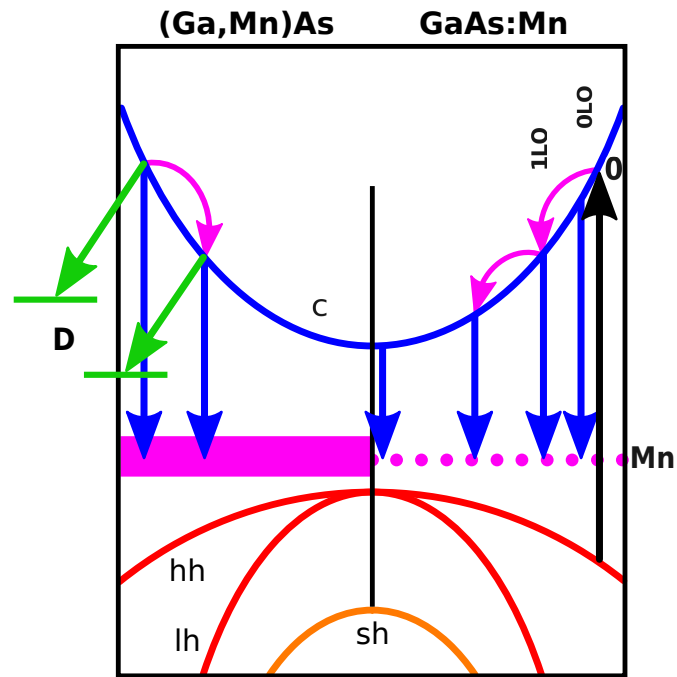


Рис. 3.4: Схема оптических переходов, поясняющая природу ГФЛ в легированном (справа) и РМП (слева) образцах. В легированном случае (правая панель) горячие электроны рекомбинируют (синие стрелки, направленные вниз) с дырками, связанными на акцепторах Mn (пурпурная точечная горизонтальная линия). В случае РМП (левая панель) горячие электроны рекомбинируют с дырками, локализованными в примесной зоне (показана пурпурной заштрихованной областью). Черная стрелка, отмеченная “0” и направленная вверх, описывает процесс перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости (с рождением дырки в валентной зоне) под действием оптического возбуждения He-Ne лазера. Синие стрелки, направленные вниз, описывают процесс рекомбинации электронов из зоны проводимости с дырками, связанными с акцептором Mn (правая панель, GaAs:Mn) или примесной зоной акцептора Mn (левая панель, (Ga,Mn)As). Пурпурные стрелки обозначают энергетическую релаксацию горячих электронов на LO фононах. Зелёными стрелками показаны переходы электронов на центры безызлучательной рекомбинации в РМП («D»)

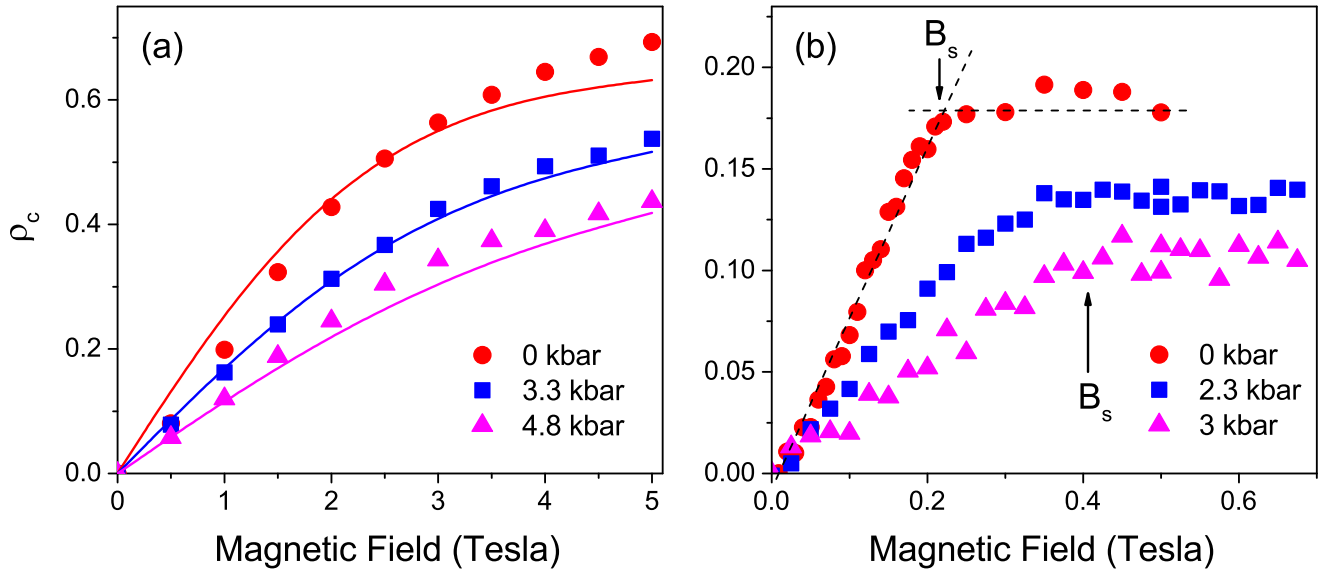


Рис. 3.5: (а) Зависимости поляризации краевой ФЛ от магнитного поля, измеренные на легированном образце (R) для трех различных значений деформаций. Символами показаны экспериментальные данные, сплошными линиями - результат аппроксимации по формуле (3.10). (b) Зависимости поляризации ГФЛ от магнитного поля, измеренные на ФМ РМП образце (FM2) для трех различных значений деформаций. Стрелки, обозначенные B_s , обозначают точки перегиба (см. пересечение пунктирных линии для красных кругов). B_s - внешнее магнитное поле, соответствующее насыщению поляризационной кривой.

(красные точки на рис. 3.5) намагниченности в отсутствие деформации хорошо описывается теоретической зависимостью (красная кривая) согласно выр. (3.10). По мере увеличения одноосной деформации степень циркулярной поляризации в насыщающем магнитном поле уменьшается. Это уменьшение хорошо описывается теоретическими зависимостями, показанными синей и пурпурной кривыми на рис. 3.5 для $P = 3.3$ кбар и $P = 4.8$ кбар, соответственно.

Зависимость круговой поляризации ГФЛ ферромагнитного образца (Ga,Mn)As от магнитного поля для разных деформаций показана на рис. 3.5b. Как и в легированном случае, возбуждение ГФЛ осуществлялось линейно поляризованным светом. В отличие от парамагнитного образца (R) в ФМ образце, как и следовало ожидать, насыщение поляризации наступает уже в малых магнитных полях, а величина поляризации в насыщающем магнитном поле не превышает 0.2, что заметно меньше, чем в ПМ образце. В отсутствие внешней деформации зависимость ρ_c от магнитного поля в ФМ образце идентична той, что наблюдалась в работах [61, 62], т.е. насыщается при $\rho_c \sim 0.2$ в $B_c = 0.2$ Т. Это значение поляризации в насыщении 0.2 также согласуется

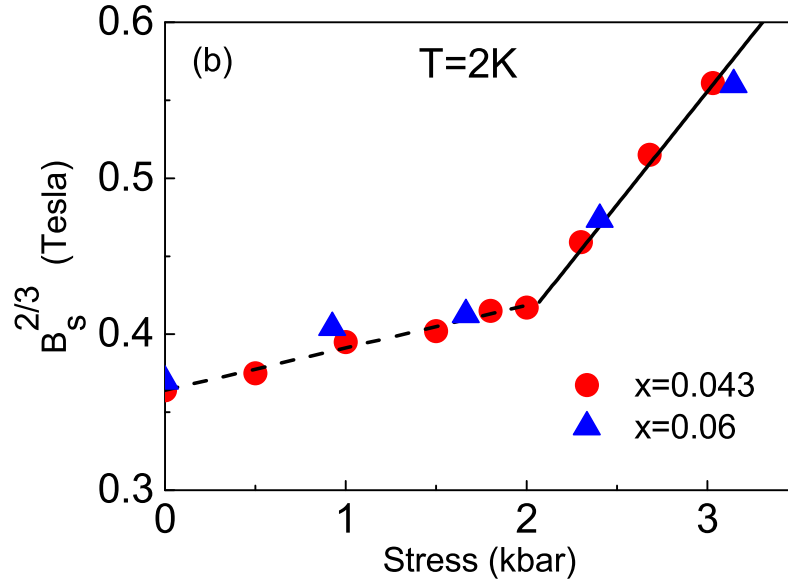


Рис. 3.6: Зависимость $B_s^{2/3}$ от приложенной деформации для ферромагнитных РМП образцов (FM2) (кружки) и (FM7) (треугольники), измеренная при $T = 2K$. Пунктирные и сплошные линии – аппроксимации формулами 3.13 и 3.14 соответственно.

с выводами работы [45], но в предположении, что выполняется следующее неравенство: $|\delta_1| \gg \mu_B g_1 B, kT$.

Такое предположение представляется разумным, поскольку внутренние деформационные поля в выращенном при низких температурах (Ga,Mn)As должны быть заметно больше, чем в GaAs:Mn, выращенном при нормальных условиях. При увеличении деформации наблюдается уменьшение значения поляризации в насыщении, как и в ПМ образце. Особо следует отметить, что с увеличением деформации происходит увеличение насыщающего магнитного поля, т.е. величины магнитного поля, при котором поляризация выходит на плато, отмеченное горизонтальной штриховой линией на рисунке 3.5(b).

