Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН)

> На правах рукописи УДК 535.8

Махалов Василий Борисович

Приготовление и диагностика двумерного ферми-газа атомов

Специальность 01.04.21 — «Лазерная физика»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: Турлапов А.В., Ph.D., д.ф.-м.н.

Нижний Новгород – 2014

Содержание

1	Введ	цение
	1.1	Лазерное охлаждение вещества в фундаментальной науке и технологиях 5
	1.2	Низкоразмерные квантовые системы 7
	1.3	Цель работы
	1.4	Перечень защищаемых результатов и теоретических положений. Новизна. Роль
		автора 10
		1.4.1 Результаты, выносимые на защиту
		1.4.2 Теоретические положения, выносимые на защиту 11
		1.4.3 Новизна результатов и положений
		1.4.4 Роль автора
	1.5	Актуальность результатов и положений 12
		1.5.1 Актуальность результатов
		1.5.2 Актуальность положений
	1.6	Публикации и доклады по теме диссертации
	1.7	Рекомендации по использованию результатов диссертации
	1.8	Структура диссертации
2	Глуб	окое лазерное охлаждение на примере установки, созданной соискателем . 18
	2.1	Обзор процедуры охлаждения атомного газа
	2.2	Свойства атомов ⁶ Li, используемых при создании двумерного ферми-газа 21
		2.2.1 Основное состояние атома ⁶ Li 21
		2.2.2 Возбуждённое состояние атома ⁶ Li
		2.2.3 Циклические оптические переходы атома ⁶ Li
	2.3	Вакуумная камера для изоляции холодного атомного газа от внешних воздействий 25
	2.4	Создание пучка атомов ⁶ Li
	2.5	Замедление потока атомов встречным резонансным излучением
	2.6	Магнито-оптическая ловушка для атомов
	2.7	Стабилизация частоты лазера для приготовления и диагностики холодного газа 36
	2.8	Консервативный потенциал для атомов
		2.8.1 Дипольная ловушка
		2.8.2 Оптическая система для создания и управления дипольной ловушкой . 43
	2.9	Управление межатомным взаимодействием
		2.9.1 Доминирование <i>s</i> -канала при рассеянии низкоэнергетических частиц 46
		2.9.2 Резонанс Фешбаха
		2.9.3 Создание магнитного поля для управления взаимодействием 52
		2.9.4 Измерение частоты магнитного потенциала
	2.10	Охлаждение газа до квантового вырождения в дипольной ловушке 54
	2.11	Система управления экспериментом
3	Упр	авление кинематической размерностью ферми-газа
-	3.1	Анизотропный потенциал лля созлания двумерного газа
		I I I I I I I I I I I I I I I I I I I

	3.2	Реализ	зация анизотропной дипольной ловушки в стоячей волне	62
	3.3	Экспер	римент по приготовлению двумерного ферми-газа	67
	3.4	Доказа	ательство двумерности	71
	3.5	Предп	зествующие попытки получения двумерных атомных ферми-газов в дру-	
		гих ла	бораториях	73
	3.6	Альтер	рнативные варианты анизотропных ловушек для приготовления двумер-	
		ного га	aza	74
4	Пре	цизион	ное измерение параметров оптической ловушки	77
	4.1	Влиян	ие ангармонизма на точность измерения параметров потенциала	77
	4.2	Обзор	метода прецизионного измерения частот потенциала	80
	4.3	Опред	еление параметров потенциала в случае квантованного движения	82
		4.3.1	Эксперимент по измерению частотной зависимости ввода энергии	82
		4.3.2	Расчёт уровней энергии в оптической решётке	85
	4.4	Опред	еление параметров потенциала в случае классического движения	85
		4.4.1	Эксперимент по измерению частотной зависимости ввода энергии	85
		4.4.2	Численное моделирование процесса параметрического возбуждения га-	
			за в ангармонической ловушке	86
	4.5	Динам	ика ввода энергии при параметрическом возбуждении	89
	4.6	Динам	ика частицы в одномерном потенциале с кубической нелинейностью при	
		парамо	етрическом возбуждении	90
5	Изм	епение	распределения плотности ультраходолного газа атомов	94
·	5 1	Погло	шение излучения прохолящего через облако атомов	94
	5.2	Реализ	зация метода прямого наблюдения атомного газа	96
	5.2	5 2 1	Процедура фотографирования атомного газа	96
		522	Разрешающая способность системы фотографирования	99
		523	Обзор наблюдательных возможностей различных экспериментальных	,,,
		0.2.0	Vстановок	102
		5.2.4	Настройка резкости оптической системы	105
		5.2.5	Опреление увеличения оптической системы	106
		5.2.6	Определение уувствительности матрины ПЗС	107
	5.3	Олноч	астичные и фоновые эффекты, влияющие на измерение плотности	108
		5.3.1	Разгон атомов резонансным излучением, выхол из резонанса	108
		5.3.2	Настройка частоты излучения лля съёмки	110
		5.3.3	Нерезонансная поляризация в излучении полсветки атомов	110
		5.3.4	Ухол в тёмное состояние и влияние нерезонансного состояния	112
		5.3.5	Засветка фотографии рассеянным излучением	115
		536	Лифракционная расхолимость тени атомов	116
		537	Выражение для учёта всех одночастичных и фоновых эффектов	117
	5.4	Наблю	одение коллективных эффектов при поглошении света плотным облаком	,
		атомон	B	119
		5.4.1	Локальные и глобальные коллективные эффекты	119
		5 4 0		
		5.4.2	Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просвет-	
		5.4.2	Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просветления среды	120
(17.	5.4.2	Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просветления среды	120
6	Изм	5.4.2 ерение	Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просвет- ления среды	120 125
6	Изм 6.1	5.4.2 ерение Опред	Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просвет- ления среды	120 125 125
6	Изм 6.1	5.4.2 ерение Опред 6.1.1	Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просвет- ления среды	120 125 125 125
6	Изм 6.1	5.4.2 ерение Опред 6.1.1 6.1.2	Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просветления среды	120 125 125 125 127

6.2	Измерение локальных характеристик. Обратное преобразование Абеля							
6.3	Измерение локального давления двумерного ферми-газа	134						
Заключ	аение	138						
Литера	птура	139						

Глава 1

Введение

1.1 Лазерное охлаждение вещества в фундаментальной науке и технологиях

Идея о лазерном охлаждении разреженного газа впервые высказана в 1975 году Ханшем и Шавловым [1]. В 1978 году коллективы из ФРГ [2] и США [3] продемонстрировали лазерное охлаждение ионов, предварительно локализованных в электромагнитных ловушках. Температура составила менее 40 К [3].

Охлаждение газа нейтральных атомов впервые выполнено в Советском Союзе. В 1979 году коллектив из Института спектроскопии Академии наук СССР сообщил о торможении атомного пучка лазерным лучом [4], а в 1981 году — об обужении распределения скоростей вдоль одного из направлений, то есть о понижении температуры, которая вдоль этого направления составила 1,5 К. В 1984 году тот же коллектив добился двумерного охлаждения атомного пучка [5] и температуры 3,5 мК. Трёхмерное охлаждение, до 240 мкК, выполнено в США, в Лабораториях имени Белла¹⁾ [6]. Ещё через 2 года создана магнито-оптическая ловушка, которая позволяет не только охлаждать атомный газ, но и удерживать его силой светового давления [7], что чрезвычайно полезно для практического применения лазерного охлаждения. Один из авторов работ [6, 7] в 1997 году получил Нобелевскую премию за лазерное охлаждение и пленение вещества.

При дальнейшем охлаждении оказываются важны волновые свойства частиц. Когда длины волн де Бройля частиц увеличиваются до размеров порядка межчастичного расстояния, газ достигает состояния квантового вырождения, а его поведение становится коллективным, даже если парные межчастичные взаимодействия малы. В 1995 году получен бозе-конденсат атомов рубидия [8]. Конденсация наступила при температуре 170 нК, а наименьшая достигнутая температура составила 20 нК. При этом лазерное охлаждение комбинировалось с испарительным охлаждением в магнитной ловушке. Низкая температура конденсации обусловлена малой плотностью газа. В 1999 году подобным методом получен газ атомов в состоянии фермиевского вырождения [9]. Полностью лазерными методами вырожденные газы бозонов и фермионов получены соответственно в 2001 [10] и 2002 году [11]. На данный момент при помощи лазерного охлаждения в комбинации с выпариванием в магнитной ловушке и демагнитизацией достигнута наименьшая известная температура в 350 пК [12].

Важнейшее на данный момент технологическое применение лазерного охлаждения — атомные часы. В наиболее прецизионных образцах рабочим веществом является атомный газ, охлаждённый до температур от сотен нанокельвинов до десятков микрокельвинов. Например, текущим стандартом времени для США выступают часы NIST F-2 на основе ультрахолодного газа атомов цезия, обеспечивающие относительную точность $3 \cdot 10^{-16}$ [13], что в 20 раз

¹⁾AT&T Bell Laboratories, USA.

выше, чем у наиболее совершенных эталонов, не использующих лазерное охлаждение [14]. Аналогичные часы служат стандартом времени космической навигационной системы GPS. В этих часах репером служит микроволновый переход, связанный с изменением магнитного момента атома цезия. В следующем поколении часов репером выступает оптический переход в ультрахолодном газе атомов или в ионе, что обеспечит дальнейший рост точности и стабильности [15, 16].

Также разрабатываются гравиметры на основе ультрахолодных атомов [17, 18]. Экспериментальные образцы по точности и стабильности несколько превзошли [17] лазерные гравиметры, выпускаемые промышленно. В будущем возможно внедрение гравиметров на ультрахолодных атомах. На аналогичной стадии находится разработка гироскопов на ультрахолодных атомах [19, 20].

Наиболее широко лазерное охлаждение вещества применяется в фундаментальных исследованиях в первую очередь для наблюдения коллективных квантовых эффектов [21, 22]. В экспериментах с ультрахолодными газами бозе- и ферми-атомов впервые получен ряд состояний вещества, математические модели которых составляют основу квантовой физики. В отличие от экспериментов с твёрдым телом, в атомном эксперименте отсутствуют неконтролируемые примеси, что позволяет однозначно идентифицировать источник наблюдаемого эффекта. Кроме того, в атомных экспериментах возможна настройка величины межчастичных взаимодействий, что также позволяет добиться соответствия между экспериментом и моделью.

Вехой в подобном использовании лазерного охлаждения стало уже упомянутое получение бозе-конденсата атомов в 1995 году [8]. Газ бозе-атомов в эксперименте почти точно соответствовал теории Боголюбова для слабовзаимодействующего бозе-газа [23]. Это простейшая микроскопическая модель, позволяющая объяснить явление сверхтекучести. Важно отметить, что для сверхтекучести взаимодействия принципиальны, идеальный бозе-газ сверхтекучестью не обладает. Поведение жидкого гелия-4, в котором сверхтекучесть была открыта Капицей [24], существенно отличается от модели Боголюбова из-за сильного межчастичного взаимодействия.

Концепция ферми-газа выступает ключевой для физики твёрдого тела и ядерной физики. В то же время газ ферми-частиц, соответствующий модели Ферми–Дирака, до появления лазерного охлаждения не наблюдался. В частности, как для электронов в твёрдом теле, так и для нуклонов в ядрах, эффект взаимодействий существенен и эти системы в большинстве случаев близки к состоянию ферми-жидкости. В экспериментах с ультрахолодными атомами был получен ферми-газ как со слабым взаимодействием [9], так затем и идеальный [25]. Наглядно продемонстрировано давление Ферми в газе при почти нулевой температуре, возникающее в результате принципа запрета Паули [26].

На первом этапе, таким образом, эксперименты с ультрахолодными газами были посвящены демонстрации концепций, которые хорошо известны в теории, но ранее не были воплощены в эксперименте. Достаточно быстро эксперименты перешли к более сложным режимам, разрешающим неясные вопросы как количественные, так и качественные. При этом газ ферми-атомов с экспериментальной точки зрения можно считать более интересным, чем газ атомов-бозонов, поскольку почти все обладающие массой покоя элементарные частицы являются фермионами, за исключением, возможно, лишь W- и Z-бозонов и бозона Хиггса, для которых пока нет экспериментальных свидетельств о том, что это составные частицы, однако существуют модели, предполагающие их составной характер [27]. В эксперименте с ультрахолодными атомами-фермионами, таким образом, можно наблюдать квантовые эффекты, лежащие в основе строения материи. Например, в эксперименте с ультрахолодными атомами впервые реализована материя Берча [28] — система фермионов с резонансно сильными *s*-взаимодействиями, задача о которой была изначально сформулирована для нейтронной материи. Для реальной физической системы, находящейся в режиме Берча, было неясно, останется ли материя стабильной или резонансно сильное межчастичное притяжение приведёт к коллапсу. Атомная система оказалась стабильной [28,29], давление Ферми превысило межчастичного притяжения.

Имея фермионную систему, можно перейти к бозонной, плавно изменяя межчастичное взаимодействие: ферми-газ и бозе-эйнштейновский конденсат являются предельными состояниями более общей задачи о так называемом мосту между состоянием Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) и конденсатом Бозе–Эйнштейна²⁾ [22]. Идея о подобном непрерывном переходе впервые высказана в работе советских классиков об экситонах [30], также предложен подобный механизм для системы кварков [31]. Единственная система, в которой к настоящему моменту наблюдался плавный переход между фермионным и бозонным состоянием — это ультрахолодный газ атомов-фермионов, которые обратимо превращались в бозе-конденсат молекул-димеров [32].

В рамках ядерной физики появился новый взгляд на связанные состояния нескольких частиц. Ефимовым предсказано [33], что 3 частицы могут образовывать связанное состояние, даже если у них нет парных связанных состояний, рассчитан энергетический спектр трионов. Обсуждалось, что возможным примером эффекта является стабильность ядра ¹²С, состоящего из 3 α -частиц, и крайняя нестабильность изотопа ⁸Ве, однако убедительные доказательства этой точки зрения отсутствуют. В то же время впервые однозначно трионы Ефимова наблюдались в экспериментах с ультрахолодными атомами, сначала в газе бозонов [34], а затем — фермионов [35].

В настоящее время эксперименты с ультрахолодными газами выступают инструментом поиска новых квантовых явлений и проверки идей, касающихся других квантовых систем, которые встречаются в физике твёрдого тела, ядерной физике и физике элементарных частиц [21,22,36].

Одним из результатов диссертации стало создание первой в России установки для приготовления атомных и молекулярных газов в состоянии квантового вырождения. Установка позволяет проводить эксперименты как с ферми-, так и бозе-газами. При этом бозе-газ молекул получается путём обратимой ассоциации ферми-атомов. Все вошедшие в диссертацию результаты получены автором на этой установке. Результаты относятся в первую очередь к двумерным квантовым газам. Роль размерности в квантовой физике и низкоразмерные квантовых систем обсуждаются в следующем разделе.

1.2 Низкоразмерные квантовые системы

Свойства квантовой системы кардинальным образом зависят от пространственной размерности. Например, в трёхмерном притягивающем потенциале наличие связанного состояния зависит от глубины потенциала. В то же время в двумерных и одномерных потенциалах связанное состояние есть всегда, при этом в двумерной мелкой яме энергия связанного состояния экспоненциально мала относительно глубины ямы, а в одномерной — энергия порядка глубины ямы.

В многочастичной системе на пространственную размерность можно смотреть двояко: это, во-первых, размерность потенциала межчастичного взаимодействия и, во-вторых, кинематическая размерность. Здесь и далее речь пойдёт о кинематической размерности. В кинематически двумерной системе, например, все частицы обладают одинаковой волновой функцией вдоль направления z и произвольными волновыми функциями вдоль x и y. Одинаковых волновых функций вдоль z можно добиться плотным удержанием вдоль этого направления, в потенциале с далеко разнесёнными энергетическими уровнями. Пример экспериментальной реализации из данной диссертации приведён на рисунке 1.1.

²⁾В англоязычной литературе — «BCS-BEC crossover» [22].



Рисунок 1.1: (а) Снимок серии изолированных двумерных систем вдоль их плоскости; светлый оттенок — есть атомы, чёрный цвет — нет. (б) Уровни энергии, заполненные двумерным идеальным ферми-газом при T = 0; движение вдоль z заквантовано, а вдоль x и y — почти свободное. Фотографирование газа описано в разделе 5.2 на странице 96, создание потенциала — в разделе 2.8 на странице 39.

На снимке 1.1 (а) видна серия двумерных ферми-систем, полученных плотным удержанием вдоль *z*. Каждая светлая вертикальная полоса — изолированная двумерная система, снятая вдоль плоскости. Каждая система заключена в дископодобном потенциале, близком к гармоническому

$$U(\vec{x}) = \frac{m\omega_z^2 z^2}{2} + \frac{m\omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2)}{2}, \quad \omega_z \gg \omega_x, \omega_y.$$
(1.1)

Благодаря условию $\omega_z \gg \omega_x, \omega_y$ все частицы населяют лишь одно состояние движения вдоль z и много состояний вдоль x и y, что показано на диаграмме 1.1 (б). Аналогичным образом понижается кинематическая размерность для электронов в твёрдом теле и плёнок жидкого гелия. Разумеется, потенциал может иметь самую разную форму, однако важна его сильная анизотропия. Кстати, снимок 1.1 (а) представляет собой впервые выполненное прямое измерение распределения плотности в двумерной ферми-системе.

Роль кинематической размерности может быть проиллюстрирована несколькими примерами. Понижение кинематической пространственной размерности может привести к эффективной смене квантовой статистики. Жерардо предсказал фермионизацию бозе-газа при ограничении движения до одномерного [37]. В одномерной разреженной бозе-системе волновая функция N бозонов приобретает вид

$$\psi(x_1, ..., x_N) = \prod_{i < j} \left| \sin \frac{\pi(x_i - x_j)}{L} \right|,$$
(1.2)

где *L* — размер занятого газом пространства. Таким образом, волновая функция бозонной системы по модулю совпадает с волновой функцией идеального ферми-газа — бозоны избегают друг друга подобно фермионам. Фермионизация также впервые наблюдалась в эксперименте с газом ультрахолодных атомов [38, 39].

Роль тепловых и квантовых флуктуаций возрастает с понижением размерности, что отражается на свойствах фазовых переходов. Так, в одномерных системах фазовые переходы невозможны, за исключением, динамических [40]. В двумерных однородных системах невозможна бозе-эйнштейновская конденсация, хотя по-прежнему возможна сверхтекучесть [41]. Механизм разрушения сверхтекучего состояния в двумерном бозе-газ представляет собой топологический фазовый переход — при повышении температуры происходит высвобождение

топологических дефектов, вихрей. Впервые механизм перехода описан Березинским [41], а позже описание обобщено Костерлицом и Таулесом [42], поэтому переход носит имя Березинского–Костерлица–Таулеса (БКТ). Высвобождение вихрей в двумерном бозе-газе в ходе фазового перехода также впервые наблюдалось в эксперименте с ультрахолодными атомами [43]. Переход БКТ стал первым известным топологическим фазовым переходом. В настоящее время топологические фазовые переходы — предмет активных исследований [44–48]. Многие из предсказанных фазовых переходов связаны со сниженной кинематической размерностью [44–46].

Двумерные системы, даже весьма простые, интересны и сложны с точки зрения теории, что повышает роль эксперимента. В трёхмерных системах, например, широкий класс явлений описывается среднеполевыми теориями [21, 22]. Пример успешного применения среднеполевых подходов к нетривиальной трёхмерной задаче — это качественно верное описание преобразования ферми-газа в бозе-конденсат молекул при помощи модели БКШ [22], которая изначально сформулирована лишь для ферми-газа. Среднеполевые подходы популярны ввиду чрезмерной вычислительной трудоёмкости более точных методов. В двумерных системах применимость среднеполевых подходов существенно уже, например, в простой по составу системе, ферми-газе с контактными взаимодействиями, среднеполевой подход даёт качественно неверные термодинамические величины [49]. Сложности в описании отчасти связаны с флуктуациями, которые, например, не позволяют записать среднеполевую волновую функцию системы.

Примером трудностей в описании двумерных систем выступает высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП). В сверхпроводниках на основе слоёв оксида меди получены наивысшие на данный момент температуры сверхпроводимости, до 164 К [50]. Кинематика электронов в таких сверхпроводниках является двумерной [51,52]. Несмотря на тридцатилетние усилия и значительные успехи в исследованиях, до сих пор не построена теория ВТСП, что тормозит дальнейший прогресс в повышении критической температуры и вывод её на уровень комнатной.

В физике твёрдого тела активно ведётся поиск фермионов Майораны в виде квазичастиц [47, 53]. Для фермионов Майораны частица и античастица совпадают — для твёрдого тела это означает совпадение электрона и дырки. Майорановские квазичастицы интересны благодаря своей существенной нелокальности, что делает их устойчивыми по отношению к рассеянию на локальных дефектах, и как следствие позволяет долго сохранять когерентность. Фермионы Майораны предсказаны в одномерных и двумерных системах.

Эксперименты с ультрахолодными атомными газами используются для разрешения актуальных вопросов квантовой физики. Успеху экспериментов способствует уникальный набор свойств ультрахолодного газа:

- в системе полностью отсутствуют неконтролируемые примеси, поскольку приготовление газа происходит спектроскопическими методами, которые чувствительны не только к хими-ческому элементу, но и к изотопу;

- взаимодействия и спиновый состав могут плавно и обратимо перестраиваться, в том числе прямо во время эксперимента;

- контролируется кинематическая размерность, в том числе возможна её перестройка в ходе эксперимента;

- измерения над системой происходят напрямую, возможна мгновенная съёмка распределения плотности благодаря поглощению света атомным газом; также в ряде случаев возможно измерение термодинамических характеристик атомных газов, распределения в пространстве импульсов, разностей фаз параметра порядка между различными подсистемами.

В ходе диссертационной работы впервые в мире создан двумерный ферми-газ атомов. Этот газ может стать полигоном для изучения общих вопросов физики двумерных систем и количественной проверки теорий, применимых к другим двумерным системам. В литературе обсуждается экспериментальное моделирование ВТСП при помощи ультрахолодных атомных газов [54]. Предложены эксперименты по созданию майорановских фермионов в двумерном атомном газе [55,56]. Предлагается наблюдать новые фазовые состояния и фазовые переходы в ультрахолодных двумерных газах [45,57,58].

1.3 Цель работы

Основной целью диссертационной работы является создание и наблюдение двумерного газа ферми-атомов, а также диагностика его состояний. Методы диагностики должны обладать достаточной точностью для осуществления количественных проверок теорий физики многочастичных квантовых систем.

Путь к достижению этой цели состоит из нескольких последовательных этапов, каждый из которых так же может быть сформулирован как одна из целей диссертации:

- создание установки по приготовлению ультрахолодных атомных газов с помощью методов лазерного охлаждения, установка должна обладать возможностью контроля состояния приготовленного вырожденного газа;

- создание метода управления кинематической размерностью атомного ферми-газа;

- выполнение эксперимента по приготовлению и наблюдению двумерного атомного фермигаза;

- создание методов прецизионного измерения термодинамических характеристик двумерных ферми-газов, таких как температура и локальная плотность.