Магнитное поле насыщения в ФМ образце определяется как точка, где линейная зависимость поляризации от магнитного поля пересекает наблюдаемое плато поляризации. На рис. 3.6 построена зависимость магнитного поля насыщения от приложенной деформации для двух ФМ образцов с $x = 0.043$ и $x = 0.06$. Видно, что несмотря на заметно разную концентрацию Mn, в этих образцах зависимость величины $B_s^{2/3}$ от деформации ведёт себя схожим образом, т.е. имеет два линейных участка с точкой перегиба в области 2 кбар.

Ниже отдельно рассмотрены случаи легированного образца GaAs:Mn и РМП (Ga,Mn)As.

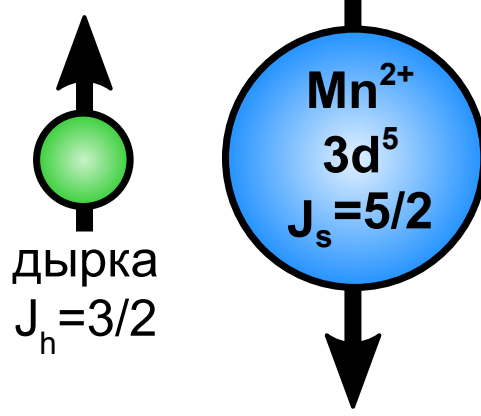


Рис. 3.7: Основное состояние $F = 1$ комплекса $Mn^{2+} + \text{дырка}$.

3.3 Теоретическое моделирование

Случай малых концентраций, GaAs:Mn. При концентрациях марганца порядка 10^{17} см^{-3} взаимодействие примесей друг с другом несущественно и акцептор Mn_{Ga} можно описывать в предположении модели глубокого центра. Но из-за наличия у марганца пяти 3d внутренних валентных электронов возникает обменное взаимодействие между 3d электронами и дыркой, как это было показано в [46]. Гамильтониан обменного взаимодействия между $3d^5$ электронами с полным спином $S = 5/2$ и дырками валентной зоны с $J = 3/2$ [49, 45] можно записать в виде:

$$\hat{H} = -A (\hat{\mathbf{J}}\hat{\mathbf{S}}) , \quad (3.7)$$

где A представляет собой обменный интеграл, $\hat{\mathbf{J}}$ – оператор углового момента дырки, $\hat{\mathbf{S}}$ – оператор спина марганца. В работах [45, 49, 50, 41] было продемонстрировано, что основное состояние $F = 1$ ($\mathbf{F} = \mathbf{S} + \mathbf{J}$) получается из антиферромагнитного обменного взаимодействия дырки с $3d^5$ электронами Mn (т.е. $A < 0$ в (1)). Последнее также объясняет противоположный знак степени циркулярной поляризации во внешнем магнитном поле при рекомбинации дырки на Mn_{Ga} , по сравнению с обычным мелким акцептором в GaAs (типа Zn [49]).

Качественно увеличение степени поляризации с ростом магнитного поля, что наблюдается на зависимостях на рис. 3.5(а), можно объяснить увеличением зеемановского расщепления уровня $F=1$ акцептора Mn. При зеемановском рас-

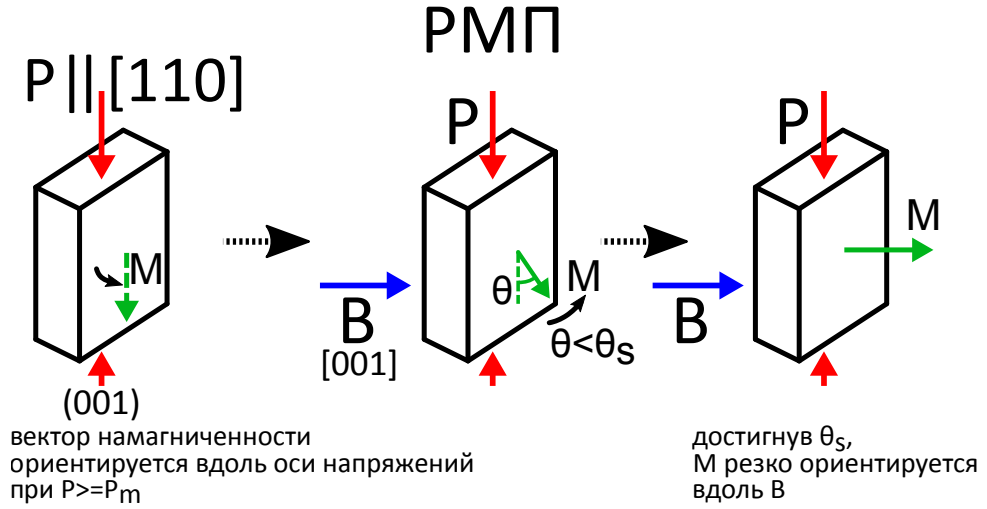


Рис. 3.8: Схема, демонстрирующая процесс ориентации вектора намагниченности в ФМ РМП образце под воздействием внешней деформации и магнитного поля. При увеличении деформации (в отсутствии внешнего магнитного поля) и приближении к величине P_m направление вектора намагниченности приближается к направлению одноосной деформации, после достижения P_m вектор M ориентирован вдоль деформации. Если теперь приложить магнитное поле B , перпендикулярное плоскости образца, вектор намагниченности выйдет из плоскости образца и при определенном значении магнитного поля, достигнув угла θ_s с плоскостью, резко ориентируется вдоль направления B .

треугольники). Когда деформация приложена, вектор намагниченности ориентируется вдоль оси деформации и вращается во внешнем магнитном поле в плоскости (P, B) . Зависимость $B_s(P)$, представленная на рис. 3.6, наглядно демонстрирует переход от состояния уравнения (3.13) (пунктирная линия) к уравнению (3.14) (сплошная линия), который сопровождается резким изменением наклона кривой. Излом в зависимости $B_s(P)$ для обоих образцов FM2 и FM7 определяет величину P_m , которая в нашем случае оказалась равной $P_m \approx 2$ кбар. Аппроксимации для данных, представленных на рис. 3.6, с помощью уравнений (3.13) и (3.14), дают следующие постоянные магнитной анизотропии $C_1 \approx 510 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$, $C_2 \approx 100 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$, $C_3 \approx -35 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$ и магнитострикции $\gamma_1 \approx 90 \text{ Э} \cdot \text{кбар}^{-1}$, $\gamma_2 \approx 690 \text{ Э} \cdot \text{кбар}^{-1}$. Сравнение уравнений (3.13) и (3.14) показывает, что изменение наклона кривой (P) зависит от соотношения C_2/C_1 , которое определяется вкладом одноосной магнитной анизотропии, вызванной деформацией в направлении роста. Для исследованных здесь структур мы оцениваем это отношение равным 0.2, что меньше, чем 0.9, полученное из оценки данных из работы [66]. Мы предполагаем, что меньший вклад одноосной маг-

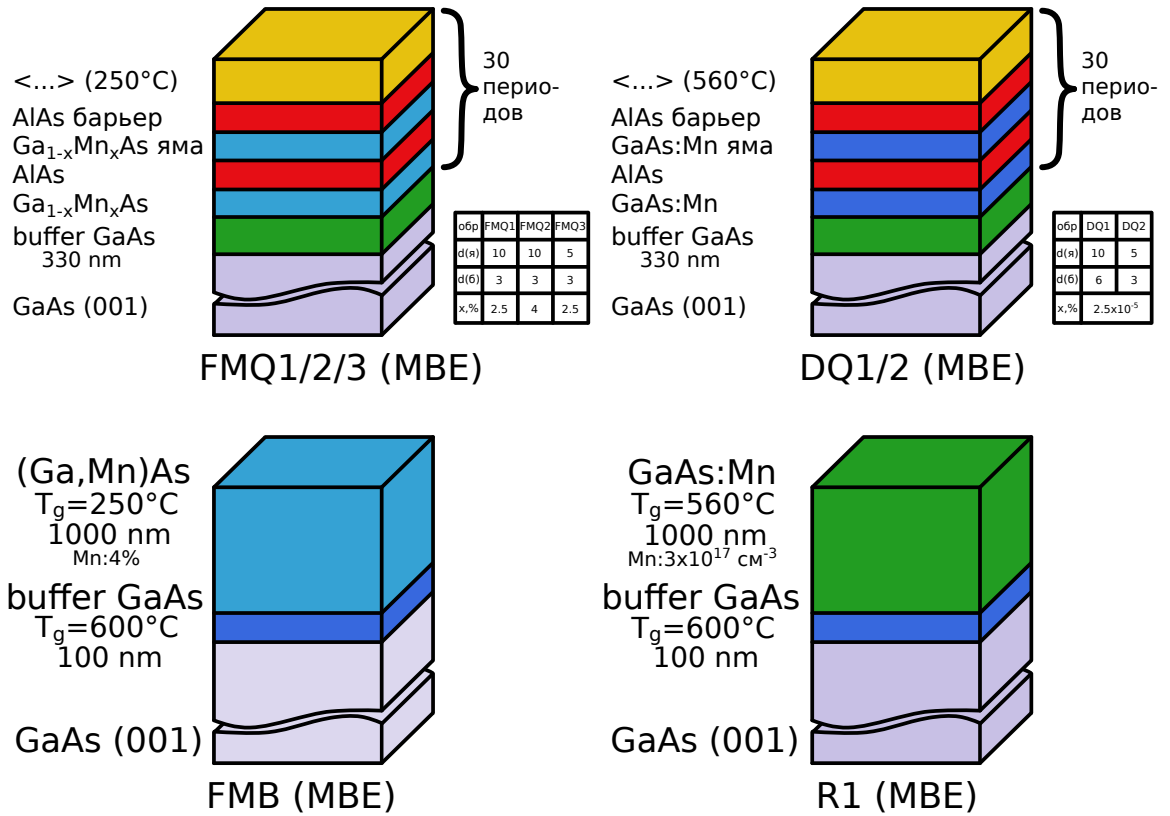


Рис. 4.1: Схемы структуры исследованных образцов.

($\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), выращенные при $T_s = 560^\circ\text{C}$, и объемные образцы, легированный $GaAs : Mn$ толщиной 1000 нм, с той же концентрацией Mn, выращенный при $T_s = 560^\circ\text{C}$, и РМП (Ga,Mn)As толщиной 1000 нм с $x = 4\%$, выращенный при $T_s = 250^\circ\text{C}$. Схемы исследованных образцов представлены на рис. 4.1, параметры приведены в таблице 4.1. Фотолюминесценция возбуждалась линиями He-Ne (632.8 нм), Kr (676.4 нм) и Ar (488 нм) лазеров. Плотность мощности лазера, сфокусированная на образце, была в диапазоне $5 \div 50 \text{ Вт см}^{-2}$. Для измерения спектров ГФЛ использовались спектрограф DILOR (с CCD-камерой) и монохроматор Jobin-Yvon U-1000 (с фотоумножителем). Измерения проводились при температуре 5 К во внешнем магнитном поле до 10 Т в геометриях Фарадея и Фойхта.

Оптическое возбуждение в геометриях Фарадея и Фойхта использовалось неполяризованное, чтобы исключить возможный вклад в поляризацию ГФЛ оптически ориентированных по спину носителей заряда.

Для определения степени циркулярной поляризации ρ_c ГФЛ в геометрии Фарадея использовалось выражение 1.1, для определения степени линейной поля-

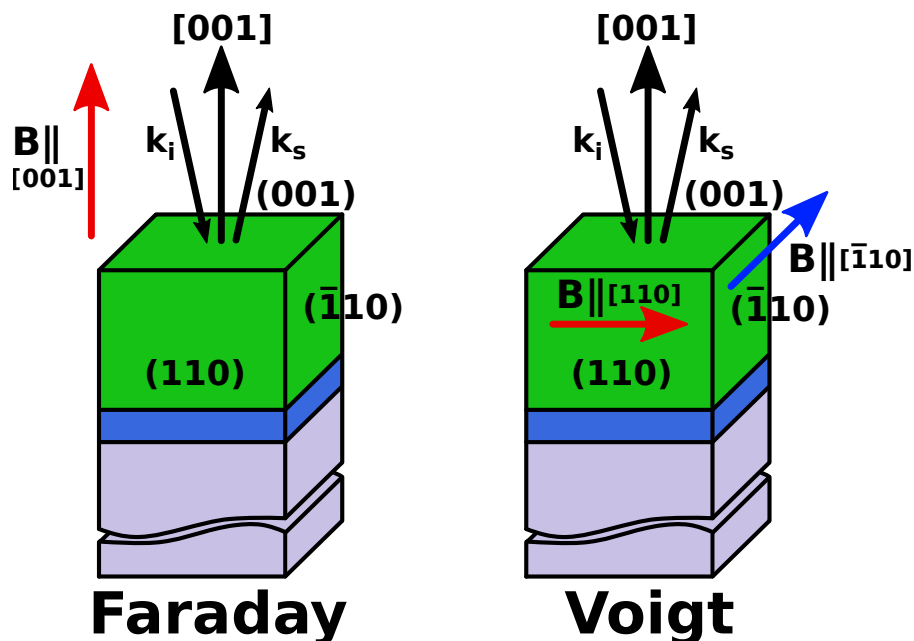


Рис. 4.2: Геометрия эксперимента: (слева) при измерении циркулярной поляризации ФЛ в геометрии Фарадея, (справа) при измерении линейной поляризации в геометрии Фойхта, красной и синей стрелками показаны два использовавшихся варианта направления приложения магнитного поля B . Ось роста направлена вдоль $[001]$. Плоскости скола кристалла для GaAs (110) и $(\bar{1}10)$.

на рис. 4.3). Заштрихованная область спектра связана с краевой фотолюминесценцией подложки GaAs. Так же, как и в случае объемного РМП $(Ga, Mn)As$ (см. главу 3), КФЛ в СКЯ оказывается сильно подавленной за счет быстрой безизлучательной рекомбинации [62]. Резкое падение на высокоэнергетичном краю спектра ГФЛ каждого из образцов (обозначенное стрелкой "0") обусловлено рекомбинацией фотовозбужденных электронов из точки рождения с дырками, связанными с одиночными акцепторами Mn (в случае легированного образца), или с дырками примесной зоны (в случае РМП). Сильный энергетический сдвиг между энергией возбуждения и точкой рождения электронов "0" (Σ во вставке на рис. 4.3) указывает на наличие значительного энергетического зазора между вершиной валентной зоны и примесной зоной Mn, как и в случае объемного образца РМП $(Ga, Mn)As$ [62, 61].

Тот факт, что оба спектра ГФЛ в обоих случаях (легированного и объемного образцов) начинается не с лазерной линией, а имеет заметный сдвиг по энергии (Σ) между энергией возбуждения и точкой рождения электронов, говорит о том, что в ГФЛ (а, значит, в излучательную рекомбинацию) основной вклад дают дырки, локализованные на акцепторе, а не свободные дырки.

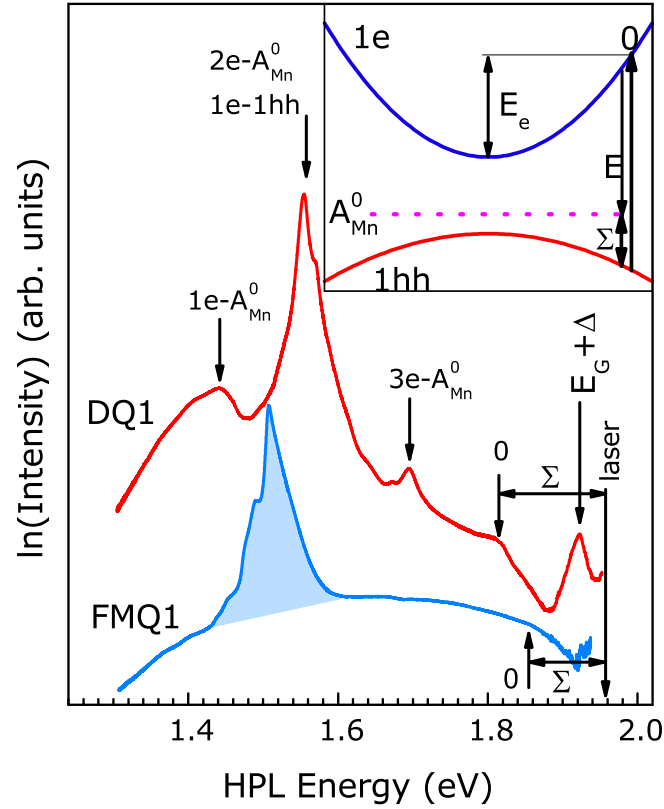


Рис. 4.3: Спектры ГФЛ образцов DQ1 ($GaAs : Mn/AlAs$) и FMQ1 ($((Ga, Mn)As/AlAs)$), полученные при возбуждении HeNe лазером на энергии $\hbar\omega_{ex} = 1.96\text{ eV}$ при $T = 5\text{ K}$. Стрелки, отмеченные "0", показывают энергию фотонов, испущенных при рекомбинации электронов из точки рождения. Рекомбинация равновесных электронов из первой, второй и третьей подзон размерного квантования с дырками, связанными на акцепторе Mn, обозначены стрелками $1e - A_{Mn}^0$, $2e - A_{Mn}^0$ и $3e - A_{Mn}^0$, соответственно. Полоса ФЛ, обусловленная рекомбинацией электронов, связанных на двойном доноре Mn с дырками подзоны, отщеплённой спин-орбитальным взаимодействием, обозначена как $E_G + \Delta$. Вставка объясняет природу ГФЛ.

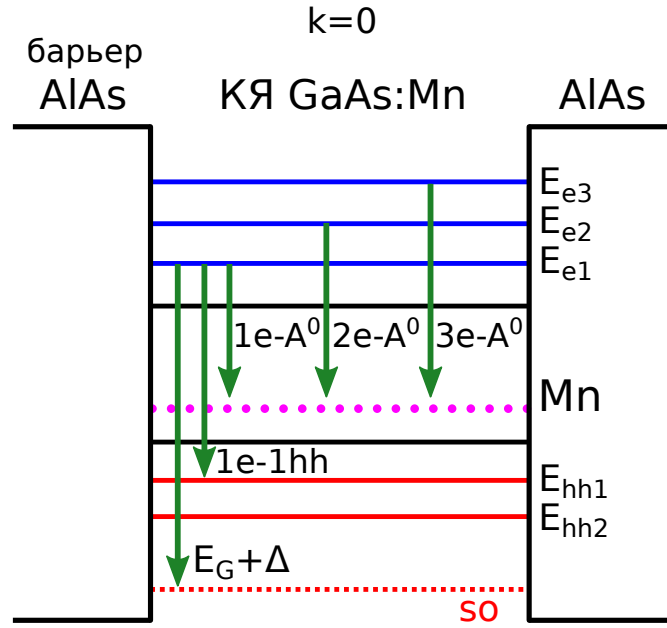


Рис. 4.4: Схема, иллюстрирующая линии переходов между различными подзонами в КЯ GaAs:Mn/AlAs, наблюдаемые в спектре ФЛ на рис. 4.3.