1.4 Перечень защищаемых результатов и теоретических положений. Новизна. Роль автора

1.4.1 Результаты, выносимые на защиту

- 1. Приготовлен двумерный ферми-газ атомов. Приготовление описано в разделе 3.3 на страницах 67-71.
- 2. Создана первая в стране установка по приготовлению квантово-вырожденного атомного газа, достигнута наименьшая в стране температура 18 нК. Этому результату целиком посвящена глава 2, находящаяся на страницах 18–59.
- 3. Создан основанный на использовании ангармонизма ловушки метод прецизионного измерения параметров оптической ловушки. Метод описан в главе 4 на страницах 77–93.
- 4. Создана оптическая система, позволяющая осуществлять прямое измерение распределения плотности двумерного атомного газа с разрешением ≈ 1,1 мкм. Реализация оптической системы описана в разделе 5.2.2 на страницах 99–105.
- 5. Создан метод термометрии и измерена температура двумерного ферми-газа. Измерение температуры описано в главе 6 на страницах 125–137.
- 6. Построена модель учёта коллективных эффектов при поглощении света облаком атомов. Учёт этих эффектов описан в разделе 5.4 на страницах 119–124.

1.4.2 Теоретические положения, выносимые на защиту

Из результатов следуют общие положения физической теории, которые так же представлены к защите.

- 1. Двумерный газ, соответствующий базовым положениям теории Ферми [59]³⁾ и Дирака [61], — реально существующий физический объект, доступный в эксперименте.
- 2. Ангармонизм, присущий оптическим дипольным ловушкам, ранее считавшийся нежелательным эффектом, может быть использован для прецизионных измерений параметров ловушек.
- 3. При взаимодействии газа атомов с резонансным излучением коллективные эффекты наблюдаются даже в средах с малой оптической плотностью и должны учитываться в прецизионных измерениях.

1.4.3 Новизна результатов и положений

Приготовление двумерного ферми-газа атомов выполнено впервые. Также впервые проведены измерения над двумерным ферми-газом атомов.

Получение вырожденного атомного газа осуществлено впервые в России. В проведённых экспериментах зафиксированы температуры газа 18 нК. В России это являлось рекордом температуры.

Параметры оптической ловушки, удерживающей атомный газ, измерены с высокой точностью. Измерение основывается на учёте ангармонизма ловушки. До представленного измерения ангармонизм рассматривался как нежелательный эффект.

Созданная оптическая система для наблюдения ультрахолодного атомного газа, на момент создания, обладала разрешающей способностью лучшей в классе экспериментов с наблюдением облаков ультрахолодного ферми-газа атомов.

Впервые систематически изучено влияние коллективных эффектов на измерение плотности атомного газа. Это позволило произвести прецизионные измерения плотности.

1.4.4 Роль автора

Автор участвовал в создании первой в России экспериментальной установки для изучения ферми- и бозе-газов при сверхнизких температурах. При этом автору принадлежит основная роль в создании оптической системы инфракрасного диапазона, в том числе создании консервативных потенциалов для удержания и охлаждения атомного газа, соответствующих систем управления излучением, вакуумных компонентов для сопряжения инфракрасных оптических окон с вакуумной системой.

Создание установки осуществлялось совместно с младшим научным сотрудником, а затем научным сотрудником, Мартьяновым Кириллом Алексеевичем и младшим научным сотрудником Бармашовой Татьяной Владимировной, а эксперименты выполнялись совместно с К. А. Мартьяновым. Автор лично участвовал во всех этапах исследования: подготовке, настройке, проведении и осмыслении эксперимента, подготовке публикаций.

Работа выполнена под руководством ведущего научного сотрудника Турлапова Андрея Вадимовича.

³⁾Англоязычная версия: [60]

1.5 Актуальность результатов и положений

1.5.1 Актуальность результатов

Результат 1. Приготовлен двумерный ферми-газ атомов.

Создание двумерного ферми-газа в установке по лазерному охлаждению открывает путь к исследованию физики двумерных квантовых многочастичных систем и исследованию эффектов размерности. Среди прочего, результаты таких исследований могут быть полезны для исследований ВТСП. До настоящей работы в экспериментах с ультрахолодными газами, были реализованы одномерные и трёхмерные кинематические размерности в атомных газах, а также двумерный бозе-газ, двумерный ферми-газа реализован не был. Актуальность подтверждается реакцией научного сообщества на результат, который включен в число наиважнейших результатов РАН 2010 года. Статья с описанием результата вышла с пометкой «Редактор рекомендует», а журнал *Science* выпустил репортаж [62] о полученном результате. Логическое продолжение описываемых результатов также было с интересом встречено научной общественностью, статья об исследовании состояний двумерных ферми-газов также вышла с пометкой «Редактор рекомендует» и сопутствующей популярной статьёй в журнале *Physics* [63].

Результат 2. Создана первая в стране установка по приготовлению квантововырожденного атомного газа, достигнута наименьшая в стране температура 18 нК.

Актуальность этого результата основана на использовании ультрахолодных квантовых газов в фундаментальных исследованиях, что изложено в разделах 1.1 и 1.2. При этом в мире существует множество лабораторий, исследующих ультрахолодные газы, и постоянно открываются новые.

Результат 3. Создан основанный на использовании ангармонизма ловушки метод прецизионного измерения параметров оптической ловушки.

Актуальность этого результата связана с необходимостью прецизионных измерений термодинамических характеристик вырожденных систем при проверке тех или иных теорий. Осуществление прямых прецизионных измерений характеристик ультрахолодного газа подразумевает наличие точной информации об удерживающем потенциале. Существует распространённый метод измерения параметров потенциала, основывающийся на эффекте параметрического резонанса, согласно которому газ эффективнее всего нагревается при модуляции глубины ловушки на удвоенной частоте гармонической части потенциала [64]. Однако этот метод содержит систематическую ошибку, связанную с ангармонизмом, и, в условиях большинства экспериментов, равную нескольким процентам, что неприемлемо при проведении измерений с большей точностью. В работе предложен и реализован метод, в котором полностью отсутствует систематическая ошибка, связанная с ангармонизмом [65].

Результат 4. Создана оптическая система, позволяющая осуществлять прямое измерение распределения плотности двумерного атомного газа с разрешением $\approx 1,1$ мкм.

Количественное изучение квантововырожденных систем, в том числе и двумерных ферми-систем, подразумевает возможность точного измерения термодинамических величин, описывающих данную систему. Широко распространена практика, когда измерения параметров газа осуществляется после его выпуска из ловушки и последующего разлёта. Такие измерения неидеальны, поскольку для количественного описания состояния газа до начала разлёта необходимо использовать модель разлёта. Однако на сегодняшний день не существует удовлетворительной модели, описывающей разлёт газа со взаимодействиями в общем случае. Изучение газа непосредственно в ловушке является более прямым и позволяет получить полный набор данных о системе. Трудности использования этого метода связаны с тем, что облако ультрахолодного газа обычно имеет размеры ≈ 10 мкм, в то время как расстояние от атомов до объектива, из-за ограничений связанными с размерами вакуумной камеры,

 ≈ 10 см. Использование объективов, выпускаемых промышленно, для осуществления прямых наблюдений облаков газа невозможно. Была спроектирована и создана оптическая система, позволяющая проводить прямые наблюдения газа [66].

Результат 5. Создан метод термометрии, и измерена температура двумерного ферми-газа.

Изучение физики двумерных ферми-систем подразумевает возможность измерения их термодинамических характеристик — температуры, плотности и давления. Классические измерительные приборы, типа манометра или термометра, неприменимы при измерении состояния газа, удерживаемого в фокусе лазерного луча в вакуумной камере. Однако обладая информацией об удерживающем потенциале и распределении плотности, оказывается возможным измерить температуру.

Результат 6. Построена модель учёта коллективных эффектов при поглощении света облаком атомов.

Краеугольным камнем исследований физики квантовых многочастичных систем является измерение распределения плотности. По распределению плотности возможно определить все остальные термодинамические характеристики газа, что позволяет полностью описывать его состояние. По распределению плотности можно видеть разделение термодинамических фаз. В экспериментах с интерференцией облаков вырожденного газа возможно наблюдать распределение фазы параметра порядка.

Существуют различные методы измерения плотности газа. Наиболее распространённым является метод, в основе которого лежит измерение величины поглощения резонансного излучения облаком атомов. В простейшем случае поглощение и плотность газа связаны законом Бугра-Ламбрета-Бера [67]. При прецизионном определении плотности газа необходимо учитывать различные эффекты, влияющие на поглощение. Например выход атомов из резонанса из-за эффекта Доплера вследствие их разгона при длительном, по сравнению со временем релаксации, взаимодействии с направленным излучением. При взаимодействии атома с резонансным излучением возможен спонтанный уход атома в тёмное состояние, т. е. атом перестаёт поглощать излучение. В плотных облаках возможны коллективные эффекты, влияющие на поглощение. В отличие от эффектов, упомянутых выше, не существует законченной методики их учёта. Например, в недавних работах [68-70] говорится о рассогласовании различных методик определения числа атомов, которое может достигать до 20%. Существуют попытки построения теоретической модели коллективных эффектов, влияющих на взаимодействие вещества с излучением [71,72]. В основном это учёт взаимного просветления атомов рассеянным излучением или учёт взаимного влияния, типа диполь-дипольного, атомов друг на друга, приводящего к уменьшению поглощения, что изложено, например, в работе. Известные модели не позволяют достоверно описать измерения, выполненные в ходе диссертационной работы. В работе описан калибровочный метод учёта коллективных эффектов, влияющих на определение плотности атомного газа. Метод позволил измерить плотность с высокой точностью [65].

1.5.2 Актуальность положений

Положение 1. Двумерный газ, соответствующий базовым положениям теории Ферми–Дирака, — реально существующий физический объект, доступный в эксперименте.

Сопоставление концепций и реально существующих систем лежит в основе научного понимания мира. Ряд концепций отбрасываются, другие после критического осмысления становятся парадигмами. Подобное сопоставление может ждать своего часа десятилетиями. Например, между идеей бозе-газа [73,74] и реализацией [8] прошло более 70 лет, а идея о стонеровском ферромагнетизме газов [75] была отброшена, по крайней мере для трёхмерных

систем, спустя почти 80 лет в результате анализа экспериментов с ультрахолодными газами [76, 77].

Положение 2. Ангармонизм присущий оптическим дипольным ловушкам, ранее считавшийся нежелательным эффектом, может быть использован для прецизионных измерений параметров ловушек.

Ранее с ангармонизмом была связана неустранимая систематическая ошибка измерений. В данной работе ангармонизм впервые учтён точно, что устранило ошибку. Благодаря применению невзаимодействующего газа ангармонизм позволил ограничить параметрический ввод энергии в систему. Это, в свою очередь, позволило точно рассчитать процесс ввода энергии и сделать эксперимент устойчивым к ошибкам.

Положение 3. При взаимодействии газа атомов с резонансным излучением коллективные эффекты наблюдаются даже в средах с малой оптической плотностью и должны учитываться в прецизионных измерениях.

Стремление точно описать состояние вырожденного газа требует возможности точного измерения термодинамических характеристик удерживаемого газа. Основополагающим здесь является возможность точного измерения распределения плотности. С его помощью можно определить все остальные параметры газа, а также видеть разделение термодинамических фаз, а в интерференционных экспериментах возможно наблюдать распределение фазы параметра порядка. Прецизионное измерение плотности атомного газа в экспериментах по лазерному охлаждению требует учёта эффектов, влияющих на величину поглощения резонансного излучения, проходящего через облако атомов.

Данное положение является утверждением о том, что в экспериментах по лазерному охлаждению, кроме учёта эффектов взаимодействия одиночного атома с излучением, необходимо учитывать эффекты взаимного влияния атомов друг на друга, даже тогда, когда расстояние между ними больше длины волны излучения.

1.6 Публикации и доклады по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в нескольких рецензируемых изданиях:

 Мартьянов К. А., Махалов В. Б., Турлапов А. В. Наблюдение вырожденного ферми-газа, пленённого стоячей электромагнитной волной // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2010. апр. Т. 91, С. 401–404.

Процитирована 2 раза.

Результат работы отмечен в (Отчётном докладе Президиума Российской академии наук «Научные достижения РАН в 2010 году», РАН, 2011).

• Martiyanov K., Makhalov V., Turlapov A. Observation of a two-dimensional Fermi-gas of atoms // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105, no. 3. p. 030404.

Процитирована 63 раза.

Журнал опубликовал с пометкой «Редакторы рекомендуют», а в Science вышел репортаж [62] о полученном результате. Основной результат работы отмечен в (Отчётном докладе Президиума Российской академии наук «Научные достижения РАН в 2010 году», РАН, 2011).

• Makhalov V., Martiyanov K., Turlapov A. Ground-state pressure of quasi-2D Fermi and Bose gases // Physical Review Letters. 2014. Vol. 112. p. 045301.

Процитирована 1 раз.

Статья вышла с пометкой «Редактор рекомендует», и сопутствующей популярной статьёй в журнале *Physics* [63].

Публикация в трудах конференции:

• Ультрахолодный газ атомов для стандартов времени ГЛОНАСС / А. В. Турлапов, Т. В. Бармашова, К. А. Мартьянов, В. Б. Махалов // Труды ИПА РАН. — СПб: Наука, 2012. Вып. 23. С. 99.

О результатах было доложены на российских и международных конференциях:

- Моделирование явлений физики твёрдого тела в экспериментах с газом нейтральных ферми-атомов / А. В. Турлапов, К. А. Мартьянов, В. Б. Махалов, Т. В. Бармашова // XIV симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника». 15-19 марта 2010 г., Нижний Новгород.
- Turlapov A., Makhalov V., Martiyanov K. A degenerate gas of Fermi atoms in a 1D optical lattice // 41st Annual Meeting of the APS Division of Atomic, Molecular, and Optical Physics, May 25-29, 2010, Houston, Texas, USA.
- Мартьянов К. А., Махалов В. Б., Турлапов А. В. Preparation and observation of an ultracold Fermi gas in a standing-wave dipole trap // ICONO 2010, 23–26 August 2010, Kazan, Russian Federation.
- Турлапов А. В., Мартьянов К. А., Махалов В. Б. Двумерный ферми-газ атомов // XIX Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике, 20-21 декабря 2010, Москва.
- Spatial order in near-field interference of many independent Bose-Einstein condensates / K. Martiyanov, T. Barmashova, V. Makhalov, A. Turlapov // V International conference "Frontiers of Nonlinear Physics" (FNP 2013), 28 July 2 August 2013, Nizhny Novgorod Yelabuga Ulyanovsk Nizhny Novgorod, Russia.
- Мартьянов К. А., Махалов В. Б., Турлапов А. В. Двумерные ферми- и бозе-газы с перестраиваемыми взаимодействиями // Конференция «Физика ультрахолодных атомов», 10 декабря 2013 г., Новосибирск.
- Пространственный порядок при интерференции последовательности облаков бозеэйнштейновского конденсата, имеющих независимую друг от друга фазу / Т. В. Бармашова, К. А. Мартьянов, В. Б. Махалов, А. В. Турлапов // XVIII международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», 10–14 марта 2014 г., Нижний Новгород, Россия.

1.7 Рекомендации по использованию результатов диссертации

Рекомендуется использовать представленные в данной диссертационной работе методы для получения двумерного ферми-газа атомов и диагностики его состояния. Все полученные и описанные результаты качественно справедливы для любой установки по лазерному охлаждению. Количественное отличие зависит в первую очередь от типа охлаждаемых атомов. Частоты атомных переходов определяют, какой лазер должен быть использован для резонансного воздействия. Управление размерностью основывается на нерезонансном воздействии на атомы. Поэтому метод управления размерностью носит универсальный характер. Двумерный газ ферми-атомов может быть использован для наблюдения различных эффектов и проверки теорий квантовых многочастичных систем со сниженной размерностью. Особенное значение имеет использование такой системы для проверки теорий ВТСП. В лаборатории в ИПФ РАН после приготовления двумерного ферми-газа атомов был реализован эксперимент по изучению состояний такой системы в разных режимах взаимодействий [65], т. е. результаты уже были использованы.

Методы определения температуры и локального давления двумерного газа атомов являются универсальными и могут быть применены на любой установке для любого типа атома.

Метод прецизионного измерения параметров потенциала является универсальным, и может быть применён в любой установке, где атомы удерживаются с помощью оптических или магнитных потенциалов. Метод не зависит от типа используемых атомов и лазеров.

Калибровка влияния коллективного эффекта на поглощение излучения в облаке атомов является универсальной, как и сам метод калибровки, что обусловлено универсальностью модели двухуровневого атома.

1.8 Структура диссертации

Работа напечатана на 146 страницах, содержит 63 рисунка и 5 таблиц, состоит из введения, пяти глав, заключения и списка источников, содержащего 127 наименований.

Во введении 1, на страницах 5–17, представлена история развития лазерного охлаждения, сформулирована актуальность задачи исследования систем со сниженной размерностью, обозначены цели и задачи диссертационной работы, представлен список результатов и положений выносимых на защиту, их актуальность и новизна, список работ соискателя.

В главе 2, на страницах 18–59, описаны основные методы лазерного охлаждения и их реализация в созданной соискателем в ИПФ РАН установке по приготовлению и изучению вырожденных атомных газов. В этой главе определяются основные понятия, относящиеся к экспериментам по лазерному охлаждению. Она необходима для понимания последующих глав и целиком представляет выносимый на защиту результат номер 2 — Создана первая в стране установка по приготовлению квантово-вырожденного атомного газа, достигнута наименьшая в стране температура 18 нК.

В главе 3, на страницах 60–76, описан метод управления кинематической размерностью ультрахолодного газа и эксперимент по приготовлению двумерного ферми-газа, представлено доказательство двумерности, основанное на измерении характеристик полученного газа, а также критика более ранних попыток приготовления двумерного ферми-газа в экспериментах по лазерному охлаждению. Эта глава представляет результат номер 1 — *Приготовлен двумерный ферми-газ атомов*. В ней упоминаются некоторые методы и процедуры, описываемые в последующих главах, например, измерение температуры атомного газа и измерение параметров удерживающего потенциала, однако отсутствие знакомства с этими процедурами не влияет на понимание представляемых в данной главе результатов.

В главе 4, на страницах 77–93, описан метод прецизионного измерения параметров оптической ловушки, которая используется для удержания ультрахолодного ферми-газа, и управления кинематической размерностью этого газа. В главе представлен эксперимент по измерению параметров потенциала, а также представлено теоретическое сопровождение этого эксперимента. Данная глава представляет результат номер 3 — Создан основанный на использовании ангармонизма ловушки метод прецизионного измерения параметров оптической ловушки метод прецизионного измерения параметров оптической ловушки.

В главе 5, на страницах 94–124, описано наблюдение с высоким разрешением распределения плотности атомного газа. В ней представлено описание метода, использующегося для измерения распределения плотности атомного газа — метода резонансного поглощения, описание технической реализации этого метода, в частности, описана оптическая система, используемая для фотографирования и позволяющая с высоким разрешением наблюдать распределение плотности атомного газа напрямую, т. е. наблюдать газ, находящийся непосредственно в ловушке. Также в этой главе описаны эффекты, влияющие на процесс резонансного поглощения, которые должны быть учтены при точном измерении плотности атомного газа. Дано феноменологическое описание коллективного эффекта, наблюдающегося в даже в разреженном атомном газе и влияющего на величину поглощения излучения в облаке атомного газа. Эта глава представляет результаты номер 4 — Создана оптическая система, позволяющая осуществлять прямое измерение распределения плотности двумерного атомного газа с разрешением $\approx 1,1$ мкм и 6 — Построена модель учёта коллективных эффектов при поглощении света облаком атомов.

В главе 6, на страницах 125–137, описан методов измерения термодинамических характеристик приготовленного газа, в том числе и температуры, что представляет результат, номер 5 — *Создан метод термометрии, и измерена температура двумерного ферми-газа.* В частности описанный метод используется в главе 3, находящейся на страницах 60–76. Также в данной главе дано описание метода измерения локальных значений плотности вырожденного газа, удерживаемого в ловушке. Этот метод не выносится на защиту и приведён для более полного знакомства читателя с измерениями над ультрахолодными газами.

В заключении 6.3 на странице 138, перечислены основные результаты диссертационной работы. Сказано о результатах, полученных к настоящему моменту, о применении представленных методов. Обсуждаются перспективы дальнейшего исследования двумерных ферми-газов и их использования для проверки теорий квантовой многочастичной физики.

Глава 2

Глубокое лазерное охлаждение на примере установки, созданной соискателем

2.1 Обзор процедуры охлаждения атомного газа

Эксперименты с облаками разреженного ультрахолодного атомного газа, приготовленного методами лазерного охлаждения, являются незаменимым инструментом для изучения физики многочастичных квантовых систем. В таких экспериментах существует возможность прецизионного контроля уникально широкого спектра различных параметров — возможно контролировать плотность, температуру, давление, спиновый состав, межчастичное взаимодействие, а также кинематическую размерность. Эксперименты можно проводить как с бозонами, так и с фермионами. Кроме того, в экспериментах по лазерному охлаждению возможно осуществлять прямое измерение распределение плотности атомного газа.

В данной главе подробно описаны процедуры и методы лазерного охлаждения, используемые для получения вырожденного атомного газа. Описание осуществляется на примере установки, созданной соискателем в ИПФ РАН. Прежде чем начать описание отдельных методов и процедур, важно создать общее представление обо всём процессе приготовления вырожденного газа. Этому посвящён данный раздел. В нём приведён краткий, поэтапный обзор используемых процедур. Фотография всей экспериментальной установки, созданной в ИПФ РАН, представлена на рисунке 2.1.

Приготовление вырожденного атомного газа осуществляется в несколько этапов. Изначально охлаждаемое вещество находится в твёрдом состоянии в контейнере, который соединён с вакуумной камерой. В диссертационной работе охлаждаемым веществом являются атомы лития-6, но всё, что будет в дальнейшем сказано, качественно относится и к другим щелочным металлам (рубидий, натрий, калий и др.). Приготовление вырожденного газа начинается с приготовления атомного пучка — осуществляется нагрев твёрдого лития до 400° С. При такой температуре давление насыщенных паров лития $\approx 10^{-4}$ Topp, их плотность $\approx 10^{12}$ см⁻³, а средняя скорость движения атомов ≈ 1200 м/с. Из нагретого контейнера (печки), через тонкую трубку, атомы попадают в основную вакуумную камеру. Одной из функций трубки является селекция атомов по поперечным скоростям. В результате в области выходного конца трубки формируется узкий направленный пучок атомов.

С этого момента начинается процесс охлаждения атомов. Первые этапы охлаждения осуществляются с помощью воздействия на атомы излучения с частотой близкой к частоте атомного перехода [78]. Схема вакуумной части установки, в которой осуществляется охлаждение, и её фотография представлены на рис. 2.2 и 2.3 соответственно.

Из печки атомы попадают в зеемановский замедлитель [79], представленный, в частности, на рисунке 2.2. Как следует из названия, назначением этого устройства является замедление атомов с применением эффекта Зеемана. Летящие по замедлителю атомы тормозятся



Рисунок 2.1: Общий вид экспериментальной установки по приготовлению квантово вырожденных атомных газов, созданной в ИПФ РАН в ходе диссертационной работы.



Рисунок 2.2: Схема вакуумной части экспериментальной установки. Из печки, через сопло, атомы попадают в зеемановский замедлитель, а затем в основную вакуумную камеру, где осуществляется захват атомов в магнито-оптическую ловушку, а затем перегрузка в дипольную ловушку. Вакуум в системе поддерживается с помощью магниторазрадных насосов (МРН), вакуумной системе посвящён раздел 2.3 на стр. 25.

встречным резонансным лазерным лучом. При уменьшении скорости атомы выходят из резонанса с лазером из-за эффекта Доплера. В замедлителе создано неоднородное распределение магнитного поля так, чтобы эффект Зеемана компенсировал эффект Доплера. Зеемановский замедлитель представляет собой длинную узкую трубу, длиной ≈ 0.8 м. С наружной стороны этой трубы осуществлена неоднородная намотка токоведущего провода, что обуславливает неоднородное распределение магнитного поля внутри этой трубы. Средняя скорость влетающих в замедлитель атомов ≈ 1200 м/с. На выходе из замедлителя атомы движутся со скоростью около 30 м/с. Максимальное ускорение, которое испытывают атомы в замедлителе $\approx 2 \cdot 10^5 g$ по абсолютной величине, где g — ускорение свободного падения.

Вылетающие из замедлителя атомы попадают в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) — область пересечения трёх пар встречно направленных лучей, лежащих в трёх взаимно пер-



Рисунок 2.3: Фотография части экспериментальной установки, цифрами обозначены основные элементы: 1 — печка, 2 — зеемановский замедлитель, 3 — основная вакуумная камера, где происходит удержание атомов в магнито-оптической и дипольной ловушке, 4 — фотокамера.

пендикулярных направлениях [7, 80]. Схема МОЛ показана на рисунке 2.12. В области пересечения лучей магнитное поле изменяется линейно, проходя через ноль. Такая конфигурация магнитного поля создана в зазоре между двумя соосными соленоидами, включёнными так, что магнитное поле каждого направлено навстречу другому.Лазерные лучи слегка отстроены вниз по частоте от резонанса с атомами. Отстройка компенсируется за счёт эффекта Доплера при скоростях атомов, характерных для данного этапа охлаждения. Таким образом, лишь когда атом движется навстречу лучу, происходит резонансное поглощение встречных фотонов и, следовательно, торможение. Область перекрытия шести лучей называется оптической патокой [6]. Патока обеспечивает локализацию атомов в пространстве импульсов. Магнитное поле обеспечивает локализацию охлаждённых атомов в пространстве координат. Минимальная достижимая температура для атомов лития-6 в такой ловушке составляет ≈ 150 мкК и называется доплеровским пределом. Этап накопления атомов в МОЛ длится ≈ 5 сек, за это время накапливается $\approx 10^8 - 10^9$ атомов.

Достигаемая в магнито-оптической ловушке температура все ещё выше температуры вырождения паров атома лития-6, равной от нескольких сотен нК до нескольких мкК. Для дальнейшего охлаждения атомы перегружаются в ловушку, образованную в фокусе луча мощного инфракрасного лазера. Частота этого лазера сильно отстроена вниз от частоты атомного перехода. Такая ловушка называется дипольной [81]. В описываемой экспериментальной установке используется лазер на углекислом газе с длиной волны 10,6 мкм и мощностью 100 Ватт при том, что длина волны атомного перехода ≈ 671 нм. Такие лазеры применяются в промышленности для резки или сварки металлов. Под действием лазерного излучения атомы поляризуются и втягиваются в область наиболее интенсивного поля. Такая ловушка является консервативной, т. е. не возмущающей внутреннее состояние атомы. Глубина ловушки пропорциональна мощности лазера. Наиболее высокоэнергичные атомы могут покинуть ловушку, при этом средняя энергия газа уменьшится. Такое «испарительное» охлаждение

имеет большое сходство с процессом охлаждения чая в чашке, однако в эксперименте осуществляется охлаждение до нескольких нК.

Для ускорения процесса охлаждения осуществляется уменьшение глубины потенциала при наличии интенсивных межчастичных столкновений. Столкновения обеспечивают быструю, по сравнению со скоростью уменьшения потенциала, термализацию. Таким образом осуществляется финальная стадия охлаждения атомного газа. При температурах порядка нескольких сотен нК происходит переход в вырожденное состояние. Низкая температура вырождения обусловлена сильной разреженностью газа, типовые значения концентрации: $n_3 \approx 10^{11-13}$ см⁻³. Выпаривание длится 20–40 с, т. е. столько времени проходит с момента перегрузки атомов из МОЛ до момента приготовления вырожденного газа. В результате приготавливается (1–5)·10⁵ атомов.

С самого начала процесса охлаждения температура снизилась на 11 порядков. На столько же порядков снизилась температура вселенной начиная с 10^{-2} с её существования до наших дней. Все этапы охлаждения осуществляются в вакуумной камере при давлении ниже, чем 10^{-11} Торр, что примерно равно среднесуточному давлению на поверхности луны.

Для первичных этапов охлаждения, а также диагностики атомного газа используется лазер на красителе с кольцевым резонатором. Лазер настроен на резонанс с атомами. Длина волны излучения лазера около 671 нм. Лазер имеет два контура активной обратной связи для стабилизации частоты. Ширина линии генерации лазера около 1 МГц, при этом ширина рабочего перехода атома около 5 МГц. Лазер изготовлен фирмой Техноскан в Новосибирске.

Диагностика приготовленного газа осуществляется методом резонансного поглощения [82], согласно которому осуществляется фотографирование тени, образующейся в резонансном пучке лазерного излучения при его прохождении через облако атомов. Тень проецируется на матрицу прибора с зарядовой связью — фотокамеру. Длительность импульса подсвечивающего резонансного излучения ≈ 5 мкс.

2.2 Свойства атомов ⁶Li, используемых при создании двумерного ферми-газа

2.2.1 Основное состояние атома ⁶Li

В качестве охлаждаемого атома выбран фермионный стабильный изотоп атома лития – ⁶Li. Выбор обусловлен несколькими причинами. Прежде всего это фермион. Литий-6 – водородоподобный атом, имеет 3-й номер в периодической таблице химических элементов Менделеева, т. е. его структура довольно проста: 3 протона, 3 нейтрона и 3 электрона. Литий-6 подробно исследован как экспериментально, так и теоретически, известны его основные механические и оптические свойства. Частоты спектральных линий близки к частотам существующих лазеров, что удобно для охлаждения. Например длина волны спектральной линии D_2 атома ≈ 671 нм. Сверхтонкая структура основного состояния атома удобна для приготовления многокомпонентной ультрахолодной системы. У лития-6 существуют резонансы Фешбаха, которые удобно применять для управления межчастичным взаимодействием с помощью внешнего магнитного поля. Резонанс Фешбаха описан в разделе 2.9.2, стр. 49. Основной трудностью использования лития-6 является малое давление насыщенных паров. Это обстоятельство обуславливает использование зеемановского замедлителя в экспериментальной установке. Замедлитель описан в разделе 2.5, стр. 29.

Основное состояние электронной оболочки атома лития: $1S^22S^1$, в этом состоянии атом имеет один электрон на внешней оболочке, далее он будет обозначаться просто как электрон. В основном состоянии орбитальный момент электрона L = 0, и спин S = 1/2. Спин ядра I = 1. Таким образом, возможны два состояния полного момента атома F = J + I, где

J = L + S — полный момент электронной оболочки: F = 3/2 и F = 1/2 и, соответственно, состояния проекции полного момента $m_{F=3/2} = \pm 3/2, \pm 1/2$ и $m_{F=1/2} = \pm 1/2$

Сверхтонкое расщепление основного состояния, обусловленное взаимодействием магнитных моментов ядра и электрона, описывается оператором:

$$\hat{H}_{hf} = \frac{\alpha_{hf}}{\hbar^2} \vec{\vec{S}} \cdot \vec{\vec{I}},$$
(2.1)

где $\alpha_{hf} = 2\pi \hbar (152,137 \text{ M}\Gamma \mu)$ — постоянная, определяющая величину сверхтонкого расщепления основного уровня атома ⁶Li. Сверхтонкое расщепление основного состояния, разница энергий между подуровнями F = 3/2 и F = 1/2, составляет $\approx 228 \text{ M}\Gamma \mu$. Каждый подуровень имеет соответствующую степень вырождения. Схема сверхтонкой структуры основного $2^2 S_{1/2}^{1}$ и возбуждённого $2^2 P_{3/2}$ уровней представлена на рис. 2.4.



Рисунок 2.4: Сверхтонкая структура уровня $2^2 S_{1/2}$ и уровня $2^2 P_{3/2}$ атома лития-6 в нулевом магнитном поле. На рисунке наклонными стрелками отмечены циклические переходы $|F = 3/2, m_F = \pm 3/2\rangle \rightarrow |F' = 5/2, m'_F = \pm 5/2\rangle.$

Вырождение подуровней снимается во внешнем магнитном поле, т. е. наблюдается эффект Зеемана. Эффект описывается следующим оператором:

$$\hat{H}_B = \frac{\mu_B}{\hbar} \left(g_j \vec{\vec{J}} - g_I \vec{\vec{I}} \right) \cdot \vec{B}, \qquad (2.2)$$

где μ_B — магнетон Бора, $g_J = 2,002$ — g-фактор электрона в интересующем состоянии, в данном случае в основном, $g_I = -0,000448$ — ядерный g-фактор. Электронный g-фактор для уровня J = 3/2: $g_J = 1,335$. Собирая операторы (2.1) и (2.2) в одном уравнении и решая его в базисе $|m_J, m_I\rangle$, где m_J и m_I состояния проекции орбитального момента и спина ядра соответственно, решается задача о подуровнях сверхтонкого расщепления основного состояния атома лития-6 в магнитном поле:

$$\hat{H} = \frac{\alpha_{hf}}{\hbar^2} \hat{\vec{S}} \cdot \hat{\vec{I}} + \frac{\mu_B}{\hbar} \left(g_j \hat{\vec{J}} - g_I \hat{\vec{I}} \right) \cdot \vec{B},$$
(2.3)

¹⁾Состояние атома обозначается как $n^{2s+1}L_J$, где n — номер валентной орбитали, s — полный спин валентных электронов, L — орбитальный угловой момент валентных электронов, J — полный угловой момент валентных электронов.

В графическом виде решение этой задачи представлено на рисунке 2.5 (а). Состояния сверхтонкой структуры основного уровня атома лития в магнитном поле в базисе $|m_J, m_I\rangle$:

$$1\rangle = \sin\Theta_+ |1/2,0\rangle - \cos\Theta_+ |-1/2,1\rangle \tag{2.4}$$

$$|2\rangle = \sin\Theta_{-}|1/2, -1\rangle - \cos\Theta_{-}|-1/2, 0\rangle$$
(2.5)

$$|3\rangle = |-1/2, -1\rangle \tag{2.6}$$

$$|4\rangle = \cos\Theta_{-}|1/2, -1\rangle + \sin\Theta_{-}|-1/2, 0\rangle \tag{2.7}$$

$$|5\rangle = \cos\Theta_+|1/2,0\rangle + \sin\Theta_+|-1/2,1\rangle \tag{2.8}$$

$$|6\rangle = |1/2,1\rangle, \tag{2.9}$$

где состояния пронумерованы в порядке возрастания энергии при $B \neq 0$ и введены обозначения:

$$\sin \Theta_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{1 + (Z_{\pm} + R_{\pm})^2 / 2}}$$
(2.10)

$$\cos\Theta_{\pm} = \sqrt{1 - \sin\Theta_{\pm}^2} \tag{2.11}$$

$$R_{\pm} = \sqrt{\left(Z_{\pm}\right)^2 + 2} \tag{2.12}$$

$$Z_{\pm} = \frac{\mu_B B}{\alpha_{hf}} \left(g_J - g_I \right) \pm \frac{1}{2}.$$
 (2.13)



Рисунок 2.5: (а) Расщепление в магнитном поле подуровней сверхтонкой структуры уровня $2^2S_{1/2}$, (б) — уровня $2^2P_{3/2}$. На рисунке (а) нулю на вертикальной шкале соответствует энергия уровня $2^2S_{1/2}$ без учёта сверхтонкого расщепления, на рисунке (б) нулю соответствует энергия уровня $2^2P_{3/2}$.

В пределе сильного магнитного поля $B \to \infty$ переменные $Z_{\pm} \to \infty$, и, следовательно, $\sin \Theta_{\pm} \to 0$, $\cos \Theta_{\pm} \to 1$. Тогда в базисе $|m_J, m_I\rangle$ собственные состояния гамильтониана (2.3) запишутся как:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= -|-1/2,1\rangle, \quad |2\rangle &= -|-1/2,0\rangle, \quad |3\rangle &= |-1/2,-1\rangle, \\ |4\rangle &= |1/2,-1\rangle, \quad |5\rangle &= |1/2,0\rangle, \quad |6\rangle &= |1/2,1\rangle. \end{aligned}$$
 (2.14)

2.2.2 Возбуждённое состояние атома ⁶Li

В возбуждённом состоянии атома лития-6 орбитальный момент электрона L' = 1. Возможные значения полного механического момента электрона J' = L' + S': J' = 3/2 и

J' = 1/2. Спин-орбитальное взаимодействие обуславливает тонкое расщепление возбуждённого уровня: величина расщепления определяется из решения уравнения Шрёдингера с гамильтонианом спин-орбитального взаимодействия:

$$\hat{H}_{fs} = \beta \vec{\vec{L}'} \cdot \vec{\vec{S}'}, \tag{2.15}$$

где β постоянная, определяющая величину тонкого расщепления. Возбуждённый уровень электрона разделяется на два подуровня. Уровень соответствующий J' = 1/2 обозначается $2^2 P_{1/2}$, а уровень соответствующий J' = 3/2 обозначается $2^2 P_{3/2}$. Величина тонкого расщепления возбуждённого уровня $\Delta E_{fs} = 2\pi\hbar(10,053 \ \Gamma\Gamma\mu)$.

Задачу о сверхтонком расщеплении подуровней тонкого расщепления возбуждённого уровня электрона удобно решать в базисе состояний полного момента. Состоянию $2^2P_{1/2}$ соответствуют значения полного момента системы: F' = 1/2 и F' = 3/2, а состоянию $2^2P_{3/2}$ значения: F' = 1/2, F' = 3/2 и F' = 5/2. Каждому значению полного момента соответствует подуровень сверхтонкой структуры, имеющий соответствующую степень вырождения, которое снимается во внешнем магнитном поле. При решении задачи с подобными (2.3) операторами взаимодействия, но с соответствующими задаче значениями g-факторов $g_J(^2P_{3/2}) = 1,335$, получается зависимость подуровней сверхтонкой структуры уровней $2^2P_{1/2}$ и $2^2P_{3/2}$ от магнитного поля. Решение для уровня $2^2P_{3/2}$ представлено в графическом виде на рисунке 2.5 (б). Из него видно, что в большом магнитном поле спектральные линии объединяются в группы по проекции m'_J . Нижние три состояния, указанные на рисунке 2.5 (б), от меньшей к большей энергии: $|m'_J = -3/2, m'_I = 1\rangle$, $|m'_J = -3/2, m'_I = 0\rangle$, $|m'_J = -3/2, m'_I = -1\rangle$.

2.2.3 Циклические оптические переходы атома ⁶Li

В процессе приготовления и диагностики холодного газа удобно использовать циклические атомные переходы. Это переходы, при использовании которых атом можно эффективно представить в виде двухуровневого, т. е. когда распад из верхнего состояния перехода возможен только в одно нижнее состояние. А из нижнего состояния, при использовании излучения с определённой частотой и поляризацией возможно возбуждение только в одно верхнее состояние. Такими являются переходы $|F = 3/2, m_F = \pm 3/2\rangle \rightarrow |F' = 5/2, m'_F = \pm 5/2\rangle$, показанные на рисунке 2.4. Эти переходы являются циклическим во всех магнитных полях. В большом магнитном поле их удобнее представить в базисе $|m_J, m_I\rangle$: $|m_J = -1/2, m_I = -1\rangle \rightarrow |m'_J = -3/2, m'_I = -1\rangle$ и $|m_J = 1/2, m_I = 1\rangle \rightarrow |m'_J = 3/2, m'_I = 1\rangle$. Например, на этих переходах работает зеемановский замедлитель. Выход атома из такого циклического перехода возможен только при воздействии на него соответствующего излучения, например, излучения с другой поляризацией.

Примерами других циклических переходов являются переходы из состояний $|1\rangle$ или $|2\rangle$, выражаемых в большом магнитном поле через состояния базиса $|m_J, m_I\rangle$ как $|1\rangle \approx |m_J = -1/2, m_I = 1\rangle \rightarrow |m'_J = -3/2, m'_I = 1\rangle$ или $|2\rangle \approx |m_J = -1/2, m_I = 0\rangle \rightarrow |m'_J = -3/2, m'_I = 0\rangle$. Эти переходы используются при фотографировании атомной системы. Из верхних состояний данных переходов существует вероятность спонтанного распада в тёмное состояние: $|m'_J = -3/2, m'_I = 1\rangle \rightarrow |5\rangle$ или $|m'_J = -3/2, m'_I = 0\rangle \rightarrow |4\rangle$. Таким образом, переход не является чисто двухуровневым. Однако величина ошибки составляет несколько процентов и может быть учтена. Причиной по которой для диагностики не используется чистый циклический переход $|3\rangle = |m_J = -1/2, m_I = -1\rangle \rightarrow |m_J = ' -3/2, m'_I = -1\rangle$ является необходимость приготовления двухкомпонентной спиновой смеси холодных атомов. В качестве состояний смеси выбираются состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$, в то время как в состоянии $|3\rangle$ не оставляется, по возможности, ни одного атома.

Переход $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$ соответствует спектральной линии D_2 атома лития-6. С точностью до состояний сверхтонкой структуры указанных уровней, во всех процедурах лазерного охлаждения в данной работе используется именно этот переход. Его частота обозначается ω_0 . Сечение поглощения циклического перехода этой линии

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} = 0,215 \text{ мкм}^2. \tag{2.16}$$

Ширина линии

$$\Gamma = 2\pi (5,87 \text{ M}\Gamma \mathfrak{q}). \tag{2.17}$$

Интенсивность насыщения данного циклического перехода

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2\sigma_0} = 2,54 \text{ MBT/cm}^2.$$
(2.18)

2.3 Вакуумная камера для изоляции холодного атомного газа от внешних воздействий

Для осуществления охлаждения атомного газа, необходимо изолировать его от теплового контакта с более горячими телами и от контакта с воздухом, поскольку литий окисляется на воздухе. Помимо этого, для получения стабильного облака холодного атомного газа, необходимо изолировать его от столкновений с частицами фонового газа, выбивающими атомы из ловушки. По этим причинам все стадии процесса охлаждения осуществляются в вакууме. Воздействие на атомы оказывается лишь посредством электромагнитного излучения. Схема основной части вакуумной камеры и её фотография представлена на рисунке 2.6.



Рисунок 2.6: (а) Схема вакуумной камеры, с указанием назначения использования портов. (б) Фотография основной вакуумной камеры.

Давление фонового газа в вакуумной камере определяется из условия, что за время приготовления вырожденного газа, число столкновений с фоновым газом должно быть пренебрежимо мало. В экспериментальной установке достигнуто давление $5 \cdot 10^{-12}$ Торр. Был проведён эксперимент по измерению времени жизни оптической дипольной ловушки с атомами, заключающийся в измерении числа удерживаемых в ловушке атомов в различные моменты времени. О дипольной ловушке написано в разделе 2.8, стр. 39. Результат представлен на рисунке 2.7, где указана зависимость числа частиц в ловушке от времени, и показана аппроксимация функцией: $N(t)/N_{max} = e^{-t/\tau_{trap}}$, где N(t) — число частиц в ловушке в момент времени определяения зависимость числа частиц от времени определялась по зависимости от времени интенсивности флуоресценции атомов, удерживаемых в

ловушке, при подсветке их резонансным излучением. Сигнал регистрировался фотодетектором. Измеренное значение времени жизни $\tau_{trap} \approx 105$ с, что больше времени эксперимента с ультрахолодным газом по окончании приготовления эксперимент продолжается от долей до единиц секунд. Таким образом, за время эксперимента не наблюдается значимых потерь атомов из ловушки.



Рисунок 2.7: Измерение времени жизни атомов в оптической дипольной ловушке. Синие точки — нормированное число частиц в ловушке, красная линия — аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной функцией.

Вакуумная камера и другие основные элементы системы изготавливались на заказ по уникальным чертежам, однако с условием совместимости со стандартными элементами вакуумных систем. Производство частично осуществлялось компанией MDC Vacuum, частично на производственных мощностях ИПФ РАН.

Схема всей вакуумной системы представлена на рисунке 2.2. Основные элементы вакуумной системы: источник направленного пучка атомов (печка), зеемановский замедлитель и вакуумная камера, в которой осуществляется захват атомов в оптическую ловушку.

Приготовление глубокого вакуума в камере осуществляется в несколько этапов. Сначала с помощью механического насоса осуществляется откачка воздуха из камеры до давления $P > 10^{-2}$ Topp. Затем, одновременно с отогревом поверхностей вакуумной камеры при температуре около 300°C, осуществляется откачка турбомолекулярным насосом. На этом этапе давление понижается до $P > 10^{-8}$ Topp. Затем включается магниторазрядный насос, а также одновременно осуществляется напыление слоя титана на внутреннюю поверхность вакуумной камеры. Этот слой также работает как насос. Его ещё называют гетерным насосом. Большинство частиц, находящихся внутри камеры, прилипают к слою титана. Напыление осуществляется за счёт пропускания электрического тока через титановые филаменты. Ток вызывает их нагревание и испарение титана. Эффективность такого насоса, очевидно, тем больше, чем больше площадь поверхности, покрытая титаном. Однако не все газы эффективно откачиваются таким насосом, например, благородные газы типа аргона или гелия, из-за их низкой химической активности. Эти газы также плохо откачиваются магниторазрядными насосами, поскольку элементы с полностью заполненной электронной оболочкой труднее ионизировать. Основной способ их удаления — турбомолекулярный насос.

В вакуумной системе используется два магниторазрядных насоса, показанных на рисунке 2.2, один в области печки, с потоком 40 лт/с, другой в основной вакуумной камере, поток через этот насос 75 лт/с. Эффективный поток сублимационного насоса ≈ 500 лт/с.

Магниторазрядный насос нельзя включать при давлении выше, чем $\approx 10^{-5}$ Торр, поскольку при таком давлении плотность частиц газа достаточно велика и создаваемый ток ионизированных частиц может повредить насос. Для поддержания вакуума работает только магниторазрядный насос. Этот насос не производит акустического шума и, таким образом, не оказывает влияния на процесс приготовления холодного газа. Работа турбомолекулярного насоса связана с вращением лопастей и, следовательно, вибрацией. Эта вибрация может передаваться на оптические элементы, через которые проходят лучи, создающие ловушки для атомов. Таким образом ловушки для атомов начинают колебаться, вызывая нагрев удерживаемых в них атомов. Слой титанового напыления необходимо обновлять время от времени, поскольку со временем уменьшается число атомов титана, которые ещё не прореагировали ни с одним атомом. В рассматриваемой установке период напыления титана составляет от нескольких месяцев до полугода.