В работах [62, 61] было показано, что поляризация ГФЛ во внешнем магнитном поле определяется спиновой поляризацией дырок, и поэтому может быть использована для исследования р-d обменного взаимодействия и, в частности, его зависимости от размерного квантования в структурах с квантовыми ямами. На рис. 4.5 приведена зависимость степени циркулярной поляризации ГФЛ от внешнего магнитного поля, полученная в точке рождения электронов "0" для СКЯ с концентрацией Mn на уровне легирования (рис. 4.5а) и СКЯ РМП (рис. 4.5b). Мы исследовали зависимость циркулярной поляризации ГФЛ в точке рождения при линейно поляризованной накачке. В этом случае поляризация ГФЛ в магнитном поле определяется только спиновой поляризацией дырок, а горячие электроны вклада в поляризацию ГФЛ не дают. Это обусловлено тем, что время жизни электронов составляет 120 фс (определяется временем рассеяния на оптическом фоне, [76]), и за это время они не успевают приобрести равновесную спиновую поляризацию. Отметим, что в случае краевой ФЛ необходимо учитывать равновесную спиновую поляризацию как дырок, так и электронов.

Чтобы явно показать влияние размерного квантования на циркулярную поляризацию ГФЛ, на рис. 4.5 сравниваются случаи объемных образцов и структур с квантовыми ямами для двух групп образцов (легированных и РМП) в

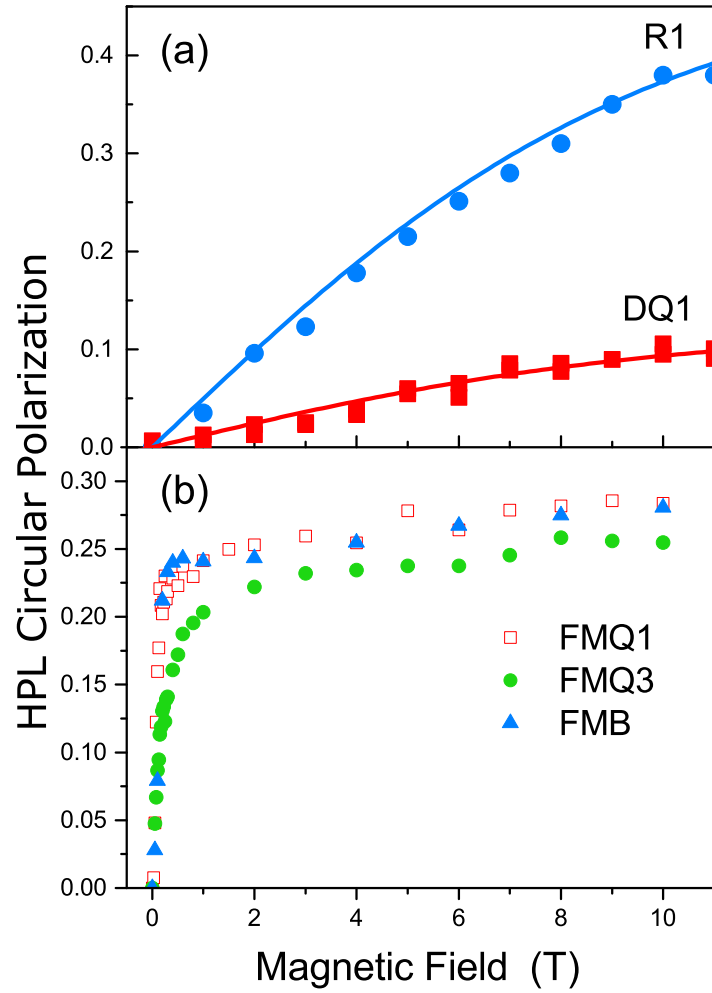


Рис. 4.5: Зависимость степени циркулярной поляризации ГФЛ от внешнего магнитного поля: (а) измеренная в геометрии Фарадея при температуре $T = 5K$ в легированном объёмном образце $R1$ (синие круги) и СКЯ $DQ1$ (красные квадраты) образцах. Сплошная синяя кривая, отмеченная $R1$, – аппроксимация с использованием результатов работы [45] для образца $R1$. Красная кривая, отмеченная $DQ1$ – результат аппроксимации с использованием формулы (4.5). (b) измеренные в геометрии Фарадея для объёмного РМП FMB (синие треугольники) и для образцов РМП СКЯ $FMQ1$ (красные квадраты) и $FMQ3$ (зеленые круги).

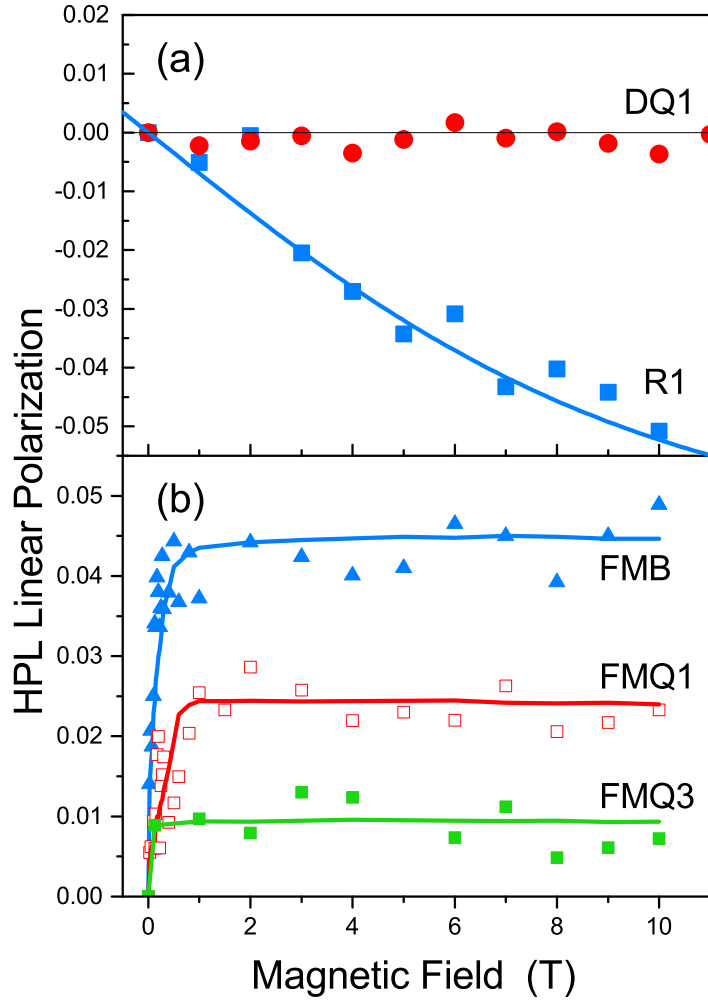


Рис. 4.6: Зависимости степени линейной поляризации ГФЛ от внешнего магнитного поля: (а) измеренная в геометрии Фойгта при температуре $T = 5\text{K}$ для легированных образцов R1 (синие квадраты) и СКЯ DQ1 (красные круги). (b), измеренная в геометрии Фойгта для РМП образцов: FMB (синие треугольники) РМП и СКЯ FMQ1 (красные квадраты) и FMQ3 (зеленые квадраты).

объяснено в модели, предполагающей, что дырки связаны с одиночным акцептором Mn в легированных квантовых ямах GaAs:Mn/AlAs и локализованы в примесной зоне в СКЯ РМП (Ga,Mn)As/AlAs.

4.3 Теоретическое моделирование

Как уже отмечалось выше, вид спектров ГФЛ говорит о преимущественном вкладе в ГФЛ дырок, связанных на акцепторе, поэтому для начала рассмотрим электронную структуру одиночного акцептора Mn, расположенного в центре квантовой ямы. В КЯ GaAs Mn замещает атом Ga, что приводит к появлению акцепторного уровня, расположенного на 0.11 эВ выше вершины валентной

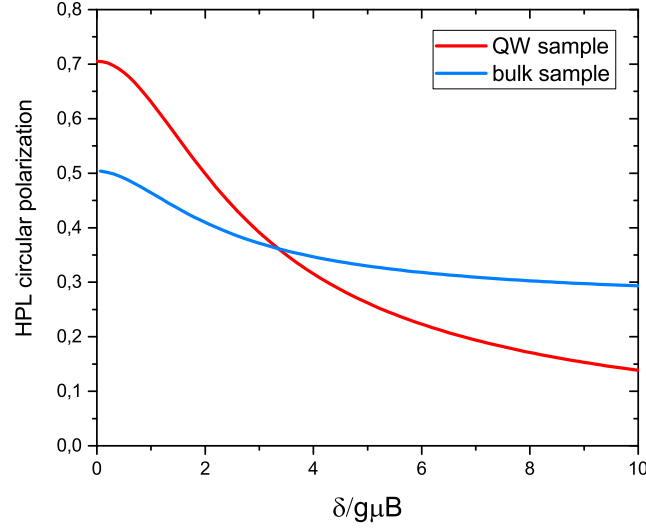


Рис. 4.8: Рассчитанная по формуле (4.5) зависимость циркулярной поляризации от случайных полей δ для объемного образца (синяя кривая) и образца с КЯ (красная кривая) в геометрии Фарадея. Результаты теоретических расчетов взяты из работы [75].

переходов, дающих неполяризованную ФЛ (подуровень "1") или отрицательно поляризованную (подуровень "3") может только улучшить согласие между теоретической моделью и экспериментом.

Выражение для степени циркулярной поляризации КФЛ легированной СКЯ может быть получено, если положить $E_e = 0$ в выр. (4.5), и имеет простой вид:

$$\rho_c^{\text{КФЛ}} = 5\beta/7. \quad (4.6)$$

Зависимость циркулярной поляризации ГФЛ от случайных полей δ в плоскости КЯ показана для данного экспериментального случая красной кривой на рис. 4.8. Сравнивая этот результат с экспериментальными данными (см. рис. 4.5а), становится ясно, что случайные электрические поля в значительной степени определяют поляризацию спина дырок в КЯ (как и в объемном образце, теоретический расчет приведен синей кривой на рис. 4.8). Из рисунка видно, что для случая отсутствия внутренних полей ($\delta = 0$) циркулярная поляризация ФЛ значительно выше для КЯ по сравнению с объемным образцом. Но в обратном случае, при $\delta \rightarrow \infty$, циркулярная поляризация уменьшается до 0.26 для объемного случая, а для КЯ поляризация приближается к нулю. При рассмотрении конечных температурах фактическая поляризация будет даже ниже этих значений [75].