2.4 Создание пучка атомов ⁶Li

В экспериментах используется стабильный изотоп атома лития — 6 Li, он находится в твёрдом состоянии при комнатной температуре. Прежде чем заниматься охлаждением газа атомов, необходимо сначала перевести литий из твёрдого состояния в газообразное. Для этого используется печь, где кусок твёрдого лития нагревается. Схема печки и её фотография представлена на рисунке 2.8.



Рисунок 2.8: (а) Схема печки. (б) Фотография печки.

Для получения паров атомного газа, литий нагревается выше температуры плавления, равной 179° С. Давление паров лития P при температуре T выше температуры плавления описывается формулой [83]:

$$\log_{10} P[\text{Topp}] = 10,3454 - \frac{8345,57}{T} - 8,84 \cdot 10^{-5}T - 0,68106 \log_{10} T,$$
(2.19)

где температура задаётся в Кельвинах. Температура печки в области контейнера $\approx 400^{\circ}$ С этому соответствует давление в $P = 9.2 \cdot 10^{-5}$ Торр, используя уравнение состояния идеального газа получаем, что этому соответствует плотность $n_3 = 1.3 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Средняя скорость атомов лития-6 на выходе из печки при такой температуре примерно 1200 м/с.

Горячий газ атомов по тонкой трубке вылетает из печи, так образуется направленный поток атомов. Печь состоит из нескольких элементов: резервуар для хранения твёрдого лития, тонкая трубка для коллимирования атомного пучка, система нагрева, позволяющая создавать

Таблица 2.1: Таблица распределения температур в различных зонах нагрева корпуса печки.

зона	1	2	3	4	5
температура (К)	375	400	375	360	310

градиент температур вдоль трубки, а также система контроля температуры и система рециркуляции лития. Внутренний диаметр трубки d = 5,5 мм. Диаметр увеличивается на конце, что позволяет избежать образования затора из-за конденсации паров лития, а также уменьшает поток тепла от нагретой трубки к остальной камере. Резервуар имеет крышку, для возможного пополнения твёрдого лития. Крышка представляет собой фланец с ножевым контактом²). В качестве прокладки для ножевого контакта используется никелевое кольцо. Никелевая прокладка более предпочтительна в данном случае, чем медная, поскольку она более стойка к периодическому нагреванию и охлаждению, а также менее интенсивно реагирует с парами лития в условиях нагрева. При этом совсем избавиться от химической реакции не удаётся. Наблюдалось полное разложение никелевой прокладки за 6 лет.



Рисунок 2.9: Схема расположения зон нагрева на корпусе печки. Пропорции приблизительно соблюдены.

Нагрев печки осуществляется с помощью тока, текущего по нихромовой проволоке, диаметром 0,6 мм. Проволока намотана вокруг корпуса печки. Намотка осуществляется локально, вокруг нескольких зон, для того чтобы была возможность создавать градиент температур вдоль корпуса печки. Схема расположения зон нагрева представлена на рисунке 2.9. В зависимости от зоны нагрева, ток, текущий по проволоке, принимает значение от $\approx 1,1$ А до $\approx 1,6$ А. Корпус печки сделан из нержавеющей стали. Во избежание контакта между проволокой и корпусом, корпус изначально покрывается тонким слоем термостойкого цемента, обладающего также термоизоляционными свойствами³⁾. Намотанная проволока покрывается сверху несколькими дополнительными слоями цемента. Между вторым и третьим слоем цемента над зонами намотки проволоки в цемент закладываются термопары для контроля температуры печки и градиента температуры. Всего было сделано пять зон намотки нихромовой проволоки и размещено соответственно пять термопар. Вся конструкция помещается в шамотный кирпич, в котором для совмещения с печкой сделаны ложбины.

²⁾Фланец изготовлен фирмой MDCVacuum, имеет номинальный размер 1,13 дюйма, его каталожный номер 110000.

³⁾Используется цемент на циркониевой основе фирмы Omega. Товарная марка: CC High Temperature Cement.

В созданной печке была реализована технология рециркуляции атомов лития, которые не попали в выходное отверстие трубки, и осели на её стенках⁴⁾. Технология заключается в размещении вдоль внутренних поверхностей резервуара и трубки сетки с мелкой ячейкой, имеющей размер порядка 140 мкм. Распределение температуры вдоль корпуса печки создано таким образом, что наибольшая температура соответствует зоне резервуара и уменьшается в доль трубки, принимая значение, чуть выше точки плавления на конце трубки. Температуры в разных зонах печки сведены в таблице 2.1. Градиент температур и сетка обуславливают всасывание лития, сконденсировавшегося на внутренней поверхности трубки в зону наибольших температур. Эта технология приводит к увеличению срока службы печки. Однако в диссертационной работе не было осуществлено никаких проверок этой технологии. Одной из причин является то, что давление в вакуумной камере меньше, чем 10^{-11} Торр и требуется около недели, чтобы приготовить такой вакуум. Между тем эксперимент по изучению движения лития в обратном направлении трубки не может быть осуществлён без открывания системы и поднятия давления внутри камеры до атмосферного.

2.5 Замедление потока атомов встречным резонансным излучением

Вылетающие из печки атомы попадают в зеемановский замедлитель, где атомы тормозятся встречным резонансным излучением [79]. Атомы, попадающие в замедлитель со скоростью меньшей, чем ≤ 1400 м/с эффективно замедляются и вылетают из него со скоростью примерно 30 м/с. Тормозящее излучение имеет длину волны $\lambda \approx 671$ нм и настроено на линию D_2 отвечающей переходу $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$.

Торможение атомов осуществляется за счёт взаимодействия со встречно направленным лазерным лучом. Атом, движущейся вдоль замедлителя, поглощает летящие навстречу фотоны, при этом атом возбуждается и приобретает импульс фотона, равный $\hbar k$, $k = 2\pi/\lambda$, и направленный противоположно движению атома. При спонтанной релаксации атом излучает в случайном направлении. Такое рассеяние приводит, в среднем, к уменьшению скорости движения атома вдоль направления оси замедлителя. Из-за эффекта Доплера при уменьшении скорости атома пропадает резонанс со встречным лазерным лучом. Для того чтобы процесс замедлителя создаётся неоднородное магнитное поле. В магнитном поле за счёт эффекта Зеемана изменяется величина атомного перехода. Распределение магнитного поля создаётся таким, чтобы атом по возможности в каждой точке замедлителя был в резонансе с лазерным лучом. Положение зеемановского замедлителя в общей системе охлаждения атомного газа проиллюстрировано на рисунке 2.10, фотография замедлителя представлена на рисунке 2.11.

Ускорение, испытываемое атомом под действием встречного лазерного излучения:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\hbar k\Gamma}{2m} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\Delta/\Gamma)^2},$$
(2.20)

где V — скорость движения атома, k — волновой вектор фотона, m — масса частицы, Γ — ширина перехода, I_{sat} — интенсивность насыщения, $\Delta = \Delta_0 + V k$ — отстройка от резонансной частоты в системе отсчёта атома, V k — отстройка из-за эффекта Доплера, а Δ_0 — величина отстройки частоты лазера от частоты атомного перехода. Сюда следует добавить отстройку $\Delta_B(z)$, связанную со сдвигом резонансной частоты в магнитном поле. Тогда величина Δ_0 определяет значения магнитного поля в котором лазер находится в резонансе

⁴⁾Данная технология была предложена в начале девяностых годов Рендалом Хьюлетом (Randall G. Hulet) и является общеиспользуемой в данной области экспериментальной физики. Ссылка на работу, где явно была предложена данная технология автору диссертации не известна, скорее всего такой ссылки не существует.



Рисунок 2.10: Положение зеемановского замедлителя в общей системе охлаждения атомного газа. Жёлтым цветом показана намотка токоведущего провода зеемановского замедлителя, ступеньки символизируют разное количество витков намотки, что обеспечивает неоднородное распределение магнитного поля внутри замедлителя.



Рисунок 2.11: Фотография зеемановского замедлителя.

с покоящимися частицами. При интенсивности, стремящейся к бесконечности $(I \to \infty)$, ускорение максимально и равно $a_m = \hbar k \Gamma / 2m$. Его значение примерно равно $2 \cdot 10^5 g$, где g — ускорение свободного падения. Наибольшее ускорение в условиях малой интенсивности тормозящего луча получается, когда

$$\Delta = \Delta_0 + V k - \Delta_B(z) = 0. \tag{2.21}$$

Профиль магнитного поля вдоль трубы замедлителя, компенсирующего отстройку от резонанса из-за эффекта Доплера, рассчитывается из соотношения $\Delta = 0$.

Магнитное поле направлено вдоль оси замедлителя. Зависимость энергии состояний атома лития-6 от магнитного поля можно найти в разделе 2.2, стр. 21. В базисе $|F, m_F\rangle$ замедлитель работает на переходе $|F = 3/2, m_F = 3/2\rangle \leftrightarrow |F' = 5/2, m'_F = 5/2\rangle$. Этот переход происходит при поглощении фотона с поляризацией σ_+ . Это циклический переход, т. е. возможно многократное повторение цикла возбуждение–релаксация и, следовательно, торможение. Циклическим переходам посвящён раздел 2.2.3, стр. 24. По разным причинам в процессе движения вдоль замедлителя возможен уход атомов из циклического перехода. В конечном итоге все атомы попадают в состояния $|F = 1/2, m_F = \pm 1/2\rangle$, отстоящее от нижнего состояния циклического перехода на 228 МГц в нулевом магнитном поле, и выпадают из процесса замедления. Для возвращения атомов из «тёмного» состояния в рабочий переход, вместе с основным лучом замедлителя на атомы посылается луч, частота которого на 228 МГц больше, чем у основного луча.

В базисе $|m_J, m_I\rangle$ состояниям $|F' = 5/2, m'_F = 5/2\rangle$ и $|F = 3/2, m_F = 3/2\rangle$ соответствуют состояния $|m'_J = 3/2, m'_I = 1\rangle$ и $|m_J = 1/2, m_I = 1\rangle$, соответственно. Тогда

$$\Delta_B = \frac{\mu_B}{\hbar} B \left(g_{J'=3/2} \frac{3}{2} - g_{J=1/2} \frac{1}{2} \right) \approx \frac{\mu_B}{\hbar} B, \qquad (2.22)$$

где g_J — фактор Ланде для соответствующего уровня, $g_{J=1/2} = 2.002$, $g_{J'=3/2} = 1.335$ [84].

Из уравнения (2.21) и уравнения (2.22) получается уравнение на профиль поля:

$$\frac{\mu_B}{\hbar}B(z) = \Delta_0 + V(z)k, \qquad (2.23)$$

где V(z) – скорость атомов в точке с координатой z.

В расчётах предполагается, что атом замедляется с постоянным ускорением $a = \alpha_z a_m$, где α_z — коэффициент неидеальности замедлителя, введённый для учёта различных обстоятельств, обуславливающих отличие рассматриваемой модели от реальности, и приводящих к уменьшению ускорения атомов. Случай $\alpha_z = 1$ соответствует идеальному замедлителю, в котором замедление атомов происходит максимально быстро, а замедлитель, соответственно, имеет минимальную длину. В нашем случае при расчёте замедлителя было заложено $\alpha_z \approx 0.7$. Для профиля получается выражение:

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu_B} \left(\Delta_0 + k \sqrt{V_0^2 - 2\alpha_z a_m z} \right), \qquad (2.24)$$

где V_0 — некоторая начальная скорость атомов на входе в замедлитель.

Если представить профиль магнитного поля в виде $B(z) = B_0 \cdot f(z)$, где f(z) функция, описывающая распределение магнитного поля в пространстве, а B_0 — высота этого распределения. При изменении величины B_0 , путём изменения тока текущего по электромагниту замедлителя, эффективно меняется параметр V_0 . Его значение подбирается экспериментально исходя из условия наибольшей эффективности работы замедлителя — из принципа наибольшей плотности потока атомов, двигающихся на выходе из замедлителя со скоростью меньше пороговой. Пороговая скорость определяется следующим этапом охлаждения, а именно способностью магнито-оптической ловушки захватывать атомы, двигающиеся с заданной скоростью. В эксперименте этот порог ≈ 30 м/с. По этому же принципу подбирается параметр Δ_0 .

Из формулы (2.20) видно, что процесс замедления является устойчивым для частиц, двигающихся со скоростью $V < V_{res}$, где V_{res} — скорость при которой частица находится точно в резонансе с тормозящим лучом в некоторой точке замедлителя z. Движение со скоростью $V < V_{res}$ соответствует величине $\Delta < 0$, в этом случае тормозящая сила, действующая на частицу, не является максимальной, но эта сила возрастает при продвижении частицы вдоль замедлителя, т. к. $|\Delta| \rightarrow 0$. Чем ближе значение $V \kappa V_{res}$, тем интенсивнее частица взаимодействует с лучом и эффективнее замедляется. Если $V > V_{res}$, то процесс замедления неустойчив, поскольку при продвижении частицы вдоль замедлителя величина отстройки $|\Delta|$ увеличивается, а тормозящая сила уменьшается. Фактически значение параметра $\alpha_z < 1$ обеспечивает устойчивость процесса замедления. Поскольку в этом случае зависимость $V_{res}(z)$ спадает медленнее, чем V(z), что обеспечивает в каждой точке замедлителя режим $V < V_{res}$.

Замедлитель представляет собой трубу диной ≈ 80 см с переменным внутренним диаметром, который меняется от 5 мм на входе, до 15 мм на выходе замедлителя. Для создания неоднородного распределения магнитного поля, на трубу замедлителя осуществлена неоднородная намотка токоведущего провода.

2.6 Магнито-оптическая ловушка для атомов

Вылетающие из зеемановского замедлителя атомы захватываются в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) [7]. Принципиальная схема МОЛ показана на рисунке 2.12 (а). Первая МОЛ для атомов лития-6 была создана в 1991 г. [80]. МОЛ представляет собой три взаимноортогональные пары встречнонаправленных лучей. В каждой паре один из лучей имеет поляризацию σ_{-} , а другой σ_{+} . В точке пересечения всех лучей находится точка нуля магнитного поля. Магнитное поле изменяется линейно вокруг этой точки. Оно создаётся двумя катушками, оси катушек совпадают с вертикальной парой лучей. Катушки располагаются сверху и снизу вакуумной камеры. Таким образом, между катушками есть зазор. Ток по катушкам течёт так, что векторы магнитного поля катушек направлены навстречу друг другу. В пространстве между катушками существует точка, магнитное поле в которой равно нулю. Фотография соленоидов, создающих магнитное поле для МОЛ, представлена на рисунке 2.13.



Рисунок 2.12: (а) Схема магнито-оптической ловушки. Широкими плоскими красными стрелками показаны лазерные лучи. Для одной пары лучей показана их поляризация. Толстыми чёрными кольцами со стрелками показаны токи, текущие по катушкам, создающим магнитное поле. Круг в центре символизирует удерживаемые атомы. (б) Фотография магнито-оптической ловушки, в которой содержится ≈ 3 · 10⁸ атомов.

Каждый лазерный луч отстроен вниз по частоте от резонанса с атомным переходом на величину $\approx 6 \ \Gamma$. Таким образом, если атом двигается с конечной скоростью навстречу лучу, то из-за эффекта Доплера он попадает в резонанс с лазерным лучом и замедляется. Пересечение 6-ти лучей образует такую область, в которой скорость движения в любом направлении уменьшается. Эту область называют оптической патокой. Таким образом происходит локализация атомов в пространстве скоростей в области вокруг нуля. Для локализации атомов в пространстве скоростей в области вокруг нуля. Для локализации атомов в пространстве скоростей в области вокруг нуля. Магнитное поле равно нулю в центре области локализации. Локализация происходит следующим образом. В целях упрощения рассмотрения считается, что на масштабах ловушки магнитное поле изменяется линейно вдоль любого направления, и равно нулю в центре ловушки. Также для простоты рассматривается одномерная модель с единственной координатой z.

Представим атом, у которого может быть два значения суммарного момента J = 0 и J' = 1, соответствующие нижнему и верхнему энергетическим уровням. Состояние с J' = 1 имеет три подуровня $m'_J = 0, \pm 1$, которые разделяются во внешнем магнитном поле. Сдвиг энергетических уровней из-за эффекта Зеемана: $\Delta E = -\mu_B g_J m_J \Delta B_z$. Схема энергетических уровней представлена на рисунке 2.14. Допустим, в области z < 0 поле B_z сонаправлено с

Соленоиды, создающие магнитное поле для МОЛ



Область МОЛ



осью z, тогда энергия уровня с $m'_J = -1$ уменьшается в направлении z, а энергия уровня с $m'_J = 1$ уменьшается в направлении противоположном оси z. Поскольку лазерные лучи имеют отстройку в красную сторону от резонанса, уровень с $m'_J = 1$ попадает в резонанс с лучом в какой-то точке в области $z = z_r < 0$, если лазерный луч, распространяющийся в направлении оси z, имеет поляризацию σ_+ , то атом, попавший в точку z_r , возбудится на уровень $m'_J = 1$. Таким образом, на атом будет действовать сила, направленная в сторону точки z = 0. Аналогичная ситуация в области z > 0, здесь в резонанс с лазерным лучом попадает уровень с $m'_J = -1$ и атом поглощает фотоны из луча, имеющего поляризацию σ_- и направленного в сторону точки z = 0. Таким образом происходит локализация атомов магнито-оптической ловушке вблизи точки z = 0. Отстройка частоты в красную сторону, как и в случае с замедлителем, приводит к тому, что процесс торможения атомов является устойчивым.



Рисунок 2.14: Схема энергетических уровней атома в области центра магнито-оптической ловушки. Синей и зелёной наклонной линией показаны энергетические уровни, соответствующие $m'_J = -1$ и $m'_J = 1$. Волнистыми линиями синего или зелёного цвета обозначены лазерные лучи, вызывающие переход на уровень соответствующего цвета. Красная пунктирная линия обозначает частоту лазера.

Случай с атомом лития-6 отличается от рассмотренного случая лишь небольшими усложнениями. Вместо рассмотренного перехода $m_J = 0 \rightarrow m'_J = \pm 1$, при создании ловушки используются переходы: $|F = 3/2\rangle \rightarrow |F' = 5/2\rangle$. Кроме того, атом лития-6 не является двухуровневым. За счёт спонтанной эмиссии из возбуждённых состояний с $m'_F \neq \pm 5/2$ возможно попадание атома в состояния $|F = 1/2, m_F = \pm 1/2\rangle$ являющиеся тёмными. Атом, находящийся в одном из этих состояний, оказывается не в резонансе с лучами, образующими ловушку, следовательно, не удерживается ими и покидает ловушку. Для выкачивания атомов из этого состояния, как и в случае с замедлителем, с лучами резонансными с переходом $|F = 3/2\rangle \rightarrow |F' = 5/2\rangle$ совмещаются лучи имеющие частоту на 228 МГц больше, т. е. резонансные с переходом $|F = 1/2\rangle \rightarrow |F' = 5/2\rangle$.

В магнито-оптической ловушке атом постоянно взаимодействует с резонансным излучением, направленным с шести сторон, как показано на рисунке 2.12 (а). Это приводит к тому, что атом постоянно поглощает и испускает фотоны. Испускание фотона приводит к появлению у атома дополнительного импульса отдачи, имеющего случайное направление. Таким образом, атом в магнито-оптической ловушке находится в режиме случайного блуждания. Причём из-за конечности импульса отдачи средняя скорость его не является нулевой. Таким образом, существует предел охлаждения атомов в магнито-оптической ловушке, называемый доплеровским пределом [85]. Для трёхмерной МОЛ доплеровский предел равен [86]:

$$T_{Dop} = \frac{\hbar\Gamma}{2}.$$
(2.25)

В ловушке для атомов ⁶Li на указанном переходе предел охлаждения: $T_{Dop} \approx 150$ мкК.

Для реализации магнито-оптической ловушки вакуумная камера имеет необходимое количество портов. Схема вакуумной камеры с указанием назначения портов представлена на рисунке 2.8 (a). Вакуумная камера позволяет создать пересечение шести попарно встречных лучей, лежащих в трёх взаимно перпендикулярных плоскостях. Система лучей, создающих МОЛ, представлена на рисунке 2.15. На начальном этапе с помощью поляризующей делительной пластины происходит совмещение основного луча МОЛ и луча перенакачки. Затем происходит разделение лучей на вертикальный и горизонтальный, а затем горизонтальный луч разделяется на два, которые запускаются в вакуумную камеру под углом близким к 90° друг к другу. Каждый луч с помощью соответствующего телескопа расширяется от размера порядка нескольких миллиметров до размера порядка полутора сантиметров. Это делается для увеличения области перекрытия пучков, т. е. для увеличения области оптической патоки, где атомы замедляются и захватываются в МОЛ. В вакуумную камеру лучи запускаются коллимированными. Интенсивность основных лучей МОЛ ≈ 50 мВт/см², интенсивность лучей перенакачки из тёмного состояния ≈ 10 мВт/см². Оптическая система развязки лучей такова, что все лучи перед вакуумной камерой имеют линейную поляризацию либо горизонтальную, либо вертикальную. Для получения необходимой поляризации перед входом в вакуумную камеру размещены фазовращатели, делающие из линейной поляризации циркулярную. Для получения встречных пучков лучи, прошедшие через камеру, с помощью зеркала направляются строго обратно. Для смены циркулярной поляризации на противоположную перед обращающим зеркалом размещается фазовращатель $\lambda/4$. При двукратном проходе луча через эту пластину поляризация изменяется на ортогональную.

В создающих ловушку лучах, в случае если в ней удерживается достаточное количество атомов, образуется тень. Тень приводит к ухудшению качества ловушки и уменьшению максимального числа удерживаемых атомов. Одним из путей избежать негативного влияния тени является использование шести независимых лучей, т. е. каждый луч заводится в камеру через соответствующий порт. Однако такой путь требует большей мощности используемого лазера и требует установки большего числа оптических элементов, чем путь, описанный выше. Для минимизации влияния тени реализована следующая схема: в прямом луче, прошедшем через атомы, образуется тень. Луч после выхода из вакуумной камеры попадает на линзу, в фокусе которой расположено зеркало, полностью обращающее распространение луча. Линзу



Рисунок 2.15: Схема оптического тракта лазерных лучей, создающих МОЛ. На схеме показано совмещение основного луча и луча перенакачки из тёмного состояния, расширение лучей с помощью телескопа, разделение лучей на горизонтальные и вертикальные, создание необходимой поляризации и создание МОЛ в вакуумной камере, показана система подавления влияния тени МОЛ в обратном луче. Лучи, лежащие в горизонтальной плоскости, показаны красным, лучи, лежащие в вертикальной плоскости, показаны красным, лучи, лежащие в вертикальной плоскости, показаны зелёным. Вертикальный луч проходит через объектив системы фотографирования атомного газа, а обращающее зеркало в этом плече тракта, располагается на подвижном лепестке.