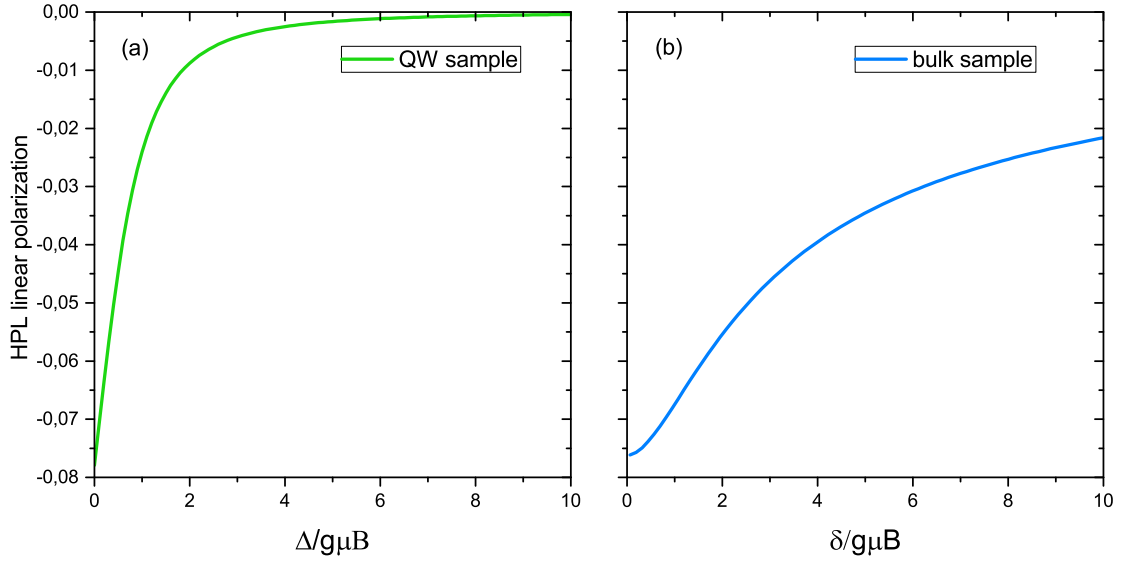


Рис. 4.9: (а) Рассчитанная по формуле (4.7) зависимость линейной поляризации ГФЛ для образца с КЯ от расщепления легкая-тяжелая дырка Δ , вызванного размерным квантованием, при $\delta = 0$. (b) Рассчитанная зависимость линейной поляризации ГФЛ для объемного образца от величины случайных полей δ , согласно работе [45]. Результаты теоретических расчетов взяты из работы [75].

поляризации к 0 с уменьшением ширины КЯ явно наблюдается для легированных КЯ и РМП СКЯ (рис. 4.6b).

В случае РМП образцов аппроксимация насыщающихся зависимостей линейной поляризации для объемных образцов и СКЯ сделана по аналогии с работой [62]. Степени линейной или циркулярной поляризации ФЛ для ФМ РМП образцов, измеренные в геометрии Фойхта или Фарадея в насыщающем магнитном поле (рис. 4.5b и 4.6b), находятся в хорошем согласии с теорией, развитой для одиночного акцептора Mn в СКЯ. Это связано с тем, что дырки в РМП СКЯ локализованы в примесной зоне, которая формируется в результате перекрытия волновых функций одиночных акцепторов Mn.

Следует также отметить, что если бы дырки заполняли валентную зону, можно было бы ожидать намного большие значения степени циркулярной поляризации ФЛ в геометрии Фарадея и нулевую линейную поляризацию в геометрии Фойхта. Это связано с тем, что размерное квантование приводит к значительной анизотропии g-фактора дырки.

Теоретическое моделирование выполнено в ФТИ им. А.Ф. Иоффе Н. С. Аверкиевым и И. Е. Панайотти [A4].

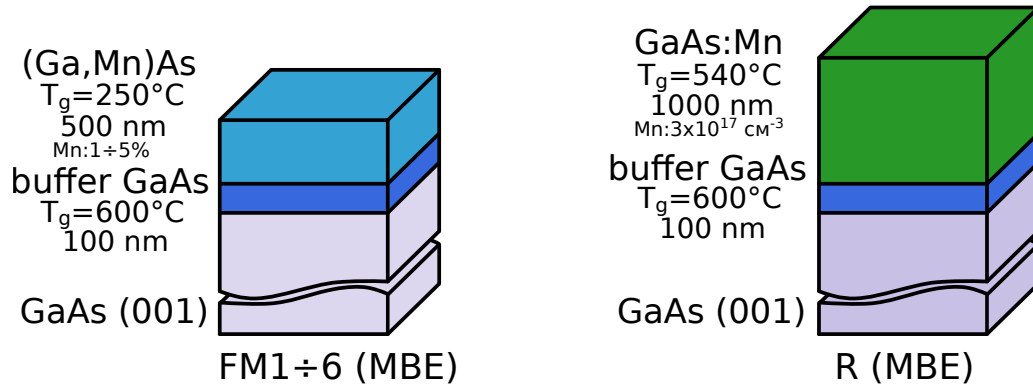


Рис. 5.1: Схема структуры исследованных образцов.

Таблица 5.1: Параметры GaAs:Mn и $Ga_{1-x}Mn_xAs$ РМП образцов, использованных для этого эксперимента.

Образец	Содержание Mn	Магнитное состояние	Т роста ($^{\circ}\text{C}$)	Толщина (нм)	Тс, К
R, GaAs:Mn	$1.5 \cdot 10^{-5}$ ($3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$)	ПМ	540°C	1000	-
FM1	0.01	ФМ	250°C	500	35
FM2	0.043	ФМ			55
FM3	0.008	ПМ			-
FM4	0.014	ФМ			48
FM5	0.025	ФМ			50
FM6	0.05	ФМ			60

методом сквид, для образца FM2, в нулевом магнитном поле ($B = 0$, красные кружки) и при $B = 5 \text{ T}$ (синие квадраты).

Экспериментальные результаты, приведенные в данной главе, были получены методом НРСПС при нерезонансном возбуждении линейно или циркулярно поляризованным светом в геометрии Фойгта или Фарадея, соответственно. Для этого использовалась линия Кг ионного лазера на энергии 1.916 эВ (отметим, что при этом исследовавшаяся линия НРСПС наблюдалась также при возбуждении He-Ne и Ar ионными лазерами). Плотности мощности лазеров, фокусированные на образце, были в диапазоне от 5 до 50 Вт \cdot см $^{-2}$. Эксперименты в диапазоне температур 1.7 ÷ 200 К проводились в проточном гелиевом криостате с использованием магнитных полей до 5 Т в геометрии обратного рассеяния Фарадея и в геометрии Фойгта.

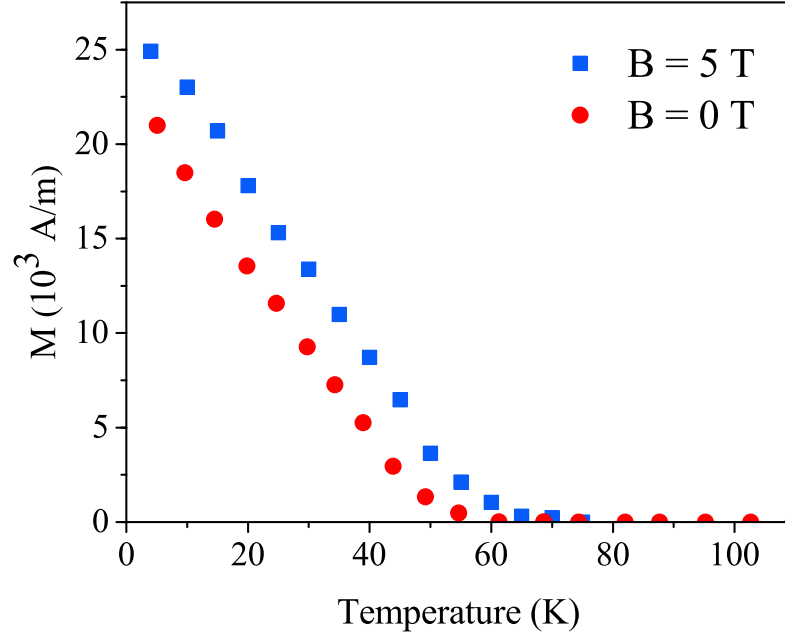


Рис. 5.2: Температурная зависимость намагниченности для образца FM2 ($x = 4,3\%$), во внешнем магнитном поле $B = 0$ Т (красные кружки) и $B = 5$ Т (синие квадраты). Измерения выполнены методом сквид.

Для описания поляризационных свойств линии НРСПС в геометрии Фарадея использовано обозначение $x(\sigma^\eta, \sigma^\lambda)\bar{x}$, где \bar{x} и x направлены перпендикулярно к плоскости образца yz , а $\eta = \pm$ и $\lambda = \pm$ соответствуют круговой поляризации возбуждающего σ^η и рассеянного σ^λ света, соответственно. Для геометрии Фойгта используется обозначение $x(\sigma, \pi)\bar{x}$, где \bar{x} и x перпендикулярны к плоскости образца, магнитное поле B направлено вдоль z , и σ, π соответствуют линейной поляризации возбуждающего (σ) и рассеянного (π) света, а вектор электрического поля света направлен перпендикулярно (для σ -поляризации) или параллельно (для π -поляризации) по отношению к B (см. рис. 5.3).