и зеркало можно расположить так, что положение изображения тени в обращённом пучке не будет совпадать с положением атомов. Оптимальной является ситуация когда тень в области ловушки усредняется по всему сечению луча. Тогда влияние на удержание атомов в ловушке будет минимальным. Такая схема осуществлена для всех лучей. Вертикальный луч, вместо обычной собирающей линзы проходит через объектив оптической системы, что, однако, ничего принципиально не меняет. В точке фокусировки также размещается зеркало. Данное зеркало размещено на подвижном лепестке, отодвигающемся за пределы порта вакуумной камеры после приготовления холодного газа, поскольку после этого по данному оптическому пути пойдёт луч для диагностики холодного газа.

До совмещения основного луча и луча перенакачки необходимо частоту последнего сдвинуть на величину, соответствующую сверхтонкому расщеплению основного состояния — 228 МГц. Помимо этого необходимо управлять отстройкой частоты основного луча от частоты резонанса. Для этого луч, идущий из лазера, сначала пропускается через акустооптический модулятор для достижения необходимого сдвига частоты, затем этот луч разделяется на два

луча неравной интенсивности. Соотношение интенсивностей определяется из эксперимента по максимизации числа частиц, захватываемых в ловушку. Полученное отношение интенсивностей основного луча и перенакачки ≈ 3 . Общая мощность лучей до разделения на 3 направления составляет ≈ 150 мВт.

Луч перенакачки пропускается через ещё один акустооптический модулятор, дающий сдвиг частоты 228 МГц относительно первого луча. Затем лучи совмещаются на поляризующей пластине.

Акустооптические модуляторы удобно использовать как высокоскоростной затвор. Скорость срабатывания затвора определяется скоростью акустической волны, бегущей по кристаллу. Скорость звука в кристаллах, используемых АОМов примерно 3600 м/с. Таким образом, луч диаметром 1 мм можно открыть/закрыть за время порядка 300 нс.

Атомы, имеющие магнитный момент, направленный противоположно магнитному полю, удерживаются вблизи нуля магнитного поля, даже после отключения лучей МОЛ. Чтобы при перегрузке атомов в дипольную ловушку не было дисбаланса атомов в разных спиновых состояниях, во время перегрузки, вместе с лучами МОЛ отключаются также катушки, создающие магнитное поле. Включение/выключение тока катушек осуществляется с помощью силового полевого транзистора, размыкающего цепь тока катушек. Величина тока, текущего по катушкам задаётся непосредственно на источнике тока и не меняется в течение всего эксперимента. Она подбирается экспериментально, максимизируя число атомов, перегруженных в дипольную ловушку. Дипольная ловушка описана в разделе 2.8, стр. 39. При одновременно изменении тока в катушках МОЛ, меняется величина градиента магнитного поля, что сказывается на размере ловушки и её плотности, изменение тока только в одной катушке, приводит к смещению нуля магнитного поля. Таким образом можно настраивать положение магнитооптической ловушки по вертикали. Смещение ловушки по горизонтали в одной плоскости осуществляется с помощью дополнительной катушки, называемой «компенсационной». Градиент магнитного поля вдоль вертикальной оси вблизи области МОЛ составляет в описываемой системе ≈ 2.5 Гаусс/мм.

Вместе с градиентом магнитного поля размер ловушки также зависит от величины отстройки частоты лазера от резонанса. Также отстройкой регулируется максимальная скорость захватываемых атомов в ловушку и предел охлаждения. Как уже было сказано, лучи МОЛ отстроены вниз по частоте от резонанса. Отстройка основного луча МОЛ и луча перенакачки составляет примерно 6Г, где $\Gamma/2\pi = 5,9$ МГц — ширина используемого перехода. Это значение подобрано в эксперименте по максимизации числа захваченных атомов в ловушку. Наименьшая температура охлаждения в МОЛ достигается при отстройке равной $\Delta = -\Gamma/2$ [86]. Для достижения наименьшей температуры, после стадии накопления атомов, отстройка частоты лучей МОЛ уменьшается до этого значения, на время равное 10 мс также в ≈ 70 раз уменьшается интенсивность лучей МОЛ. Отключение луча перенакачки позволяет собрать все атомы в состоянии F = 1/2, что необходимо для дальнейших этапов процедуры приготовления холодного газа. Отключение перенакачки осуществляется за 150 мкс до отключения всех остальных лучей и магнитных полей. В этот момент происходит перегрузка атомов в дипольную ловушку.

2.7 Стабилизация частоты лазера для приготовления и диагностики холодного газа

Для приготовления и диагностики холодного газа атомов лития необходим лазер, который может быть настроен на резонанс с линией D_2 , т. е. лазер, имеющий длину волны излучения ≈ 671 нм. В предыдущих разделах, где описывалось лазерное охлаждение, ничего не говорилось о ширине линии генерации лазера. Она предполагалась бесконечно малой по
сравнению с шириной линии атомного перехода. В действительности необходимо, чтобы это условие выполнялось как можно лучше, т. е. ширина линии генерации лазера должна быть не больше ширины линии атомного перехода. Центральная частота линии генерации лазера должна быть стабильной как на масштабе времени приготовления холодного газа ≈ 1 мин, так и на масштабе времени его фотографирования ≈ 5 мкс. Для целей фотографирования атомов в различных магнитных полях необходимо контролируемо изменять частоту генерации лазера, не нарушая указанных условий.

Для выполнения указанных условий в эксперименте используется непрерывный одночастотный стабилизированный кольцевой лазер на красителе, произведённый фирмой Техноскан, модель «DYE-SF-077». Лазер произведён в Новосибирске. Также была создана система стабилизации, совместимая с задачей контролируемого изменения частоты лазера. Типовая система стабилизации не подходила для этих целей.

Активной средой лазера является краситель LD688, растворенный в 2-феноксиэтаноле с концентрацией примерно 1 г/лт. Накачка красителя осуществляется с помощью твердотельного лазера Nd:YAG с длиной волны 532 нм и мощностью излучения ≈ 5 BT. Используемый лазер на красителе выпускается фирмой Техноскан. Лазер собран в конфигурации кольцевого резонатора. Возможна перестройка длины волны генерации в одномодовом режиме от 570 нм до 800 нм⁵⁾, размер области плавного сканирования, т. е. без перескока моды, более 5 ГГц. Внутри резонатора находится фильтрующие элементы, для получения узкополосной одночастотной генерации. Выходная мощность лазера ≈ 600 мВт.

Лазер имеет двойную систему стабилизации частоты: систему, компенсирующую быстрые (акустические) изменения частоты и созданную систему, компенсирующую медленные изменения частоты с масштабом времени около 100 мс. Схема системы стабилизации представлена на рисунке 2.16. Быстрая система представляет собой резонатор Фабри-Перо, настроенный на пропускание лазерного луча. При изменении частоты лазера по каким либо причинам, интенсивность прошедшего через резонатор Фабри-Перо луча уменьшается. Электронная система обратной связи подаёт на подвижное зеркало, закреплённое на пьезокерамике внутри резонатора лазера, компенсирующий сигнал, увеличивая или уменьшая размер резонатора и подстраивая таким образом частоту лазера. Когда эта система стабилизации активна говорят, что лазер «заперт» на резонатор Фабри-Перо.

Медленная система стабилизации привязана к эталону частоты. Эталоном частоты является переход с одного из уровней сверхтонкого расщепления основного состояния атома лития-6. Стеклянная ячейка с парами атомов лития-6 и буферным газом, нагретая до температуры примерно 300°C, помещена во внешнее магнитное поле, созданное электромагнитом, осью которого является ось ячейки. Величина поля, создаваемого электромагнитом в области паров атомов лития-6 ≈ 240 Гаусс. Из-за эффекта Зеемана уровни атома расщепляются и в системе спектроскопии становятся видны спектральные триплеты, т. е. в сигнале спектроскопии видно три пика, соответствующие переходам с нижних уровней $|m_J = -1/2, m_I =$ $|0,\pm1\rangle$ на соответствующие верхние уровни $|m'_{I} = -3/2, m'_{I} = 0,\pm1\rangle$. Использование в качестве эталона ячейки с парами во внешнем магнитом поле удобно по следующей причине. При необходимости изменить частоту лазера для фотографирования атомов во внешнем магнитном поле, изменяется магнитное поле в ячейке на соответствующую величину. Для реализации последнего обстоятельства удобно, когда сдвиг энергетических уровней от магнитного поля является линейной функцией, по этой причине ячейка изначально находится в ненулевом магнитном поле. В системе реализована схема насыщенной спектроскопии. При этом частота насыщающего пучка промодулирована с частотой около $\nu_{mod} = 370$ кГц. Пробный пучок попадает в фотодетектор, сигнал с которого посылается на синхронный детектор, где выделяется производная сигнала насыщенной спектроскопии. Это сигнал используется

⁵⁾Указан размер области перестройки согласно спецификации на лазер. Краситель LD688 имеет область флуоресценции 650 нм – 720 нм.

как сигнал ошибки для системы стабилизации лазера. Также такая система с синхронным детектированием нечувствительна к смещению лучей в системе спектроскопии.



Рисунок 2.16: Схема системы стабилизации частоты лазера. На рисунке представлены две петли обратной связи для стабилизации частоты: 1-ая — через интерферометр Фабри-Перо (быстрая), 2-ая — стабилизация на переходе атома ⁶Li (медленная), в этой петле реализован метод насыщенной спектроскопии и синхронного детектирования. Модуляция частоты насыщающего луча, обозначенного малиновым цветом, осуществляется с помощью акусто-оптического модулятора. Стрелками показано направление лучей и сигналов.

Ширина линии генерации лазера была экспериментально измерена в спектроскопии на пучке атомов лития-6. Схема эксперимента представлена на рисунке 2.17 (б). Атомный пучок, вылетающий из печки, освещался резонансным лазерным лучом под углом близким к 90°. Печка работала в более холодном режиме, $T \approx 360^{\circ}$ C, по сравнению с режимом обычного эксперимента. Также не была нагрета трубка, соединяющая печку и вакуумную камеру. В этом случае атомы начинают лететь из точки максимально удалённой от вакуумной камеры, т. е. длина трубки эффективно максимальная. Тогда распределение атомов по поперечным скоростям более узкое, чем в случае нагретой трубки. В результате сигнал спектроскопии получается более контрастный. Осуществлялась спектроскопия линии D_2 . В сигнале спектроскопии отчётливо видно сверхтонкое расщепление основного уровня, т. е. хорошо разделимы сигналы, соответствующие возбуждению состояний F = 1/2 и F = 3/2. В спектроскопии осуществляется сканирование частоты лазера: $\omega_0 + \delta \omega_{laser}(t)$, где ω_0 — центральная частота, выбранная соответствующей возбуждению с уровня F = 3/2, $\delta \omega_{laser}$ — изменяющаяся линейно во времени отстройка от центральной частоты. С помощью фотоумножителя регистрировалась флуоресценция атомного пучка, что и называется в данном случае сигналом спектроскопии. Пример сигнала представлен на рисунке 2.17 (а). В эксперименте частота настраивалась на склон одного из пиков сигнала спектроскопии F=3/2. Склон был предварительно откалиброван из условия, что расстояние между пиками F = 1/2 и F = 3/2 равно 228 МГц. Дрожание частоты лазера приводит к дрожанию сигнала спектроскопии. По последнему определялся среднеквадратичный разброс значений частоты лазера, т. е. ширина линии генерации. Измеренное значение среднеквадратичной ширины линии генерации лазера составило ≈ 1 МГц. Подобные эксперименты можно провести и на склоне линии пропускания резонатора Фабри-Перо. Однако резонатор Фабри-Перо больше подвержен внешним воздействиям и в итоге к шуму лазера подмешивается шум резонатора Фабри-Перо.

При фотографировании атомов в магнитных полях различной величины необходимо осуществлять быстрые изменения частоты генерации лазера. При этом как до переключения,



Рисунок 2.17: (а) Нормированная зависимость интенсивности флуоресценции от величины отстройки лазера δω_{laser}. Соответствующей нулевой отстройке выбрана частота возбуждения атомов с верхнего сверхтонкого уровня F=3/2 основного состояния атомов лития-6. (б) Схема системы измерения флуоресценции атомного пучка, в эксперименте по измерению ширины лини генерации лазера.

так и после необходимо, чтобы лазер работал в стабильном режиме, другими словами, был «заперт» на эталоны частоты. На время переключения частоты медленная система стабилизации лазера отключается. Затем на управляющий частотой лазера вход подаётся сигнал трапециевидной формы. Крутизна склона определяется скоростью срабатывания системы быстрой стабилизации частоты лазера, если переключение частоты лазера будет слишком быстрым, то система стабилизации по Фабри–Перо сорвётся. Для стабилизации лазера после переключения частоты необходимо его снова запереть на ячейку. Но поскольку частота лазера изменена, необходимо изменить положение пиков сигнала спектроскопии. Для этого используется внешний электромагнит внутрь которого помещена ячейка. Благодаря эффекту Зеемана частоты переходов меняются в магнитном поле. Для стабилизации лазера на необходимой частоте экспериментально осуществляется подбор величины магнитного поля в ячейке.

2.8 Консервативный потенциал для атомов

2.8.1 Дипольная ловушка

Для охлаждения атомного газа ниже доплеровского предела магнито-оптической ловушки необходим консервативный потенциал, не возмущающий внутреннее состояние атомов и состояние коллектива атомов. Такой потенциал можно создать, используя лазерный луч, отстроенный от резонанса с атомным переходом [81]. Действительно, атом в поле лазерного луча поляризуется под действием переменного электрического поля, приобретая дипольный момент:

$$\vec{p}_f = \alpha_p(\omega - \omega_0)\vec{E},\tag{2.26}$$

где α_p — поляризуемость атома, зависящая от отстройки частоты лазера ω от частоты перехода атома ω_0 . В случае, когда $\omega < \omega_0$, величина α_p имеет положительное значение. При положительной α_p минимуму потенциальной энергии диполя во внешнем поле соответствует максимум интенсивности электромагнитного поля:

$$U(r) = -\frac{1}{2} \overline{\vec{p}_f(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(r, t)} = -\frac{1}{4} \alpha_p \left(\vec{E}(\vec{r}) \right)^2, \qquad (2.27)$$

где множитель 1/2 появляется из-за того, что дипольный момент является наведённым, а черта сверху обозначает усреднение по периоду колебания поля, $\vec{E}(\vec{r})$ — напряжённость электрического поля в точке \vec{r} .

В случае когда частота $\omega > \omega_0$, величина α_p отрицательна и диполь выталкивается из области более сильного поля. Лазеры с такой частотой можно использовать для создания ловушки для атомов типа «коробка», полностью ограничивая некоторый объём [87]. Абсолютное значение α_p быстро уменьшается при увеличении отстройки частоты лазера от резонанса. Вместе с тем увеличивается мощность лазера, необходимая для создания ловушки определённой глубины. С другой стороны, с увеличением отстройки уменьшается вероятность того, что лазер повлияет на состояние атома. Возникает необходимость подбирать лазер так, чтобы отстройка от перехода была достаточная для реализации консервативного потенциала на временах эксперимента и при этом ловушка имела достаточную глубину для захвата атомов.

Для удержания атомов удобно использовать лазер на углекислом газе. Этот лазер имеет длину волны $\lambda = 10,6$ мкм. Лазеры на углекислом газе используются в промышленности, поэтому нетрудно приобрести лазер с мощностью до 100 Ватт и являющейся при этом достаточно стабильным по мощности.

Частота лазера сильно отстроена от резонанса и частота рассеяния атомами лития-6 фотонов лазера на углекислом газе составляет примерно $4 \cdot 10^{-4}$ Гц, т.е один атом возбуждается примерно за 2500 секунд. Или в ловушке из 2500 атомов каждую секунду возбуждается один атом. Процессы рассеяния и нагрева, идущие с такой скоростью, не заметны на фоне других процессов, приводящих к потерям, например, столкновений с фоновым газом.

Таким образом, максимум интенсивности поля лазера на CO_2 является минимумом консервативного потенциала, удерживающего атомы. Ловушку для атомов, созданную таким образом обычно называют дипольной или оптической ловушкой [81]. Такой потенциал не является вязким, поэтому в нём удерживаются только те атомы, которые на момент включения лазера, имели энергию меньше, чем глубина созданного потенциала. Поэтому для максимизации загруженного в ловушку числа атомов, необходимо делать её как можно глубже. Для этого луч лазера, создающего оптическую ловушку, фокусируют. Фокусирование производится так чтобы фокус луча лазера на углекислом газе перекрывался с магнитооптической ловушкой, это проиллюстрировано на рисунке 2.18. Также атомы, удерживаемые в ловушке в фокусе луча ИК-лазера, удобно фотографировать.



Рисунок 2.18: Фокус инфракрасного лазера как ловушка для атомов. Жёлтым цветом обозначена инфракрасная оптика, синим — луч лазера, в фокусе находится красное облако удерживаемых атомов.

Глубина ловушки вычисляется по формуле:

$$U_0 = \frac{2\pi}{c} \alpha_s I_0, \tag{2.28}$$

где $\alpha_s = 24.3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ — статическая поляризуемость атома лития-6 в основном состоянии F = 1/2, I_0 — интенсивность в точке фокусировки пучка. При интенсивностях порядка $5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$, такую интенсивность можно получить, используя лазер мощностью 100 Вт и сфокусировав его луч так, чтобы размер фокальной перетяжки был $\rho \approx 50$ мкм, глубина ловушки составляет ≈ 200 мкК.

Форма созданного потенциала повторяет форму лазерного пучка. В случае гауссова пучка эллиптического сечения, сфокусированного так, что как для направления x, так и для y, перетяжка пучка находится в плоскости z = 0, распределение интенсивности в пространстве описывается формулой:

$$I(x,y,z) = \frac{I_0}{\sqrt{(1+z^2/z_{D_x}^2)(1+z^2/z_{D_y}^2)}} \exp\left[-\frac{x^2}{\rho_x^2\left(1+z^2/z_{D_x}^2\right)} - \frac{y^2}{\rho_y^2\left(1+z^2/z_{D_y}^2\right)}\right], \quad (2.29)$$

где $z_{D_{x/y}} = k\rho_{x/y}^2$ — дифракционная длина вдоль направления z для измерения x и y соответственно, $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор, ρ_x и ρ_y — поперечные размеры перетяжки пучка по уровню интенсивности 1/e. Вблизи дна потенциала, т. е. в области где $z/z_D \ll 1$, $x/\rho_x \ll 1$ или $y/\rho_y \ll 1$ потенциал можно представить в гармоническом виде:

$$U(x, y, z) = \frac{2\pi}{c} \alpha_s I(x, y, z) = U_0 \left(\frac{x^2}{\rho_x^2} + \frac{y^2}{\rho_y^2} + \frac{z^2}{2} \left(\frac{1}{z_{Dx}^2} + \frac{1}{z_{Dy}^2} \right) \right) = \frac{m\omega_x^2 x^2}{2} + \frac{m\omega_y^2 y^2}{2} + \frac{m\omega_z^2 z^2}{2},$$
(2.30)

где U₀ –глубина потенциала, *m* – масса частицы, а также введены обозначения:

$$\omega_x = \sqrt{\frac{2U_0}{m\rho_x^2}}, \quad \omega_y = \sqrt{\frac{2U_0}{m\rho_y^2}}, \qquad \omega_z = \sqrt{\frac{U_0}{m} \left(\frac{1}{z_{Dx}^2} + \frac{1}{z_{Dy}^2}\right)}, \tag{2.31}$$

величины ω_x , ω_y и ω_z называют частотами ловушки. Глубина потенциала и частоты ловушки связаны формулой

$$U_0 = \frac{m(\omega_x^4 + \omega_y^4)}{4k^2\omega_z^2}.$$
 (2.32)

Атомный газ, удерживаемый в дипольной ловушке, позволяет получить доступ непосредственно к распределению интенсивности лазерного луча в области фокуса. С помощью атомного газа можно точно измерить частоты потенциала. Методы измерения частот описаны в разделе 4 на стр. 77.

Для оценки частот потенциала можно пользоваться формулами, устанавливающими связь частот с параметрами фокусируемого пучка. Рассмотрим пучок, имеющий размер по уровню интенсивности 1/e равный ρ_{lx} вдоль направления x и размер ρ_{ly} вдоль направления y и фокусируемый линзой с фокусным расстоянием F. Пучки разных размеров фокусируются в разных плоскостях. Для компенсации этого эффекта можно соответствующим образом подобрать расходимости пучков, падающих на линзу. Разные расходимости можно учесть, вводя эффективные фокусные расстояния: F_x и F_y . Эффективное фокусное расстояние определяется как $1/F_x = 1/F - 1/R_x$, где R_x — кривизна волнового фронта пучка вдоль направления x, она положительна, если пучок расходится. Тогда радиус перетяжки будет

равен: $\rho_x = \rho_{lx}/\sqrt{1 + (k\rho_{lx}^2/F_x)^2} \approx F_x/k\rho_{lx}$, в условиях эксперимента последнее приблизительное равенство можно заменить точным. Аналогично для направления y. Мощность пучка $W = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x,y) dx dy = \pi \rho_x \rho_y I_0$. Тогда глубина ловушки может быть выражена формулой:

$$U_0 = \frac{2\alpha_s k^2}{c} \frac{W\rho_{lx}\rho_{ly}}{F_x F_y}.$$
(2.33)

Из формул (2.31) можно получить соотношения для связи частот с параметрами луча.

$$\omega_x = \frac{2k^2 \rho_{lx}}{F_x} \sqrt{\frac{\alpha_s W \rho_{lx} \rho_{ly}}{m c F_x F_y}}, \quad \omega_y = \frac{2k^2 \rho_{ly}}{F_y} \sqrt{\frac{\alpha_s W \rho_{ly} \rho_{lx}}{m c F_x F_y}}, \qquad \omega_z = \sqrt{\frac{\omega_x^2 \rho_{lx}^2}{2F_x^2} + \frac{\omega_y^2 \rho_{ly}^2}{2F_y^2}}.$$
 (2.34)

В случае цилиндрической симметрии $\rho_{lx} = \rho_{ly} \equiv \rho_l$, а следовательно, $\rho_x = \rho_y \equiv \rho$, а также $z_{Dx} = z_{Dy} \equiv z_D$, $\omega_x = \omega_y \equiv \omega_\perp$ формулы (2.34) выглядят проще:

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\frac{2U_0}{m\rho^2}} = \frac{2k^2\rho_l^2}{F^2}\sqrt{\frac{\alpha_s W}{mc}}, \ \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_D^2}} = \frac{\rho_l}{F}\omega_{\perp}.$$
 (2.35)

Таким образом, с помощью гауссова луча создаётся потенциал, имеющий вблизи дна гармоническую форму. Такой потенциал не содержит неконтролируемых дефектов. Это удобно для изучения модельных задач физики конденсированного состояния. Отсутствие дефектов является преимуществом экспериментов по лазерному охлаждению перед экспериментами с твёрдым телом, в которых невозможно полностью избавиться от влияния примесей.

Рассмотрим ловушку, создаваемую стоячей волной. Форма потенциала такой ловушки представлена на рисунке 2.19. Стоячая волна появляется в результате интерференции 2-х



Рисунок 2.19: Потенциал, создаваемый стоячей волной, образованной двумя встречными лучами лазера на CO₂ с длиной волны 10,6 мкм. Красным цветом показаны удерживаемые в этом потенциале атомы.

лучей, распространяющихся и сфокусированных навстречу друг другу в направлениях +z и -z соответственно. Лучи фокусируются в плоскости z = 0. В фокусе, интенсивность каждой из волн равна I_0 . Мощность в каждой из волн равна W. В случае отсутствия цилиндрической симметрии, но при условии, что встречно направленные лучи имеют одинаковые размеры вдоль соответствующих измерений, распределение интенсивности стоячей волны в пространстве будет описываться формулой

$$I(x,y,z) = \frac{I_0}{\sqrt{(1+z^2/z_{Dx}^2)(1+z^2/z_{Dy}^2)}} \exp\left[-\frac{x^2}{\rho_x^2(1+z^2/z_{Dx}^2)} - \frac{y^2}{\rho_y^2\left(1+z^2/z_{Dy}^2\right)}\right] 4\cos^2 kz.$$
(2.36)

Луч создаёт серию потенциалов глубиной U_0 , которая для случая стоячей волны в 4 раза больше, чем в случае бегущей волны и определяется как

$$U_{0} = 4 \frac{2\alpha_{s}k^{2}}{c} \frac{W\rho_{lx}\rho_{ly}}{F_{x}F_{y}}.$$
(2.37)

Вблизи дна каждый потенциал по форме близок к гармоническому

$$U(x,y,z) \simeq U_0 \left(k^2 z^2 + \frac{x^2}{\rho_x^2} + \frac{y^2}{\rho_y^2} \right) = \frac{m\omega_z^2 z^2}{2} + \frac{m\omega_x^2 x^2}{2} + \frac{m\omega_y^2 y^2}{2},$$
 (2.38)

где

$$\omega_x = \sqrt{\frac{2U_0}{m\rho_x^2}} = \frac{4k^2\rho_{lx}}{F_x}\sqrt{\frac{\alpha_s W\rho_{lx}\rho_{ly}}{mcF_xF_y}}, \qquad \omega_y = \sqrt{\frac{2U_0}{m\rho_y^2}} = \frac{4k^2\rho_{ly}}{F_y}\sqrt{\frac{\alpha_s W\rho_{lx}\rho_{ly}}{mcF_xF_y}},$$

$$\omega_z = k\sqrt{\frac{2U_0}{m}} = \frac{F_x}{\rho_{lx}}\omega_x = \frac{F_y}{\rho_{ly}}\omega_y.$$
(2.39)

В случае цилиндрической симметрии уравнения (2.39) выглядят проще:

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\frac{2U_0}{m\rho^2}} = \frac{4k^2\rho_l^2}{F^2}\sqrt{\frac{\alpha_s W}{mc}}, \qquad \omega_z = k\sqrt{\frac{2U_0}{m}} = \frac{F}{\rho_l}\,\omega_{\perp}.$$
(2.40)

Создание ловушки в стоячей волне принципиально для получения двумерного ферми-газа атомов, этому посвящён раздел 3 на стр. 60.

2.8.2 Оптическая система для создания и управления дипольной ловушкой

Ниже описаны принципиальные элементы оптического тракта луча лазера, создающего дипольную ловушку для атомов.

Для создания оптической ловушки для атомов использовался выпускаемый промышленно лазер на углекислом газе Coherent-GEM-SELECT-100 мощностью около 100 Ватт с длинной волны 10.6 мкм. Для управления лучом используется оптика из ZnSe (селенид цинка), также используются зеркала, сделанные из кремния (Si). Схема оптического тракта представлена на рисунке 2.20. Луч, выходящий из лазера, направляется в акусто-оптический модулятор для инфракрасного излучения, модулятор сделан на германиевом кристалле. Модулятор используется для прецизионного управления мощностью луча инфракрасного лазера, а также как затвор. После модулятора в тракте установлен поляризатор. Луч лазера падает на поляризатор под углом Брюстера. Выходящий из лазера луч имеет горизонтальную поляризацию и проходит сквозь пластину. За пластиной установлена система поворота поляризации. Для поворота поляризации используется специальное зеркало. В случае правильной установки этого зеркала эффект от его использования такой же, как от пластины $\lambda/4$. В нашем случае горизонтальная поляризация, превращается в σ_+ -поляризацию. Правильная установка подразумевает, что плоскость падения луча на зеркало и плоскость поляризации повёрнуты друг относительно друга на 45°. Существуют поляризующие пластины типа $\lambda/4$ для излучения $\lambda =$ 10,6 мкм, однако на данный момент их стоимость довольно высокая около $$10^4$ за пластину диаметром 0,8 дюйма. Луч, имеющий поляризацию σ_{-} , и проходящий через эту систему в обратном направлении, после отражения от зеркала будет иметь вертикальную поляризацию и отразится от брюстеровского поляризатора в поглотитель. Этот поляризационный «замок» реализован для предотвращения попадания обратного луча в лазер, что может привести к

нестабильности его работы и даже выходу из строя. Прошедший через поляризатор обратный луч, имеет мощность около 1% от мощности прямого. Из переписки с производителем, было выяснено, что такая мощность все ещё велика и может повлиять на стабильность работы лазера. Однако по ходу отражённого луча после поляризующей пластины стоит АОМ. Часть падающего на него излучения отражается от внешней поверхности, а часть рассеивается АОМ-ом по разным порядкам дифракции, большая часть идёт в первый порядок, который соответствует пути обратно в лазер. Однако не было зарегистрировано никакого влияния наличия обратного луча на стабильность работы лазера.

В оптический тракт, в месте обозначенным зелёным прямоугольником на рисунке 2.20, может быть установлен цилиндрический телескоп, изменяющий размер пучка в одном направлении, обычно это увеличение размера пучка в вертикальном направлении. Это делается для того, чтобы размер ловушки в вертикальном направлении был как можно меньше по возможности меньше, чем глубина резкости оптической системы. Это увеличивает эффективное разрешение наблюдения объектов ненулевой глубины. Также в тракт может быть установлен обычный телескоп для расширения луча до размеров, когда интенсивность понижается до безопасных значений. Когда этого не делается, тракт луча закрывается экранами из оргстекла, что также позволяет уменьшить негативное влияние потоков воздуха на стабильность ловушки. Такое влияние было зарегистрировано экспериментально.

Линза, фокусирующая луч лазера для создания ловушки, установлена так, чтобы фокус перекрывался с магнито-оптической ловушкой. С противоположного конца вакуумной камеры установлена ответная линза, для коллимирования выходящего из вакуумной камеры пучка. Для создания стоячей волны, после прохождения лучом вакуумной камеры устанавливается зеркало, отражающее луч строго в обратном направлении. Если падающая бегущая волна имеет поляризацию σ_+ , то поляризация отражённого луча будет также σ_+ . Совмещение двух таких встречных лучей даёт стоячую волну.

Между линзой, установленной на выходе прямого луча из вакуумной камеры и обращающим зеркалом установлено подвижное зеркало. В случае, если зеркало вдвинуто в тракт луча ИК-лазера, прямой луч направляется в поглотитель. Если зеркало выдвинуто из тракта, луч доходит до обращающего зеркала и отправляется обратно в вакуумную камеру. Так реализована возможность переключения между режимами ловушки в бегущей и стоячей волне.

Принципиальным вопросом является качество моды, поскольку если вид моды луча, создающего ловушку, сильно отличается от гауссова, то форма потенциала, при энергиях, характерных для удерживаемого газа, может сильно отличаться от гармонической. Основные искажения моды связаны с искажениями в оптических элементах. Существуют наведённые искажения из-за высокой интенсивности луча ИК-лазера. Временной масштаб наведённых искажений в оптических элементах зависит от конфигурации эксперимента и варьируется от нескольких секунд до нескольких десятков секунд. В АОМе искажения обусловлены нагревом кристалла акустической волной, имеющей частоту радиодиапазона ≈ 40 МГц. Негативное влияние АОМа на качество моды наиболее сильное. Для минимизации этого влияния, АОМ большую часть времени эксперимента отключен и включается на полную мощность лишь на несколько секунд — при перегрузке атомов из магнито-оптической ловушки в дипольную. Для минимизации температурных искажений тракт составляется из минимально возможного числа оптических элементов. В том числе было удалено стекло из ZnSe, располагающееся в выходном порту лазера на углекислом газе.

Отдельно стоит сказать про вакуумный порт для излучения на длине волны 10,6 мкм, показанный на схеме 2.20, и на фотографии 2.21 (б). Для него не подходят выпускаемые промышленно стеклянные вакуумные окна, прозрачные в оптическом диапазоне. Их пропускание в ИК-диапазоне мало. Подходящим материалом для изготовления вакуумного порта является селенид цинка. Пропускание образца из этого материала при наличии просветляю-



Рисунок 2.20: Схема оптического пути луча инфракрасного лазера, создающего дипольную ловушку в стоячей или бегущей волне. Ловушка в бегущей волне реализуется в случае, если подвижное зеркало находится в оптическом тракте и направляет прошедший через вакуумную камеру луч в поглотитель. Если подвижное зеркало не находится в тракте, луч отражается обратно в вакуумную камеру.

(б)





Рисунок 2.21: (a) Схема сборки вакуумного порта с оптическим элементом из ZnSe, для ввода в вакуумную камеру ИК-излучения. Показаны два различных сечения порта. (б) Фотография изготовленного вакуумного ИК-порта.

щего покрытия может достигать 98%. Однако окна с нужными характеристиками вакуумного уплотнения и размерами серийно не изготавливаются. Они изготавливаются на заказ и за

цену, сравнимую со всей остальной, вместе взятой, инфракрасной оптикой, использующейся в эксперименте, так же не являющейся дешёвой, по сравнению с оптикой видимого диапазона. По этим причинам вакуумные порты ИК-диапазона были изготовлены самостоятельно на производственных мощностях ИПФ РАН.

Изготовление было произведено по известной технологии [88]. Основными трудностями при изготовлении такого порта является то, что ZnSe хрупкий материал и то, что к нему невозможно припаять металл. Схема сборки изготовленного порта и его фотография представлены на рисунке 2.21 (а) и (б) соответственно. Технология изготовления включает в себя изготовление фланца с ножевым контактом, подходящего к стандартному фланцу вакуумной камеры, пазом и трубкой для создания защитного вакуума. Между фланцем и стеклом из ZnSe располагаются кольцевые прокладки из сплава Indalloy 165 (Pb:Ag:Sn 97,5:1,5:1), использующихся для изоляции защитного вакуума от атмосферы и основной вакуумной камеры от защитного вакуума. С наружной стороны ZnSe прижимается к изготовленному фланцу специальной шайбой. Между шайбой и стеклом располагаются кольцевые прокладки из свинца. При сборке такого окна наиболее важным моментом является не повредить окно из ZnSe. Для этого затягивание прижимающих шайбу к ZnSe винтов должно осуществляться равномерно. В созданном элементе момент силы не превышает 2 H·м. Момент силы при затягивании контролировался динамометрическим ключом. Защитный вакуум подключен к независимому от основной вакуумной камеры насосу.

2.9 Управление межатомным взаимодействием

2.9.1 Доминирование *s*-канала при рассеянии низкоэнергетических частиц

В системе холодных атомов доминирует *s*-волновое рассеяние. Поэтому при низких энергиях и $a \gg r_0$, где a — длина рассеяния и r_0 — характерный размер потенциала межчастичного взаимодействия, длина рассеяния остаётся единственным параметром, описывающим взаимодействие между частицами [89], также при этом длина рассеяния не зависит от деталей потенциала межчастичного взаимодействия [89]. Это обуславливает универсальность взаимодействия холодных атомов и возможность обобщения результатов их исследования на другие ферми-системы. В системе холодных атомов существует возможность изменять величину длины рассеяния с помощью внешнего магнитного поля. Управление основано на использовании резонанса рассеяния между свободным и связанным состоянием пары атомов — резонанса Фешбаха [90]. Подробно об этом пойдёт речь в следующем разделе. В этом разделе речь пойдёт о преобладании *s*-волнового рассеяния при рассеянии низкоэнергетических частиц.

Результаты диссертации относятся в основном к кинематически двумерным газам — системам частиц, для которых движение вдоль одного из направлений ограничено плотным удержанием. Такое удержание может возникать, например, в пучностях стоячей волны. При этом двухчастичное взаимодействие рассматривается здесь как трёхмерная задача, поскольку взаимодействия наиболее важны на этапе испарительного охлаждения, которое происходит в основном в рамках трёхмерной динамики. В рассматриваемых случаях кинематически двумерного движения масштаб потенциала взаимодействия много меньше размера волновой функции в направлении плотного удержания. Благодаря этому, а также из-за того что в двумерные газы рассматриваются здесь в режиме слабого взаимодействия, влияние взаимодействия на коллективные свойства двумерной системы может быть учтено в виде поправки, выраженной через длину трёхмерного рассеяния *а*.

Рассмотрим кратко задачу квантового трёхмерного рассеяния двух частиц, подробно это задача рассмотрена, например, в [89]. Задача рассматривается в системе центра масс. Гамильтониан взаимодействия двух частиц имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{\hat{\vec{p}}^2}{2\bar{m}} + \hat{V}_c(\hat{r}),$$
(2.41)

где $\hat{V}_c(\hat{r})$ — оператор двухчастичного взаимодействия, зависящий только от межчастичного расстояния — r, $\bar{m} = m/2$ — приведённая масса, $\hat{\vec{p}} = \hat{\vec{p}_1} - \hat{\vec{p}_2}$ — оператор относительного импульса.

Интерес представляет задача взаимодействия двух атомов ⁶Li. Потенциал взаимодействия имеет вид, представленный на рисунке 2.22 (а), на больших расстояниях притяжение обусловлено Ван–дер–Ваальсовым взаимодействием: $r \gg r_0$, $V_c(r) = -C_6/r^6$, отталкивание вблизи r = 0 обусловлено кулоновским отталкиванием ядер, $C_6 = 1400 - 1500e^2 a_B^5$ [91–93], где e – заряд электрона, a_B – боровский радиус, $r_0 \approx 5 - 10$ Бор – характерный масштаб изменения потенциала, минимум потенциала находится на расстоянии 10 - 20 Бор. Таким образом взаимодействие имеет электростатическую природу. В задаче пренебрегается диполь-дипольным взаимодействием типа ядро-ядро и ядро-электрон ввиду малости собственного магнитного момента ядра по сравнению с собственным магнитным моментом электрона. Также и магнитное диполь-дипольное взаимодействие электронных оболочек можно исключить из рассмотрения ввиду его малости. При движении с ненулевым орбитальным моментом в потенциале парного взаимодействия возникает член с центробежной энергией: $V_l(r) = \hbar^2 l(l+1)/2\bar{m}r^2$, где l – орбитальное квантовое число, такой потенциал показан на рисунке 2.22 (б), где $V_{eff,l} = V_c(r) + V_l(r)$.



Рисунок 2.22: (а) Потенциал взаимодействия для частиц с l = 0, (б) — для частиц с $l \neq 0$

Собственная волновая функция гамильтониана (2.41) У представляется в виде:

$$\Psi = e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r},$$
(2.42)

где r — расстояние между атомами, $f(\theta)$ — амплитуда рассеяния. Задача обладает азимутальной симметрией, поэтому амплитуда рассеяния не зависит от азимутального угла ϕ . Амплитуду рассеяния можно представить в виде разложения по парциальным амплитудам:

$$f(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos\Theta), \qquad (2.43)$$

где f_l — парциальная амплитуда. Вследствие сферической симметрии потенциала рассеяния, орбитальный момент сохраняется и каждая парциальная шаровая волна рассеивается независимо от других.

При рассеянии медленных частиц можно пренебречь рассеянием с $l \neq 0$. Поскольку при $l \neq 0$ в задаче присутствует высокий центробежный потенциальный барьер, частицы с малым импульсом k не могут преодолеть его. Для p-волн высота барьера составляет 3 мК. Таким образом, в случае холодных атомов рассеяние происходит только в s-канале, где рассеяние является изотропным, а сечение рассеяния не зависящим от энергии частиц.

Амплитуда *s*-волнового рассеяния ([89],§133)

$$f_0 = \frac{1}{-ik - 1/a - k^2 r_0/2},\tag{2.44}$$

где a — длина рассеяния, она может быть как отрицательной, так и положительной. Холодному газу атомов соответствует случай низкоэнергетических или «медленных» частиц, т. е. в задаче $k \to 0$, тогда $f_0 \to -a$. Полное сечение рассеяния $\sigma = 4\pi a^2$.

Характерный размер электростатического взаимодействия $\approx 5 - 10$ Бор, при этом, как будет показано ниже, резонансная длина рассеяния значительно превышает этот размер. Таким образом, рассеяние происходит на таких расстояниях, когда форма потенциала не играет роли и может быть исключена из рассмотрения. Поскольку детали потенциала взаимодействия не важны, результаты исследования взаимодействий в таком случае универсальны и могут быть обобщены на другие системы ферми частиц, независимо от типа взаимодействия и природы ферми частицы. Единственным параметром системы становится отношение длины рассеяния к межатомному расстоянию: $an_3^{-1/3}$.



Рисунок 2.23: Рассеяние в прямоугольном сферическом потенциале. (а) Уровень, лежащий близко к поверхности потенциала, (б) — виртуальный уровень.

Рассмотрим потенциал взаимодействия пары частиц, в котором существует дискретный уровень энергии, лежащий близко к E = 0, или виртуальный уровень, т. е. такой уровень, который появился бы в потенциальной яме при небольшом увеличении её глубины. Иллюстрации таких случаев представлены на рисунке 2.23 (а) и (б) соответственно. У частиц, взаимодействующих в таком потенциале и имеющих энергию $E \rightarrow 0$, амплитуда рассеяния стремится к бесконечности при стремлении энергии уровня связанного состояния или энергии виртуального уровня к E = 0 [89]. При этом в случае, показанным на рисунке 2.23 (а), длина рассеяния положительная, а в случае, показанным на рисунке 2.23 (б) длина рассеяния отрицательная. При рассеянии медленных частиц, частиц с $E \approx 0$, вблизи неглубокого уровня по-прежнему ключевым является *s*-волновое рассеяние. Если есть возможность управлять глубиной или шириной потенциала, т. е. положением уровня в яме, то пододвигая или отодвигая уровень энергии связанного состояния или виртуальный уровень к *E*, можно управлять длиной и сечением рассеяния.

2.9.2 Резонанс Фешбаха

В предыдущем разделе было сказано, что изменяя глубину потенциала взаимодействия, можно управлять сечением рассеяния частиц. Однако управлять электростатическим потенциалом межатомного взаимодействия практически невозможно. Другой путь управлять межатомным взаимодействием также заключается в использовании резонанса рассеяния, но с использованием резонанса между внутренними состояниями пары сталкивающихся частиц. Этой внутренней степенью свободы является спин. Валентные электроны в системе двух сталкивающихся атомов лития-6 могут находится в синглетном и триплетном состоянии, а в общем случае в суперпозиции состояний. От взаимного состояния пары атомов зависит вид потенциала взаимодействия. Пусть операторы \hat{V}_S и \hat{V}_T , описывают взаимодействие атомов в синглетном $|s_-\rangle$ и триплетном электронном $|s_+\rangle$ состоянии, соответственно. Оператор взаимодействия в общем виде запишется следующим образом:

$$\hat{V}(r) = \hat{V}_S(r)|s_-\rangle\langle s_-| + \hat{V}_T|s_+\rangle\langle s_+|.$$
(2.45)

Наличие сверхтонкого взаимодействия, описываемого оператором (2.1), приводит к тому, что состояния с определенным спином пары электронов не являются собственными состояниями атома лития. Собственными являются состояния $|1\rangle$, $|2\rangle$,..., описанные в разделе 2.2 на стр. 21. Антисимметризованное состояние пар атомов $|\{1,2\}_-\rangle$ содержит синглетную и триплетную по спину электронов компоненты:

$$|\{1,2\}_{-}\rangle = (\dots)|s_{-}\rangle + (\dots)|s_{+}\rangle.$$

$$(2.46)$$

Таким образом, пара атомов находятся в суперпозиции спиновых состояний. При отсутствии взаимодействия, вызывающего сверхтонкое расщепление, рассеяние происходило бы лишь среди тех пар, которые находятся в синглетном состоянии. При наличии такого взаимодействия может происходить резонанс рассеяния между триплетным и синглетным состояниями.

Триплетное состояние обладает ненулевым магнитным моментом $\approx 2\mu_B$, где μ_B — магнетон Бора, и посредством магнитного поля триплетный потенциал взаимодействия может двигаться относительного синглетного, что представлено на рисунке 2.24. Синглетный потенциал содержит уровень энергии, отвечающий связанному состоянию. Триплетный потенциал соответствует двум свободным частицам, налетающим из бесконечности, поскольку это холодные частицы, будем считать, что их энергия близка к нулю $E \approx 0$. При соответствующем значении магнитного поля энергия частиц, свободных в триплетном потенциале, может совпасть с энергией связанного состояния в синглетном потенциале. За счёт того, что синглетные и триплетные состояния состояния не являются собственными состояниями системы, т. е. атомы находятся в суперпозиции этих состояний, реализуется описанный выше резонанс рассеяния. Таким образом, появляется зависимость длины рассеяния от магнитного поля, которая вблизи резонанса описывается формулой:

$$a(B) = a_{bg} \left(1 + \frac{\Delta}{B - B_0} \right), \qquad (2.47)$$

где a_{bg} — фоновая длина рассеяния, B_0 — положение резонанса, Δ — ширина резонанса, их наиболее точные значения для ⁶Li можно найти в работе [94], в этой же работе представлена численная зависимость длины рассеяния от магнитного поля в широком диапазоне значений величины магнитного поля. Зависимость длины рассеяния от магнитного поля представлена на рисунке 2.25, где также представлены резонансы между состояниями $|2\rangle$ и $|3\rangle$.



Рисунок 2.24: Относительный сдвиг синглетного и триплетного потенциалов взаимодействия в магнитном поле. Показан случай приблизительного совпадения энергии свободных частиц в триплетном потенциале с энергией связанного состояния в синглетном потенциале. Уровни энергии показаны штриховыми линиями.

Помимо представленного «широкого» *s*-волнового резонанса Фешбаха, существует также узкий *s*-волновой резонанс, состояние нулевой длины рассеяния, а также парциальные резонансы для столкновений частиц с $l \neq 0$ [90]. Основные резонансы сведены в таблице 2.2.



Рисунок 2.25: Зависимость длины рассеяния от величины магнитного поля для резонансов рассеяния между различными состояниями сверхтонкой структуры основного уровня атома лития-6.

На рисунке 2.25 видно, что справа от положения резонанса значение длины рассеяния отрицательное, что соответствует газу с притяжением, слева от резонанса длина рассеяния положительная, что соответствует газу с отталкиванием. Слева от резонанса газ состоит из бозе-молекул, образованных двумя ферми атомами лития-6. По этой причине ветка резонанса, соответствующая газу с отталкиванием называется бозонной стороной резонанса Фешбаха, ветка, соответствующая газу с притяжением, называется фермионной стороной резонанса Фешбаха.