Во внешнем магнитном поле, приложенном в геометрии Фойгта, в спектрах НРСПС для ФМ образцов и R образца наблюдается сильно поляризованная линия НРСПС на ионе Mn^{2+} с энергетическим сдвигом, линейно зависящим от величины магнитного поля. Эта линия обнаруживается только в спектрах НРСПС, измеренных в $x(\sigma, \pi)\bar{x}$ геометрии Фойгта, и отсутствует в точной геометрии Фарадея (когда падающий лазерный свет и магнитное поле перпендикулярны плоскости образца). Однако, отклонение падающего луча на $10\text{-}15^\circ$ от нормали к плоскости образца активирует линию НРСПС на ионе Mn^{2+} в скрещенной циркулярной поляризации $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$. На рис. 5.4 представлены

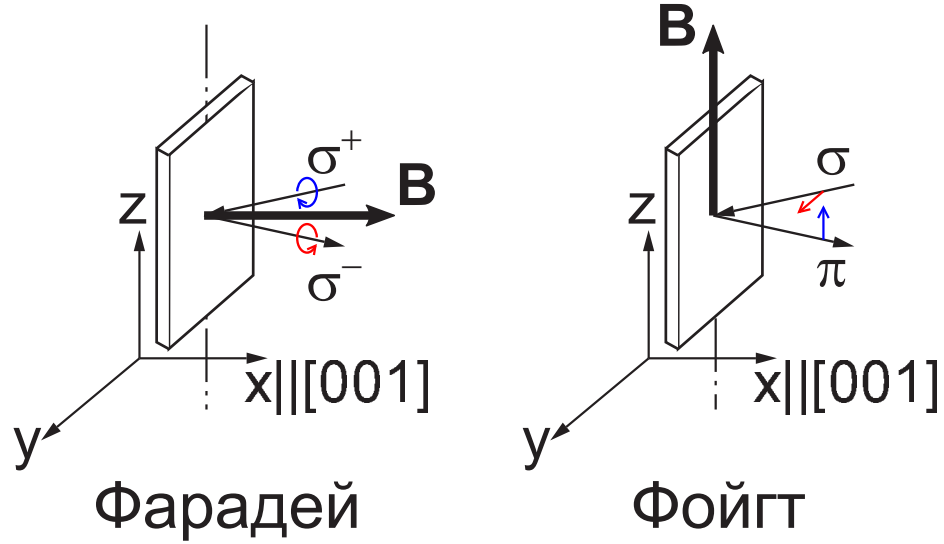


Рис. 5.3: Схема, иллюстрирующая ориентацию декартовых осей относительно кристалла в геометриях Фарадея и Фойгта.

спектры НРСПС для двух образцов, R и FM2, измеренные в геометрии Фойгта $x(\sigma, \pi)\bar{x}$ в магнитном поле $B = 5$ Т. Фиолетовые открытые кружки представляют собой аппроксимацию лоренцевой кривой, которая описывается уравнением (5.2).

На рисунке 5.5(a) показана зависимость энергетического сдвига линии НРСПС на ионе Mn^{2+} от магнитного поля для легированного образца R. Эта зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией и экстраполируется в нуль в обеих геометриях магнитного поля в диапазоне температур $T = 1.7 \div 170$ К. Зависимость энергетического сдвига линии НРСПС на ионе Mn^{2+} от магнитного поля в образце R можно представить как $\Delta_R = g_{Mn}^0 \mu_B B$ с $g_{Mn}^0 = 2.01 \pm 0.03$, который не зависит от температуры.

На рисунке 5.5(b) представлены зависимости энергетического сдвига линии НРСПС на ионе Mn^{2+} от магнитного поля для образца FM2 в геометриях Фарадея и Фойгта при $T = 2$ К. Видно, что, в отличие от случая легированного образца, в ФМ образцах (в частности, в FM2 образце на рисунке 5.5(b)) зависимость энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля экстраполируется к положительному смещению в геометрии Фойгта (синие кружки) и отрицательному в наклонной геометрии Фарадея (черные квадраты). С возрастанием температуры это смещение уменьшается и обращается в нуль при $T > T_C$. Наклон (иными словами, g-фактор) зависимости энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля в ФМ образцах также зависит от температуры.

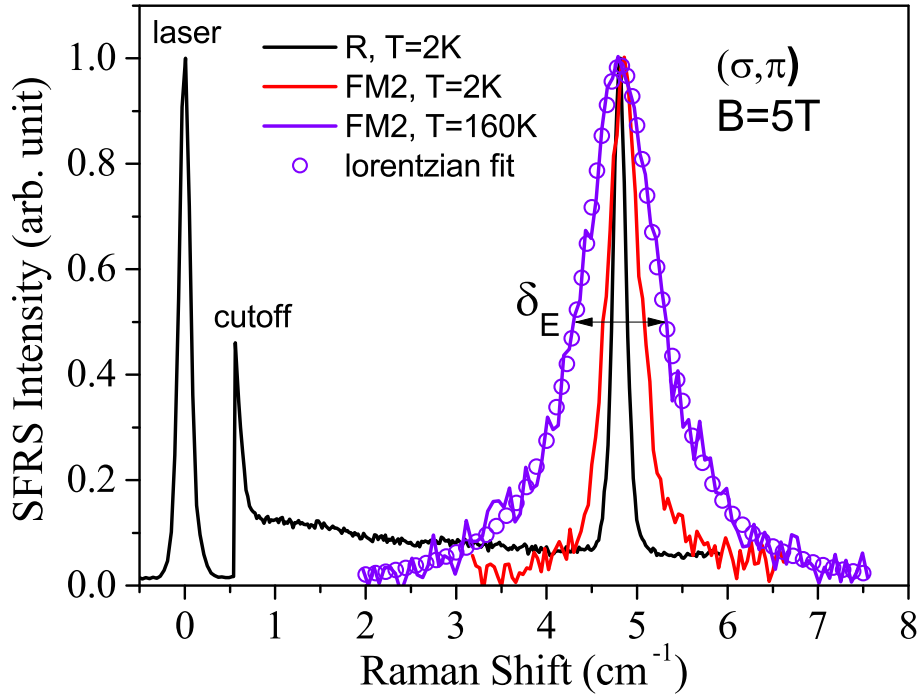


Рис. 5.4: Спектры неупругого рассеяния света с переворотом спина, измеренные при возбуждении Кг лазером на линии 1.916 эВ в геометрии Фойгта во внешнем магнитном поле $B = 5$ Т в образцах: легированном R с концентрацией марганца $n = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 2\text{ K}$ (черная кривая) и FM2 с атомной долей Mn $x = 4.3\%$ при $T = 2\text{ K}$ (красная кривая) и при $T = 160\text{ K}$ (фиолетовая кривая). Фиолетовые открытые кружки показывают лоренцеву аппроксимацию ур. (5.2). Словом "laser" отмечена линия лазера, "cutoff" - отсечка, связанная с использованием фильтра на линии лазера. Символом δ_E показана полуширина линии НРСПС на полувысоте.

Чтобы определить влияние температуры на g-фактор мы измерили зависимость энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля в широком диапазоне температур, который охватывает ферромагнитную и парамагнитную фазы. На рис. 5.6 представлена температурная зависимость g-фактора иона Mn^{2+} (красные квадраты), измеренная методом НРСПС в геометрии Фойгта для образца FM2. Переход в ФМ фазу сопровождается уменьшением g-фактора ионов Mn^{2+} на 5%.

Еще одной важной особенностью ФМ образцов является сильная зависимость от температуры ширины линии НРСПС, которая увеличивается с ростом температуры, как показано на двух спектрах на рис. 5.4, измеренных при температуре $T = 2\text{ K}$ (красный спектр) и $T = 160\text{ K}$ (фиолетовый спектр) при $B = 5\text{ Т}$. Зависимости ширины линии от температуры для ФМ РМП образцов с содержанием марганца $x = 1 \div 5\%$, измеренные при $B = 5\text{ Т}$, показаны на рисунке 5.7 кружками. Также на рисунке показана зависимость ширины линии для разбавленного, но не ферромагнитного образца с $x = 0.8\%$ (см. оранже-