На резонансе длина рассеяния стремится к бесконечности, это режим сильных взаимодействий, когда длина рассеяния много больше межчастичного расстояния. Систему в таком режиме также называют сильнокореллированой, поскольку каждый атом взаимодействует с многими другими и какое-либо изменение состояния одного из атомов сказывается на многих соседях.

Взаимодейству состояния	Парциальный ующие	Положение	Ширина	Фоновая длина	
	резонанса	резонанса B_0 (Гаусс)	$(\Gamma_{\rm evoc})$	рассеяния	
			(Tayee)	<i>a_{bg}</i> (Бор)	
{1,2}	s	832,18	262,3	-1582	
{1,3}	s	689,7	166,6	-1770	
{2,3}	s	809,76	200,2	-1642	
{1,2}	s	543,25	0,1	60	
{1,1}	p	159,14	неизвестно	неизвестно	
{1,2}	p	185,09	неизвестно	неизвестно	
{2,2}	p	214,94	неизвестно	неизвестно	

Таблица 2.2: Таблица резонансов рассеяния для ⁶Li.

Длина рассеяния для состояния 1,2 обращается в ноль в поле $527,05 \pm 0,2$ Гаусс, в этом режиме газ является невзаимодействующим. Это очень удобный режим для проверки экспериментальных техник, поскольку все свойства невзаимодействующего ферми-газа известны.

Однако в ходе выполнения экспериментов встал вопрос о достижимости состояния соответствующего равновесному идеальному газу. Стандартный путь приготовить такой газ, это охлаждение газа в режиме со столкновениями, а затем переключение магнитного поля до величины, соответствующей невзаимодействующему газу. Даже в условиях нулевой температуры, при наличии взаимодействий основное состояние системы может отличается от сферы Ферми. При переключении магнитного поля, приводящего к уменьшению взаимодействия, в системе присутствует два масштаба времени: собственно скорость переключения магнитного поля и скорость восстановления равновесия. Эта скорость уменьшается при приближении к режиму невзаимодействующего газа. Таким образом, в какой-то момент процесс переключения может перестать быть адиабатическим, т. е. в непосредственной близости от состояния с нулевой длинной рассеяния процесс термализации идёт медленнее, чем процесс переключения магнитного поля. По этой причине при дальнейшем переключении поля равновесие может не успевать восстанавливаться. Таким образом, адиабатическое переключение поля может привести холодный ферми-газ сколь угодно близко к состоянию равновесного невзаимодействующего ферми-газа, но непосредственно в него не может. Однако разница может быть незаметна для существующей экспериментальной техники. Вопрос о том насколько близко приготовленное состояние к состоянию невзаимодействующего газа связан со скоростью переключения магнитного поля. Движение к режиму равновесного невзаимодействующего ферми-газа может быть проконтролированно с помощью промежуточных режимов — режимов слабых взаимодействий. Можно наблюдать за изменением профиля распределения плотности газа после переключения из режима сильных взаимодействий в режим слабых. В какой-то момент профиль перестанет изменяться, что говорит о достижении равновесия, затем можно сделать ещё один шаг в сторону невзаимодействующего газа и т.д., вопрос где остановиться определяется необходимой точностью эксперимента. В связи с такой ситуацией иногда лучше работать с ферми-газом в режиме слабых взаимодействий, где справедливо приближение среднего поля, чем с газом при нулевой длине рассеяния.

Узкие резонансы Фешбаха (например, резонанс в поле 543,25 Гаусс) удобно использовать для калибровки систем, создающих магнитное поле.

Помимо описанных упругих столкновений в системе частиц, находящихся в каком-либо состоянии *a*, *b*, возможны также неупругие двухчастичные и трехчастичные столкновения. Интерес представляет в первую очередь состояние 1,2. Для этого состояния неупругие

двухчастичные процессы невозможны, поскольку нет более низкоэнергетического разрешённого состояния в которое могла бы перейти эта смесь, переводя энергию взаимодействия в кинетическую энергию. Неупругие трехчастичные процессы возможны и для этого состояния. Однако на фермионной стороне резонанса Фешбаха, эти процессы сильно подавлены из-за принципа запрета Паули, поскольку два фермиона, будучи в одном квантовом состоянии, не могут приблизиться на достаточное расстояние. Напротив, на бозонной стороне резонанса Фешбаха частота неупругих столкновений относительно высока. Поскольку пара частиц находится в связанном состоянии и допускает приближение третьей частицы чтобы отдать ей избыток энергии и уйти в более глубокое связанное состояние. Частота трехчастичных неупругих столкновений пропорциональна $\sim n_3^2$, и может быть сильно уменьшена относительно упругих двухчастичных столкновений пропорциональных $\sim n_3$, за счёт уменьшения плотности.

2.9.3 Создание магнитного поля для управления взаимодействием

Как следует из предыдущего раздела, для управления величиной межатомного взаимодействия необходимо создание в области атомов однородного, на размерах ловушки с атомами, магнитного поля и прецизионное управление величиной этого поля. В установке создание магнитного поля реализовано с помощью двух соленоидов, также называемыми в данном тексте катушками. Катушки располагаются с верхней и нижней стороны вакуумной камеры и включаются так, что создают магнитное поле, направлено в одну сторону. В экспериментальной установке поле направлено в сторону -y, система координат и фотография катушек представлены на рисунке 2.26.



Рисунок 2.26: Фотография соленоидов, создающих однородное магнитное поле внутри вакуумной камеры, для управления межчастичным взаимодействием.

Катушки закрыты со всех сторон алюминиевым корпусом. Изнутри витки провода катушки охлаждаются потоком воды. Сами провода от контакта с водой изолированы лаковым покрытием. При создании катушек используется медный провод прямоугольного сечения. Тип провода ПЭЭИП-180 4x2,65 мм. Алюминиевый корпус позволяет выдерживать давление, создаваемое потоком охлаждающей воды, а также способствует быстрому отводу тепла. Однако такой корпус также обладает очевидным недостатком, поскольку при изменении магнитного поля, создаваемого катушкой, в корпусе появляются индукционные токи, препятствующие быстрому изменению магнитного поля. Средняя скорость переключения магнитного поля ≈ 10 Гаусс/мс. Измерение скорости переключения было осуществлено с помощью быстрого датчика Холла. В описываемых экспериментах такая скорость переключения магнитного поля является достаточной.

Калибровка катушек осуществлялась с помощью узкого резонанса Фешбаха находящегося в поле $B_0 = 543,3$ Гс. Калибровка осуществлялась следующим образом: газ перегружался из МОЛ в дипольную ловушку. С помощью катушек создавалось некоторое магнитное поле, газ атомов удерживался около 1 с в этом магнитном поле, затем происходило фотографирование газа, методами, описанными в разделе 5.1, стр. 94, и определялось число оставшихся атомов. При значении магнитного поля, соответствующем резонансу, начинались интенсивные потери атомов из ловушки. Предварительно катушки были откалиброваны на стенде с помощью датчика Холла, имеющего точность не ниже, чем 0,1 Гаусс. Однако на стенде трудно прокалибровать поле непосредственно в области атомов. Проверить правильность калибровки можно с помощью других узких неупругих резонансов Фешбаха, представленных в таблице 2.2, например, с помощью резонанса в поле $B_0 = 185,09$ Гаусс. Созданная система допускает шаг по магнитному полю примерно в 0,5 Гаусс. Ширина узкого резонанса примерно 0,1 Гаусс. С учётом того что на кривой зависимости числа частиц в ловушке от магнитного поля имеется провал только для одного значения поля, то считается, что в данном магнитном поле расстояние до резонанса не больше, чем 0,25 Гаусс. Это число и считается в дальнейшем точностью калибровки. В эксперименте по получению двумерного ферми-газа такая точность калибровки на два порядка превышает необходимую.

Ловушка располагается на оси, общей для двух магнитных катушек, примерно посередине зазора между катушками. Магнитное поле, создаваемое катушками является слабо неоднородным в этом месте. Неоднородность магнитного поля в области ловушки можно измерить по частоте колебания атомов в магнитной ловушке. Измерение параметров магнитного потенциала описано в разделе 2.9.4 стр. 54. Если двигаться вдоль оси магнитных катушек, то компонента магнитного поля, направленная вдоль оси, сначала будет уменьшаться, затем, дойдя до положения ловушки, уменьшение сменится возрастанием. В оптической ловушке удерживаются атомы, имеющие проекцию спина $m_S = -1/2$. Для таких частиц описанный профиль магнитного поля вдоль оси *у* является расталкивающим. Направление осей системы координат, использующейся в данной диссертационной работе показано на рисунке 2.2, а также на рисунке 2.26. Так, в направлении *y* с удержанием в оптической ловушке конкурирует, как правило, меньшее во много раз, расталкивание магнитным полем. Вдоль поперечного направления, напротив, магнитное поле образует собирающий потенциал. Частота магнитного потенциала выражается через вторую производную зависимости компоненты B_y вдоль соответствующего направления, если:

$$\frac{\mu_B g_S m_S}{\hbar} B_y = \frac{m \omega_{By}^2 y^2}{2} + \text{const}, \qquad (2.48)$$

то

$$\omega_{By}^2 = \frac{\mu_B g_S m_S}{m\hbar} \frac{d^2 B_y}{dy^2}.$$
(2.49)

Поскольку пространство с атомами не содержит источников ни электрического, ни магнитного поля, то для этой области справедливо соотношение: rot $\vec{B} = 0$, а следовательно, $\nabla^2 \vec{B} = 0$, где ∇^2 — оператор Лапласа. В условиях цилиндрически симметрии системы получается:

$$\frac{d^2 B_y}{dy^2} = -2\frac{d^2 B_y}{dx^2} = -2\frac{d^2 B_y}{dz^2}.$$
(2.50)

Таким образом, измерив частоту потенциала вдоль одного направления сразу можно сказать все о частотах вдоль других направлений. Также следует отметить линейность ω_{By}^2 по *B*. В поле 528 Гаусс частота магнитного поля в горизонтальном направлении $\omega_{Bx}/2\pi = 11,1$ Гц.

Управление током катушек осуществляется посредством управления источником тока. Источники управляются по цифровому интерфейсу GPIB (IEEE 488.1). В этом интерфейсе сложно контролировать время между отправлением сигнала программой управления экспериментом и началом исполнения источником полученной команды, также сложно сказать является ли это время задержки постоянным от эксперимента к эксперименту. При этом в эксперименте используется несколько приборов, управляемых посредством интерфейса GPIB. Время задержки между отправлением команды и началом исполнения в ≈ 5 мс. Это время несущественно, если в эксперименте не стоит задачи быстрого переключения токов. Для быстрого переключения более предпочтительно использование ключей на мощных полевых транзисторах.

2.9.4 Измерение частоты магнитного потенциала

Потенциал, в котором удерживаются атомы, состоит из дипольной ловушки и магнитной ловушки в горизонтальной плоскости и дипольной ловушки и расталкивающего магнитного потенциала в вертикальной. Таким образом, измеренные частоты являются частотами гибридного потенциала. Для вычисления частот чисто оптического потенциала, необходимо сделать измерения частоты магнитной ловушки.

Частота магнитного потенциала определяется методом измерения частоты колебаний в нём облака атомов. Для проведения измерения оптическая ловушка сдвигается относительно центра магнитной ловушки, затем атомы выпускаются из оптической ловушки и начинают совершать колебания вокруг центра магнитной ловушки, разлетаясь при этом вдоль вертикального направления. Считая магнитную ловушку в используемых масштабах полностью гармонической, частоту ловушки определяем по времени за которое облако атомов прошло от старта до разворота. Наблюдение за облаком осуществляется с помощью методов, описанных в разделе 5.1, стр. 94, эксперимент осуществляется многократным повторением приготовления облака газа и варьированием длины интервала времени между выпуском газа из ловушки и фотографированием.

Чем большее количество разворотов облака можно пронаблюдать, тем больше точность измерения магнитной частоты. Однако расширение и разлёт облака вдоль вертикального направления таковы, что возможно пронаблюдать лишь один поворот, прежде, чем большинство атомов покинет область фокусировки оптической системы наблюдения атомов.

В магнитном поле 528 Гаусс измеренная частота принимает значение $\omega_{Bx}/2\pi = \omega_{By}/2\pi = 11,1$ Гц. Для направления z, частота перевёрнутой параболы магнитного потенциала $\omega_{Bz}/2\pi = 15,7$ Гц. Неточность измерения оценивается в 2,5%.

2.10 Охлаждение газа до квантового вырождения в дипольной ловушке

Для доведения атомного газа, перегруженного из МОЛ в дипольную ловушку, до состояния вырождения, необходимо его дальнейшее охлаждение. Если магнито-оптическая ловушка является вязкой и охлаждает атомы каждый по отдельности, то дипольная ловушка таковой не является и здесь для охлаждения принципиально необходимо наличие ансамбля атомов.

Дальнейшее охлаждение осуществляется методом выпаривания. Он заключается в том, что при термализации газа, перегруженного в дипольную ловушку, часть атомов, обладающая энергией больше, чем глубина ловушки, покидает её. Температура ансамбля при этом понижается. Чем дольше идёт процесс выпаривания, тем холоднее становится газ, и тем медленнее идёт дальнейшее охлаждение, поскольку всё меньшая часть распределения по энергиям обладает энергией большей, чем глубина потенциала. Такое охлаждение в ловушке постоянной глубины в условиях наличия столкновений между частицами называют «свободным выпариванием».

Для продолжения процесса охлаждения уменьшается глубина потенциала, удерживающего атомы. Для этого используется AOM, управляющий мощностью луча CO₂ лазера. В свою очередь AOM управляется с помощью изменения мощности идущего на него высокочастотного сигнала. Что приводит к перераспределение мощности лазера между порядками дифракции. При плавном уменьшении глубины потенциала газ охлаждается и достигает температур вырождения. Охлаждение в присутствии интенсивных столкновений и при плавном понижении глубины потенциала называют «форсированным выпариванием»⁶⁾ [95]. Управление интенсивностью столкновений или сечением рассеяния частиц осуществляется с помощью внешнего магнитного поля. Этому посвящён раздел 2.9, стр. 46. Таким образом осуществляется приготовления вырожденного ферми-газа.

Интенсивность процесса столкновений зависит как от сечения рассеяния частиц, так и от плотности газа. Необходимо чтобы скорость понижения потенциала и скорость термализации были согласованы. Если скорость понижения потенциала будет превышать скорость термализации, то это приведёт к уменьшению количества приготовленных холодных атомов или их отсутствию. Вопрос об оптимальной скорости уменьшения потенциала изучен в статье [95]. В экспериментах данной работы наряду с законом, указанным в статье [95], использовался экспенциальный закон понижения мощности лазера. При этом временная константа выпаривания подбиралась экспериментально, при максимизации числа охлаждённых атомов. В различных экспериментах, в зависимости от плотности газа и величины магнитного поля в котором происходило выпаривание, эта константа принимала значение от нескольких секунд до нескольких десятков секунд.

Как было сказано в разделе 2.9, стр. 46, для наличия столкновений в ферми-газе необходимо, чтобы спиновая часть волновой функции двух сталкивающихся фермионов была антисимметричная. Иными словами, в газе необходимо наличие компонент с разным направлением проекции спина вдоль оси квантования. Роль таких компонент играют подуровни сверхтонкой структуры основного состояния лития-6 $|F = 1/2, m_F = \pm 1/2\rangle$ или в ненулевом магнитном поле состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Для наибольшей эффективности процесса выпаривания необходимо чтобы число атомов в каждом состоянии было одинаковым, в противном случае процесс столкновений закончится, когда из ловушки будут выпарены все атомы одной из компонент. Для создания равной заселённости состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, как было сказано в разделе 2.6 стр. 32, луч перенакачки атомов из тёмного состояния отключается за некоторое время до отключения основных лучей МОЛ и перегрузки атомов в дипольную ловушку. Таким образом все атомы скапливаются в состоянии $|F = 1/2\rangle$. При этом необходимо заселение состояний с $m_F = \pm 1/2$ в равных пропорциях. Не прибегая к дополнительному анализу, будем пользоваться таким соображением, что симметричное заселение подуровней будет происходить при симметричном расположении дипольной ловушки относительно нуля магнитного поля МОЛ, т. е. как раз в области нуля магнитного поля. При сильном (на несколько ширин дипольной ловушки) смещении дипольной ловушки из нуля магнитного поля, наблюдается дисбаланс в заселении подуровней, захваченных в ловушку атомов. Контроль заселённостей производился путём измерения числа атомов в том или ином спиновом состоянии методами резонансного поглощения, описанными в разделе 5.1, стр. 94.

После перегрузки и настройки внешнего однородного магнитного поля на значение от 750 Гаусс до 1000 Гаусс, соответствующее интенсивным столкновениям, осуществляется

⁶⁾Термин «Форсированное выпаривание» обозначает используемый в англоязычной литературе термин «Forced evaporation».

уменьшение глубины удерживающего потенциала. Как было сказано в разделе 2.9.3, стр. 52, магнитное поле создаёт гармонический потенциал, удерживающий атомы в плоскости поперечной оси катушек, создающих магнитное поле (горизонтальная плоскость), и расталкивающий атомы вдоль этой оси (вертикальное направление). Для достижения возможности максимального уменьшения глубины оптического потенциала при выпаривании, необходимо чтобы положение дипольной ловушки совпадало с нулём градиента магнитного поля. В противном случае магнитное поле начнёт выдирать атомы из ловушки как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении. В горизонтальном направлении будут стремится к центру магнитной ловушки, в то время как в вертикальном направлении будут улетать на бесконечность. В первом случае атомы выпадают из процесса охлаждения из-за уменьшения плотности атомов, во втором атомы покидают ансамбль охлаждаемых атомов. Здесь не важно о каком потенциале идёт речь — о веретенообразном или о дископодобном, поскольку магнитное поле выдирает атомы в направлении x и y — поперечных направлениях к направлению распространения лазерного луча, создающего оптическую дипольную ловушку.

В эксперименте по измерению частот оптического потенциала, описанном в разделе 4, стр. 77, были определены значения частот. В частности, для вертикального направления: $\omega_y/2\pi = 313 \,\Gamma$ ц, частоты были измерены в 1/40 от полной глубины потенциала, равной $U_0 \approx 280$ мкК. Для вертикального направления в магнитном поле 1000 Гаусс магнитная частота равна $\omega_{By}/2\pi \approx 30 \,\Gamma$ ц. Потери начинают появляться, когда частота оптического потенциала и частота магнитного становятся примерно равны. В эксперименте потери по-являются при глубине потенциала $\approx 1/2000$ от U_0 . При такой глубине частота оптического потенциала $\omega_y/2\pi \approx 45 \,\Gamma$ ц. Глубина ловушки при этом ≈ 130 нК, что свидетельствует о достаточно хорошем совмещении дипольной и магнитной ловушек. При полном совпадении частот магнитного и оптического потенциала и совмещении ловушек, глубина суммарного потенциала станет равной нулю. Чем хуже пространственное совмещение оптической и магнитной ловушек, тем раньше по глубине оптического потенциала начинаются потери атомов из ловушки.

Осуществлять сдвиг оптической ловушки можно путём сдвига оптических элементов. Магнитную ловушку можно двигать за счёт изменения баланса токов, текущих по катушкам. Критерием при настройке совмещения оптической и магнитной ловушки была максимальная глубина понижения потенциала при которой видны атомы.

Достаточно ли такого понижения потенциала чтобы приготовить вырожденный двумерный ферми-газ? Ответ на этот вопрос проще всего дать, измеряя температуру приготовленного газа. Как видно из результатов таких измерений, такого понижения потенциала достаточно. Процесс измерения температуры и результаты представлены в разделе 6, стр. 125.

Ещё одним важным моментом для приготовления холодного ферми-газа атомов является отсутствие параметрического нагрева газа в ловушке из-за нестабильности мощности. Как уже было сказано в разделе 2.8, стр. 39 лазер, создающий ловушку, является достаточно стабильным. Однако сигнал, управляющий мощностью лазера, может содержать в себе шумы, приводящие к нагреву атомов.

Схема управления мощностью лазерного луча следующая: радиочастотный генератор (40 МГц) посылает сигнал на АОМ. Амплитуда этого сигнала определяет мощность лазерного излучения, идущего в первый порядок дифракции. Схема управления показана на рисунке 2.27. Управление амплитудой радиочастотного сигнала осуществляется с помощью цифрового генератора произвольных форм, работающего по принципу прямого цифрового синтеза (DDS). Квазипостоянный выходной сигнал этого генератора управляет вентилем, пропускающим радиочастотный сигнал. Во избежание влияния дискретности выхода генератора на радиочастотный сигнал, на выход генератора установлен простейший фильтр высоких частот с временной константой 5 мс. Чему соответствует частота отсечки ≈ 30 Гц, такие значения частоты ловушки появляются лишь при самых низких значениях глубины



Рисунок 2.27: Схема управления мощностью луча лазера, создающего удерживающий потенциал для атомов. Сигнал с цифрового генератора произвольных волновых форм, прошедший через сглаживающий фильтр, управляет амплитудой высокочастотного сигнала, создающего бегущую волну в АОМе. При изменении амплитуды этой волны изменяется мощность лазерного излучения, идущая в разные порядки дифракции.

потенциала и за те времена, что ловушка находится при такой глубине ($\ll 1$ с) нагрев на таких частотах никак не может повлиять на состояние газа и число частиц в нём.

2.11 Система управления экспериментом

Процедура приготовления и диагностики газа включает в себя достаточно большое количество этапов. При переходе между которыми и непосредственно во время этих этапов необходимо осуществлять управление экспериментальным оборудованием: АОМами, управляющими частотой и интенсивностью оптического лазера, при создании и охлаждении магнито-оптической ловушки; зеемановским замедлителем; фешбаховскими катушками, управляющими межчастичным взаимодействием; электромагнитном, создающим поле в системе стабилизации частоты оптического лазера; самим лазером для быстрой смены частоты его генерации при фотографировании; механическими затворами и несколькими подвижными элементами в системе; мощностью ИК-лазера при выпаривании. Также необходимо управлять фотокамерой и считывать с неё данные. На рисунке. 2.28 представлен пример диаграммы состояний приборов, в различные моменты эксперимента.

Для управления приборами в эксперименте используется следующие интерфейсы: GPIB, USB, Ethernet (LAN) или запуск по внешнему TTL-сигналу (Интерфейс PCI). Схема использования различных интерфейсов для управления приборами экспериментальной установки представлена на рисунке 2.29.