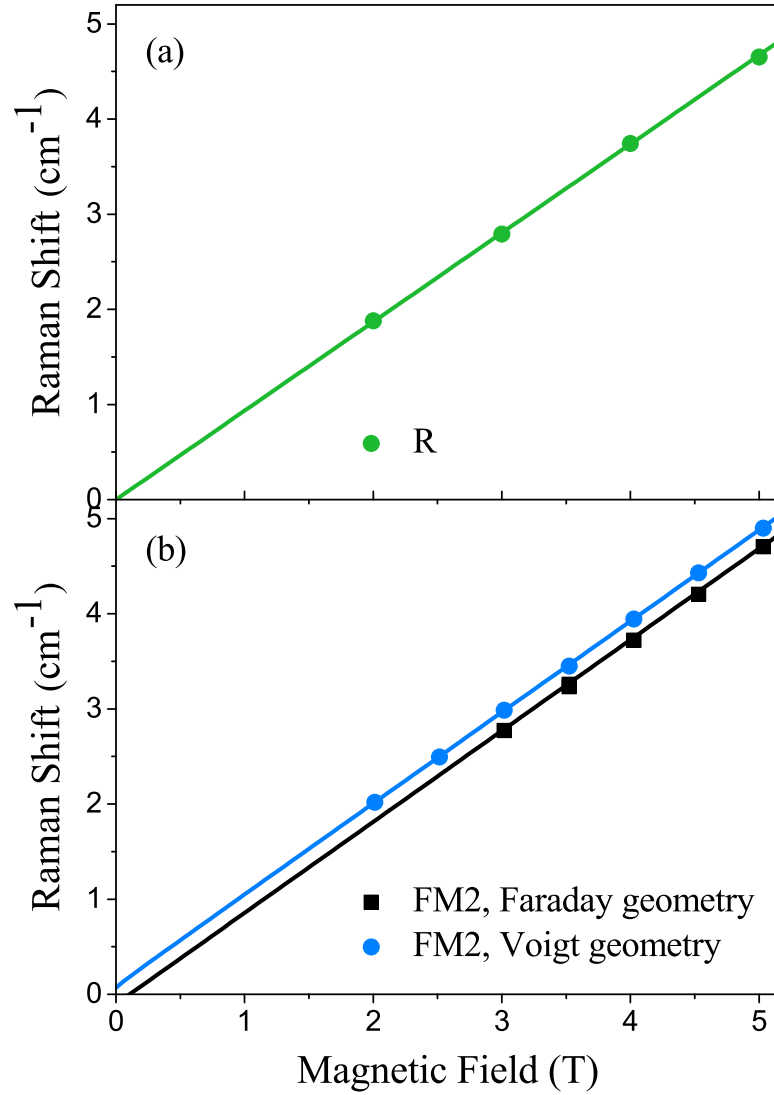


Рис. 5.5: (а) Зависимость энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля для образца R при $T=2\text{ K}$. Величина g-фактора не зависит от геометрии магнитного поля. (б) Зависимость сдвига линии НРСПС от магнитного поля для образца FM2 с концентрацией Mn $x = 4.3\%$ при $T = 2\text{ K}$ в геометрии Фойгта (синие круги) и наклонной геометрии Фарадея (черные квадраты). Черная и синяя линии это аппроксимации с использованием ур. (5.7) и (5.8).

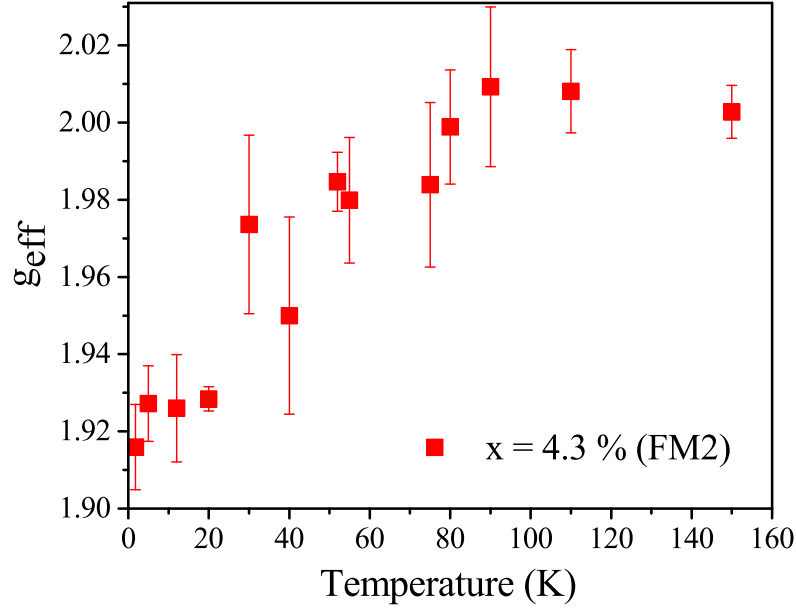


Рис. 5.6: Температурная зависимость эффективного g -фактора иона Mn^{2+} в образце FM2 с концентрацией Mn $x = 4.3\%$, измеренная методом НРСПС в геометрии Фойгта (красные квадраты).

вые треугольники). Как видно из сравнения температурных зависимостей ФМ и ПМ РМП образцов, в ПМ РМП образце ширина линии не зависит от температуры в диапазоне $T = 4 \div 132\text{K}$, как и в случае легированного образца R. Напротив, в ФМ образцах ширина линии практически не меняется в диапазоне $T < T_c$ и сильно возрастает при $T > T_c$. Следует отметить, что в наименее легированном ФМ образце с $x = 1\%$ (см. красные кружки) ширина линии при высоких температурах стремится к насыщению, величина которого сравнима с шириной линии ПМ образца.

Как правило, ширина линии НРСПС определяется двумя факторами, а именно однородным и неоднородным уширением. Неоднородное уширение связано с дисперсией g -фактора Mn. Поскольку в ФМ образцах не наблюдалось зависимости ширины линии НРСПС от магнитного поля, можно заключить, что измеренная ширина линии НРСПС на ионе Mn^{2+} определяется исключительно однородным, а именно поперечным временем жизни подсистемы (T_2) спина Mn. Этот вывод основан на том, что форма линии НРСПС описывается скорее лоренцианом, чем гауссианом, а также того, что ширина линии НРСПС на ионе Mn^{2+} не зависит от магнитного поля в диапазоне $B = 2 \div 5\text{ T}$ (см. рис. 5.8). Поэтому поперечное время жизни спиновой подсистемы Mn может быть определено из ширины линии НРСПС, а, следовательно, можно исследо-

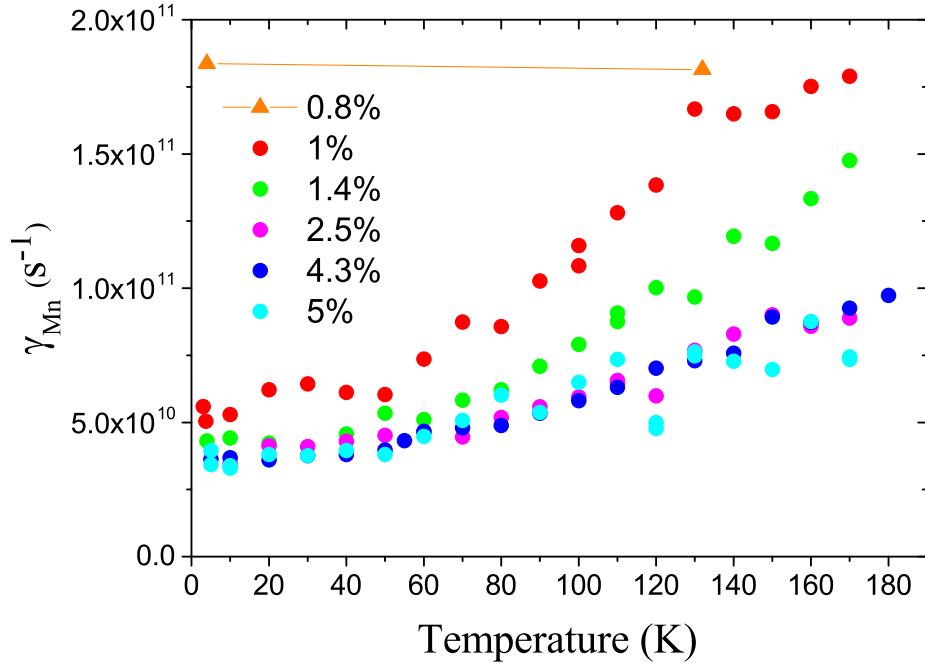


Рис. 5.7: Температурная зависимость скорости поперечной спиновой релаксации иона Mn^{2+} для различных РМП образцов $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Эксперимент сделан в геометрии Фойгта в магнитном поле $B = 5$ Т. Образец с $x=0.8$ % был парамагнитным при всех использовавшихся температурах. Из графика видно, что значения, которые принимают зависимости для ФМ РМП образцов, лежат внутри зависимостей для образцов с $x=1\%$ и 4.3% , для которых и были проведены теоретические расчёты (ниже).

вать зависимость этого времени от температуры и влияние на него фазового перехода. Процесс НРСПС может быть описан в терминах матрицы рассеяния $dI/d\omega d\Omega \sim \left| \langle f | \hat{S} | i \rangle \right|^2$, где \hat{S} является матрицей рассеяния, I - интенсивность рассеянного света, и $|i\rangle$, $|f\rangle$ - начальные и конечные состояния фотонов. Третий порядок в теории возмущения даёт первый ненулевой вклад в линию НРСПС: второй порядок в электрон-фотонном взаимодействии \hat{V}_{ph} , а также первый порядок p-d обменного взаимодействия электронов внутренней 3d-оболочки Mn и дырки $\hat{V}_{ex} = A(\hat{S}\hat{J})$, где A - это константа p-d обменного взаимодействия, и \hat{S} , \hat{J} являются операторами углового момента Mn и дырок, соответственно.

Предполагая, что переход однородно уширен (как следствие, спектральная зависимость интенсивности линии перехода имеет форму кривой Лоренца), получаем, что

$$\hat{S}^{\pm}(t) \sim e^{-\gamma t \mp i\omega_B t}. \quad (5.1)$$

$$I_{\omega}(\omega) \sim \frac{\gamma}{(\omega - \omega_R)^2 + \gamma^2}. \quad (5.2)$$

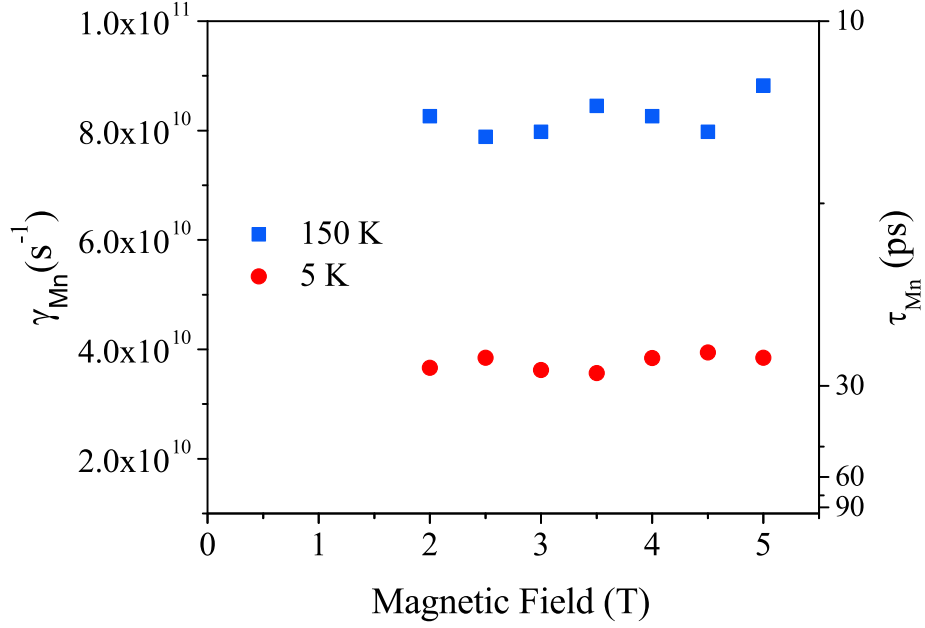


Рис. 5.8: Зависимость скорости поперечной релаксации спина иона Mn^{2+} от магнитного поля в $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с концентрацией Mn $x = 4.3\%$ при двух разных температурах. Красные круги соответствуют температурам $T = 5K$, синие квадраты температурам $T = 150K$. $\gamma_{Mn} = 1/\tau_{Mn}$

где $\omega_R = \omega_i \pm \omega_B$. Тогда отношение спектральной плотности интенсивности рамановской линии к её максимуму:

$$\frac{I_\omega(\omega)}{I_\omega(\omega_i \pm \omega_B)} \sim \frac{\gamma^2}{(\omega_i - \omega \pm \omega_B)^2 + \gamma^2}, \quad (5.3)$$

где I_ω - это спектральная плотность интенсивности на единицу телесного угла, ω_B - это частота прецессии спина Mn, ω_i - начальная частота света, и \pm - это антистоксов и стоксов процесс рассеяния света с переворотом спина иона Mn^{2+} .

Отсюда полная ширина на полувысоте:

$$(\Delta\omega)_{1/2} = 2\gamma, \quad (5.4)$$

Из уравнения (5.4) видно, что ширина линии определяется γ . Для пересчёта ширины спектральной линии, измеренной в cm^{-1} , в скорость поперечной релаксации γ_{Mn} (которая выражается в s^{-1}) использовалась формула:

$$\gamma_{Mn}[s^{-1}] = \frac{2\pi c}{0.01} \cdot \frac{\delta_E[cm^{-1}]}{2}, \quad (5.5)$$

На рис. 5.8 представлена зависимость скорости поперечной релаксации спина иона Mn от внешнего магнитного поля для образца FM2. Можно видеть, что

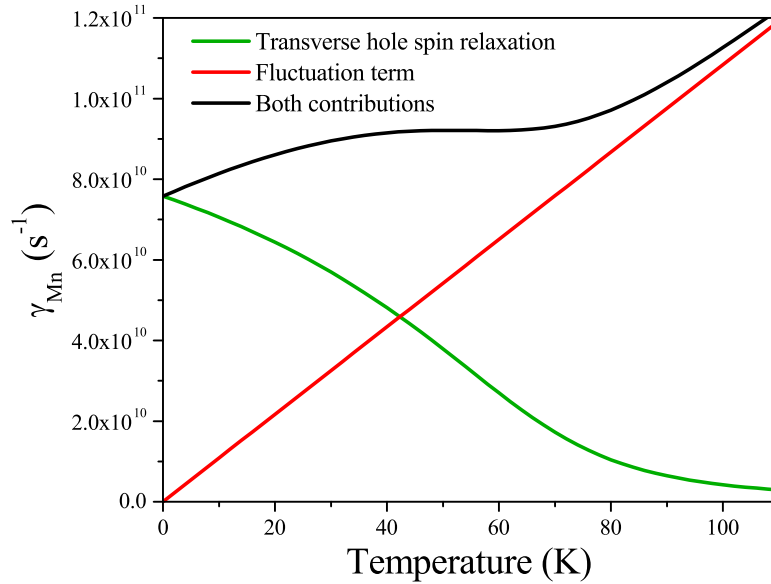


Рис. 5.9: График иллюстрирует вклад каждого слагаемого в итоговую теоретическую зависимость скорости поперечной релаксации спина иона Mn^{2+} от температуры согласно ур. (5.12).

Стоит отметить, что скорость поперечной релаксации спина иона Mn в исследованном диапазоне температур характеризуется двумя режимами (см. рис. 5.9): (i) В диапазоне температур до T_C основной вклад в скорость поперечной релаксации спина иона Mn связан с дефазировкой спина дырки (из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs; см. зеленую кривую на рис. 5.9), которая, однако, не индуцируется спинами Mn. Релаксация спинов дырок приводит к релаксации спинов Mn, так как спиновая подсистема дырок связана со спиновой подсистемой Mn. (ii) Второй вклад в спиновую релаксацию Mn связан со спиновыми флуктуациями ансамбля дырок, которые растут с температурой (см. красную кривую). Сумма обоих вкладов даёт температурную зависимость скорости поперечной релаксации спина иона Mn (см. черную кривую).

Теоретическое моделирование выполнено в ФТИ им. А.Ф. Иоффе И. В. Крайновым и Н. С. Аверкиевым [A2].

5.4 Обсуждение

Температурные зависимости g-фактора Mn и скорости поперечной релаксации спина иона Mn (γ), рассчитанные на основе уравнений (5.11) и (5.12), показаны сплошными кривыми на рис. 5.10 и 5.11. На рис. 5.10 теоретическая кривая

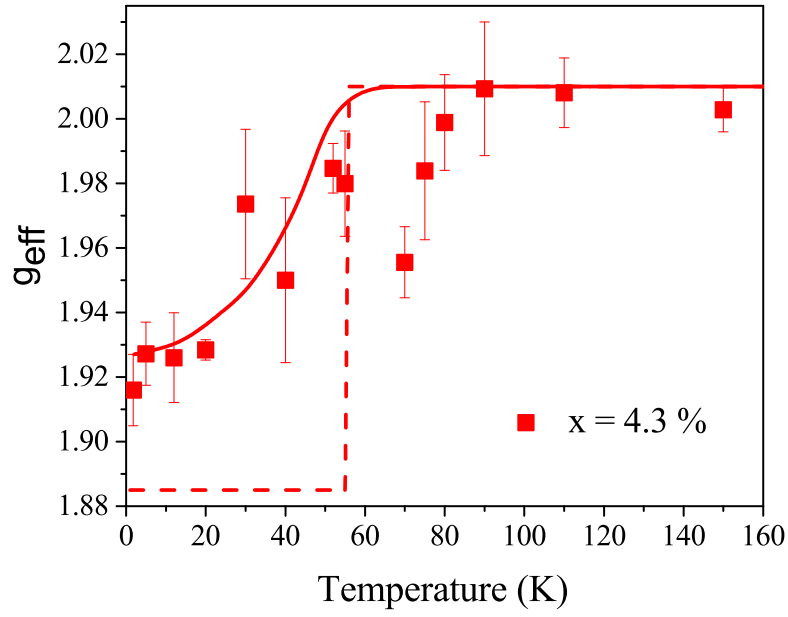


Рис. 5.10: Температурная зависимость эффективного g-фактора иона Mn^{2+} в образце FM2 с концентрацией Mn $x = 4.3\%$, измеренная в геометрии Фойгта. Символы – это экспериментальные данные; сплошная кривая – фит на основе ур. (5.11). Пунктирная кривая – фит на основе ур. (5.13).

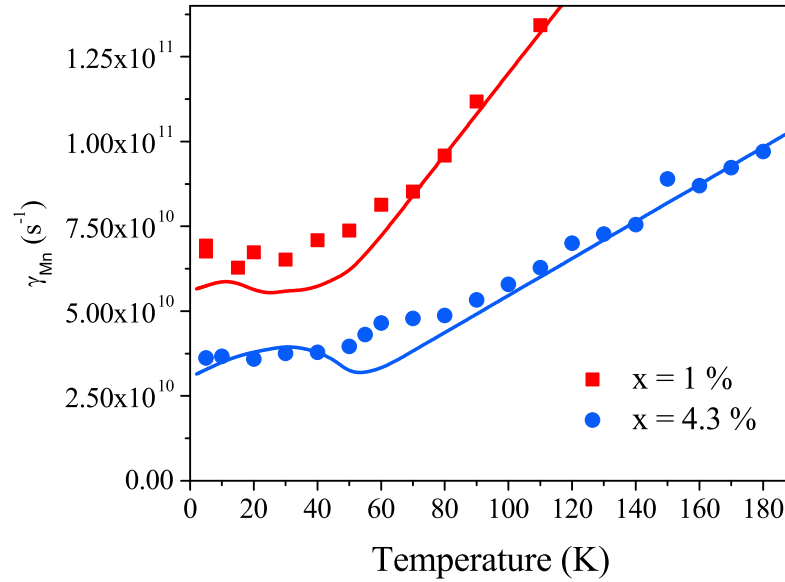


Рис. 5.11: Температурная зависимость скорости поперечной релаксации спина иона Mn^{2+} в образце FM1 с $x = 1\%$ (красные квадраты и линия) и образце FM2 с $x = 4.3\%$ (синие круги и линия). Эксперимент сделан в геометрии Фойгта в магнитном поле $B = 5$ Т. Символы это экспериментальные данные; кривые это фиты на основе ур. (5.12).