С помощью интерфейса GPIB происходит управление источниками катушек, создающих магнитное поле для управления взаимодействием; источником тока электромагнита, создающего магнитное поле в ячейке с парами лития; источником напряжения, управляющим сдвигом частоты лазера при фотографировании в магнитном поле. Управление с помощью этого интерфейса осуществляется непосредственно в момент, когда необходимо осуществить переключение. Однако этот интерфейс не считается точным по времени, ошибка может быть

1	Частота	ω		фотографирование
	лазера		получение мол	в магнитном поле
2	Интенсивность лучей МОЛ	I		
3	Мощность СО ₂ -лазера	W		выпаривание
4	Конфигурация дипольной ловушки		бегущая волна	стоячая волна
5	Однородное магнитное поле	В,Гаусс		800 528
6	Подсвечивающия для фотографиро	й импульс вания		
			Фаза накопления атомов в МОЛ	Охлаждение в дипольной ловушке и фотографирование
		t=	=0 t	$t_1 t_2$ t

Рисунок 2.28: Пример диаграммы состояний приборов, в различные моменты эксперимента. В момент t=0 начинается накопление атомов в магнито-оптической ловушке, при этом частота лазера и интенсивность имеют необходимое значение — дорожка 1 и 2. В момент t₁ включается CO₂-лазер — дорожка 3, а в момент t₂ выключается магнито-оптическая ловушка происходит перегрузка в дипольную ловушку. Затем начинается охлаждение выпариванием дорожка 3. Для приготовления двумерного газа, осуществляется переключение конфигурации ловушки от бегущей волны к стоячей — дорожка 4. Величина магнитного поля при выпаривании ~ 800 Гаусс, что соответствует режиму интенсивных межатомных столкновений дорожка 5. После завершения приготовления магнитное поле переключается до значения 528 Гаусс, чтобы перевести газ в невзаимодействующий режим. Для фотографирования газа в ненулевом магнитном поле изменяется частота лазера — дорожка 1. В момент фотографирования на атомы посылается короткий импульс резонансного излучения — дорожка 6.

случайной и грубо оценивается лежащей в интервале от 1-ой мс до 10-ти мс. По этой причине этот интерфейс используется для управления на тех этапах, где такая задержка и неопределённость не являются критическими.

С помощью интерфейса USB осуществляется управление режимами работы фотокамеры и считывание данных. Режимы устанавливаются до начала эксперимента, а считывание осуществляется после. Временной фактор в этом случае не является существенным.

Наиболее важна точность моментов переключения состояний АОМов и управление СО2-лазером, а также лазером оптического диапазона. Также важно точно во времени осуществить фотографирование. Управление процессами, требующими точной синхронизации, осуществляется с помощью платы National Instruments NI PCI-6536, имеющей частоту внутреннего генератора 25 МГц. Минимальный интервал времени, между двумя сигналами с этой платы ≈ 40 нс, при этом неточность ≈ 4 нс. Плата имеет 32 независимых выходных канала, с помощью которых осуществляется управление внешними устройствами. Эти сигналы используются для переключения разных приборов между состояниями включен/выключен, а также как триггеры запуска некоторых процессов. Также для управления переключением между несколькими состояниями приборов используются несколько управляющих каналов. Комбинация управляющих сигналов определяет какой из входных каналов будет соединён с выходным. Это реализуется с помощью мультиплексора.



Рисунок 2.29: Схема использования интерфейсов USB, GPIB, LAN, NI PCI для управления экспериментом. Стрелками указано направление движения информации.

Драйверы управления частотой и амплитудой радиочастотного сигнала, посылаемого на AOM, имеют два соответствующих входа управления, эти входы являются аналоговыми, т. е. частота или амплитуда радиочастотного сигнала пропорциональна напряжению на управляющем входе. Необходимо осуществлять переключение между двумя, максимум тремя, различными значениями частоты или интенсивности. Для этого используются мультиплексоры, на входы которых подаются сигналы необходимого напряжения, а на управляющие входы подаются сигналы.

В эксперименте также используется несколько шаговых двигателей. Контроллеры имевшихся в наличии двигателей не имели интерфейса внешнего управления пригодного для автоматизации. Поэтому управление шаговыми двигателями осуществляется напрямую управлением токами через обмотки двигателя. Сигналы управления с платы NI PCI, через необходимые буферы, посылаются на затвор транзисторов, включая или выключая ток через обмотки.

Общее управление экспериментом, осуществляется с помощью программы, написанной в среде MATLAB. В Программе задаются длительности и последовательности всех этапов эксперимента. Она сообщает плате управления экспериментом информацию о последовательности сигналов в каждом канале. Интерфейс Ethernet используется для сообщения генератору сигналов сложных форм информации о генерируемой форме. Это делается до начала эксперимента. Затем посылается команда запуска. Интерфейсы GPIB, USB и плата управляющих сигналов синхронизированы только через часы персонального компьютера, на котором запускается программа. Эти часы имеют меньшую точность, чем плата NI PCI, однако все наиболее требовательные к точности синхронизации процессы управляются с помощью этой платы. Записывая в память компьютера различные типы последовательностей, можно переходить от одного эксперимента к другому, лишь с помощью выбора соответствующей кнопки на виртуальной панели управления экспериментом.

Глава 3

Управление кинематической размерностью ферми-газа

3.1 Анизотропный потенциал для создания двумерного газа

Свойства физической системы кардинальным образом зависят от пространственной размерности. Например, в одномерной и двумерной квантовой яме связанное состояние существует всегда, в то время как в трёхмерной только при достаточном значении её глубины. Другой пример — в одномерной цепочке Изинга не существует фазового перехода в упорядоченное, ферромагнитное, состояние спинов, в то время как в двумерной, представляющей собою спиновую решётку, возможен такой переход [96].

В многочастичной квантовой физике, являющейся основным предметом исследований в экспериментах по лазерному охлаждению, изменение размерности также приводит к появлению качественно новых эффектов. При снижении размерности разреженной системы бозонов до одномерной, возможно качественное изменение её статистики, когда из-за межчастичного отталкивания и ограничения движения частиц система бозонов начинает проявлять свойства фермионной системы [37]. Также при снижении размерности увеличивается роль тепловых и квантовых флуктуаций. Так в кинематически двумерном однородном бозе-газе невозможна бозе-конденсация из-за влияния длинноволновых флуктуаций [41], в то время как в трёхмерном конденсация возможна. Таким образом, понятия бозе-конденсации и сверхтекучести разделяются в кинематически двумерных системах. Интерес к изучению двумерных ферми систем вызван, помимо прочего, тем, что сверхтекучие двумерные ферми-системы имеют много общего с высокотемпературными купратными сверхпроводниками — системами, обладающими на сегодняшний день наибольшей температурой перехода в сверхпроводящее состояние [52]. Вопрос о влиянии размерности на температуру перехода имеет большое прикладное значение.

В экспериментах с ультрахолодными газами существует возможность управлять кинематической размерностью исследуемой системы. Эта возможность достигается путём ограничения движения частиц вдоль необходимого направления до уровня нулевых квантовых колебаний. Такое ограничение можно реализовать, удерживая исследуемую систему в сильно анизотропном потенциале, таком, что химический потенциал системы μ будет меньше энергии первого возбуждённого уровня движения вдоль ограниченного направления при T = 0. Для потенциала, ограничивающего движение вдоль направления z, это условие запишется в виде:

$$\mu < \hbar \omega_z, \tag{3.1}$$

иллюстрация такой ситуации представлена на рисунке 1.1 (б). При ограничении движения частиц вдоль двух направлений, реализуется одномерная система, а при ограничении вдоль трёх — нульмерная система, аналог квантовой точки в полупроводниках.

Из раздела 2.8 на стр. 39 известно, что лазерное излучение, отстроенное по частоте вниз от резонанса с атомным переходом, может использоваться как удерживающий потенциал для атомов. Роль анизотропного потенциала для приготовления системы со сниженной размерностью могут играть оптические решётки соответствующей размерности. Например, электромагнитная стоячая волна, т. е. одномерная оптическая решётка, может использоваться для приготовления двумерного газа. Потенциал, создаваемый стоячей волной, описывается формулой:

$$U(\rho, z) = sE_r \left[1 - \exp\left(-\frac{m\omega_\perp^2 \rho^2}{2sE_r}\right) \sin^2 k_l z \right],$$
(3.2)

где s — безразмерная глубина ловушки, $E_r = \hbar^2 k_l^2 / 2m$ — энергия отдачи, $k_l = 2\pi/10,6$ мкм — волновой вектор излучения. Каждая пучность в поперечном направлении оси стоячей волны имеет размер, определяющийся шириной лазерного луча, в то время как в продольном направлении размер определяется длиной волны и интенсивностью лазера, создающего стоячую волну, что видно из уравнения (2.40).

Каждая пучность стоячей волны представляет собой потенциал для атомов. Вблизи дна потенциал может быть представлен в виде:

$$U(\rho, z) = \frac{m\omega_z^2 z^2}{2} + \frac{m\omega_\perp^2 \rho^2}{2}, \quad \omega_z \gg \omega_\perp.$$
(3.3)

Форма потенциала определяет некоторые количественные параметры газа. Например, частоты ω_z и ω_{\perp} определяют максимально возможное число атомов в системе, когда ещё выполнено условие двумерности газа. Это число определяется из соотношения:

$$E_F = \hbar \omega_z, \tag{3.4}$$

где $E_F = \hbar \omega_{\perp} \sqrt{2N}$ — энергия Ферми двумерного газа, N — число частиц в одном спиновом состоянии. Таким образом, максимальное возможное число атомов:

$$N = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_z}{\omega_\perp}\right)^2. \tag{3.5}$$

Большее число частиц в ловушке неминуемо приводит к заселению возбуждённых уровней движения вдоль направления *z*. Однако при заселении небольшого числа уровней продольного движения, газ не может считаться чисто трёхмерным. В данной работе такой газ с небольшим числом заселённых энергетических уровней продольного движения называется квазидвумерным. Трёхмерным же газ становится в пределе большого числа заселённых уровней продольного движения, сравнимого с числом заполненных поперечных уровней. В этом смысле возможно осуществить переход между двумерной и трёхмерной системой.

Из соображений удобства наблюдения двумерной системы, число частиц в ней должно быть максимально возможным. Для этого отношение ω_z/ω_{\perp} также должно быть максимально возможным. Увеличение этого отношение может быть достигнуто за счёт уменьшения ω_{\perp} , что достигается при увеличении поперечных размеров лазерных пучков, создающих стоячую волну. При этом также уменьшается расходимость этих лучей, что приводит к увеличению числа одинаковых пучностей стоячей волны. Усреднение по большому числу ловушек с атомами, позволяет получать малошумные профили распределения плотности и проводить прецизионные измерения.

Как видно из (2.40), для увеличения отношения ω_z/ω_{\perp} необходимо сделать максимальным соотношение F/ρ_l , где F — фокусное расстояние линзы, ρ_l — ширина падающего на линзу луча, т. е. чтобы при фиксированной величине F (F = 285,8 мм), ρ_l была как можно меньше.

Существуют ограничения на минимальный размер пучка. Первое ограничение связано с тем, что при уменьшении размера падающего пучка, увеличивается размер фокальной

перетяжки, при этом уменьшается интенсивность поля, и, следовательно, глубина ловушки. Ограничение на глубину потенциала определяется минимальной температурой газа в магнито-оптической ловушке ≈ 150 мкК. Второе ограничение связано с тем, что при фиксированной мощности лазерного луча, уменьшение его поперечного размера приводит к усилению различных температурных искажений в оптических элементах. Это портит поперечное распределение интенсивности в луче (моду), а эффекты самофокусировки приводят к движению фокуса луча во время эксперимента. Все это усложняет процесс приготовления и анализа состояний холодного газа.

Благодаря тому, что в системе используется минимально возможное число оптических элементов, а также полная мощность луча включается лишь на короткое время < 1 с, эффекты самофокусировки не проявляются. Таким образом со вторым ограничением удалось справиться. В диссертационной работе определяющим является первое ограничение. При мощности лазера равной 100 Ватт, для получения достаточной глубины ловушки (≈ 150 мкК), интенсивность излучения в фокусе должна быть $\approx 0.4 \cdot 10^6$ Ватт/см², для этого ширина фокальной перетяжки ρ_0 луча должна быть ≈ 90 мкм, тогда, при имеющейся линзе, ширина входного луча ρ_l должна быть не меньше, чем $\approx 5,5$ мм. Поскольку длина волны лазера 10,6 мкм, то автоматически максимальное достижимое соотношение частот в эксперименте ≈ 55 . При таком соотношении частот предельное количество атомов в каждой пучности, при которой система будет оставаться двумерной ≈ 1500 . Такое количество атомов можно наблюдать описанными в разделе 5.1 на стр. 94 методами.

Вместо лазера на углекислом газе с длинной волны 10,6 мкм можно использовать лазер на Nd:YAG с длинной волны 1,06 мкм. В большинстве лабораторий используется именно такой лазер. В этом случае в области зрения оптической системы число ячеек с газом больше в 10 раз, при этом мощность используемого лазера может быть меньше, поскольку частота лазера ближе к резонансной и поляризуемость атома имеет большее значение. Однако Nd:YAG-лазер создаёт менее консервативный потенциал (время за которое одна удерживаемая в потенциале частица возбуждается лазером, создающим потенциал, уменьшается в 10^3 раз), а также для наблюдения отдельных облаков двумерного газа потребуется оптическая система с 10-ти кратно более высоким пространственным разрешением. Создать такую оптическую систему невозможно. Оптическая система, используемая в диссертационной работе, описана в разделе 5.2.2 на стр. 99.

3.2 Реализация анизотропной дипольной ловушки в стоячей волне

Ниже описана реализация оптической ловушки для атомов в эксперименте по приготовлению и диагностике двумерного газа ферми-атомов. Сам эксперимент описан в разделе 3.3 стр. 67.

В предыдущем разделе обсуждались ограничения, накладываемые на размер пучка, создающего ловушку. Далее будет обсуждаться ещё одно ограничение связанное с тем, что чем меньше размер пучка, падающего на линзу, тем больше размер перетяжки, соответственно тем больше размер облака атомов, в том числе и вдоль луча зрения оптической системы фотографирования. Как будет показано в разделе 5.2.2, стр. 99, чем больше размер фотографируемого объекта по сравнению с глубиной резкости, тем меньше эффективное разрешение оптической системы.

Для максимизации соотношения частот, при сохранении размера ловушки вдоль оси зрения системы фотографирования в пределах глубины резкости, используется лазерный пучок эллиптической формы, вытянутый на входной линзе вдоль вертикальной оси — вдоль оси *у*. Соответственно в фокусе пучок, наоборот, будет сжат вдоль вертикального направления. Увеличение размера пучка вдоль вертикального направления осуществляется с помощью телескопа из цилиндрических линз, имеющих фокусное расстояние F = -100 мм и F = 200 мм для первой по ходу луча и второй линзы соответственно. Следует отметить, что гауссовы пучки, имеющие различный размер, фокусируются в разных плоскостях. Для компенсации этого эффекта настраивались расходимости этих пучков. Разность расходимостей менялась с помощью телескопа из цилиндрических линз, при изменении длины его базы.

Для расчёта оптического тракта необходимо измерить расходимость луча, выходящего из лазера и прошедшего через АОМ. Интерес представляет именно расходимость после АОМа поскольку в нём может происходить температурное линзирование. Измерение расходимости пучка было осуществлено путём измерения диаметра пучка на разных расстояниях от АОМа. Диаметр определялся по уровню интенсивности 1/e от интенсивности в центре пучка. Расходимость определяется как радиус кривизны волнового фронта.

Измерение размера пучка проводилось с помощью апертуры малого диаметра. Эта система представлена на рисунке 3.1 и сконструирована следующим образом. На моторизованном столике, двигающемся в горизонтальном или вертикальном направлении (в зависимости от расположения системы измерения), устанавливается платформа. На платформе установлена система, представляющая собой апертуру диаметром d = 0.5 мм, сразу за которой установлена линза из ZnSe с фокусным расстоянием F = 1.5 дюйма, а в фокусе линзы установлен ИК-фотодетектор. Смещение апертуры в поперечном к пучку направлении позволяет провести измерение профиля моды.



Рисунок 3.1: Схема измерения моды луча инфракрасного лазера. С помощью апертуры выделяется малая часть луча и измеряется мощность луча, идущего через эту апертуру. С помощью моторизованного столика осуществляется сканирование моды ИК-лазера вдоль горизонтального или вертикального направления. Сигнал с фотодетектора отправляется на цифровой осциллограф.

Измерения осуществлялись попеременно для вертикального и горизонтального направлений, на различных расстояниях от АОМа. Затем были вычислены расходимости. Для вычисления расходимости гауссова пучка достаточно знать ширину пучка в двух удалённых друг от друга плоскостях и расстояние между этими плоскостями. Ниже приведена таблица измеренных ширин пучков и расходимостей 3.1. Также были измерены и настроены расходимости для луча в случае, если установлен цилиндрический телескоп, поскольку это необходимо сделать для фокусирования пучка по горизонтали и по вертикали в одной точке. Позиции размещения измерителя моды показаны на рисунке 3.3, положению *B* соответствует положение входной линзы вакуумной камеры. При измерении изначальных расходимостей линз, линза f_1 , указанная на рисунке 3.3, не присутствовала в тракте. Однако в дальнейшем её использование необходимо, и она учитывается в расчётах. Пример распределения интенсивности в поперечной моде лазера на CO₂ представлен на рисунке 3.2 для горизонтального (а) и вертикального (б) направлений. На рисунке также представлено сравнение распределения интенсивности в поперечной моде с гауссовым распределением. Как видно, распределение интенсивности лишь незначительно отличается от гауссова в горизонтальном направлении. Для вертикального направления отличие профиля моды от функции Гаусса более существенно. Также с помощью подгонки данных функцией Гаусса определяется ширина моды. Измеренные значения: ≈ 9 мм для горизонтального и $\approx 6,7$ мм для вертикального направлении 378 см от АОМа, телескоп из цилиндрических линз в этом эксперименте не установлен. Фотодетектор работал в линейном режиме.

Из измерения поперечной моды лазера видно, что она несколько отличается от гауссовой. Однако это отличие несильное и не влияет существенно на удержание атомов и на форму потенциала. Можно представить ту часть моды, что составляет отличие от функции Гаусса в виде разложения по полной системе каких-либо функций. Удобно, например, осуществить разложение по полиномам Эрмита–Гаусса, соответствующим модам высшего порядка. Известно, что точка фокусировки таких мод, не совпадает с точкой фокусировки основной моды [97]. Таким образом, влияние этих мод приведёт лишь к слабому искажению краёв удерживающего атомы потенциала.



Рисунок 3.2: Пример результатов измерения распределения интенсивности в луче ИК-лазера. (а) Распределение вдоль горизонтального направления. (б) Распределение вдоль вертикального направления. По вертикальной шкале отложена величина сигнала фотодетектора, пропорциональная интенсивности падающего на фотодетектор излучения, по горизонтальной отложена величина смещения фотодетектора. Точками представлены данные, сплошной линией представлена аппроксимация функцией Гаусса.

Входная линза вакуумной камеры имеет фокусное расстояние равное ≈ 286 мм. Исходя из измеренных значений расходимостей и размеров пучков, ширина пучка, как и расходимость, в разных направлениях разная. Расстояние между точками фокусировки для вертикального и горизонтального направлениий составляет ≈ 350 мкм. Однако дифракционная длина пучка с размером фокальной перетяжки 40-70 мкм принимает значение от 1 до 3-х мм, т. е. почти полностью фокусы прямого луча по горизонтальному и вертикальному направлениям перекрываются.

При указанном в таблице 3.1 значении размеров входных пучков соотношение частот будет $F/\sqrt{12.2 \cdot 6.77} \approx 31$. Т. е. максимальное число атомов в двумерном газе будет равно N = 480, с учётом того, что для изучения взаимодействующего двумерного ферми-газа при ненулевой температуре желательно чтобы N было меньше этого значения, необходимо увеличить максимально возможное число атомов в двумерном ферми-газе. Поскольку при таком соотношении частот в удобном режиме для изучения двумерных ферми-газов в ловушке должно быть около 200 частиц. При таком значении профили фотографируемых распределений плотности будут

Наличие				Кривизна	Кривизна	
цилиндри-	Положение	Размер пуч-	Размер пуч-	волнового	волнового	
ческого	апертуры в	ка по гори-	ка по верти-	фронта по	фронта по	
телескопа в	тракте (см)	зонтали (см)	кали (см)	горизонта-	вертика-	
тракте				ли (см)	ли (см)	
нет	0	4,2	3,9	374	_	
есть	0	—	7,3	_	343	
нет	226	6,8	—	583		
есть	230		12,2	_	572	

Таблица 3.1: Значения ширин и расходимостей пучка ИК-лазера в различных точках оптического тракта. Значение кривизны положительное, когда пучок расходится.

сильно искажены из-за фотонного шума и других шумов, что усложнит количественную интерпретацию результатов. Это утверждение сделано на основе опыта фотографирования на имеющейся установке.

Для увеличения соотношения частот, на расстоянии 1,5 м от фокусирующей линзы была установлена сферическая, длиннофокусная (F = 2500 мм) линза, f_1 на рисунке 3.3, слегка фокусирующая пучок, идущий к вакуумной камере. Следует отметить, что другой путь уменьшения размера пучка, является более близкая установка лазера к вакуумной камере, однако этот путь более трудоёмкий.

Необходимо убедиться, что в такой оптической системе фокусы одного луча, создающего стоячую волну, по вертикали и по горизонтали совпадают, а также совпадают фокусы встречного луча, а также они совпадают между собой. При большом количестве оптических элементов удобно производить расчёт параметров гауссова пучка в различных местах оптической системы с помощью матричного метода, описанного в большом количестве разных книг по оптике, в том числе в [67]. С помощью этого метода были рассчитаны расходимости, указанные в таблице 3.1. Метод заключается в том, что каждому элементу оптической системы, в том числе и свободному пространству, ставится в соответствие матрица, имеющая размер 2×2 . Матрица всей оптической системы получается произведением в обратном, по ходу движения луча, порядке матриц отдельных элементов. Матрица отдельного элемента имеет вид:

$$\left(\begin{array}{cc} A & B \\ C & D \end{array}\right). \tag{3.6}$$

При анализе используется два типа матриц:

$$S(d) = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad L(F) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/F & 1 \end{pmatrix},$$
(3.7)

для свободного пространства и тонкой линзы с фокусным расстоянием F соответственно. Описание производится с помощью так называемого q-параметра, равного:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i\frac{1}{kw^2},$$
(3.8)

где R — кривизна фазового фронта, k — волновой вектор и ρ — радиус распределения интенсивности по уровню 1/e. Выходной и входной q-параметр связаны формулой, называемой также ABCD-законом:

$$q_{out} = \frac{Aq_{in} + B}{Cq_{in} + D}$$
 или $\frac{1}{q_{out}} = \frac{C + D/q_{in}}{A + B/q_{in}}.$ (3.9)



Рисунок 3.3: Схема рассчитываемого тракта луча ИК-лазера, создающего ловушку в стоячей волне. В тракт попадает луч первого порядка дифракции на АОМе. Буква f обозначает фокусное расстояние соответствующей линзы, d обозначает длину участков свободного распространения пучка, z_f обозначает расстояние на котором происходит фокусировка пучка. Буквы A и B обозначают положения измерителя профиля моды лазера, в эксперименте по измерению расходимости пучка. Значения d, f, и z_f сведены в таблице 3.2. В большем прямоугольнике с зелёной штриховой границей показан ход обратного луча после отражения от обращающего зеркала, показанного на рисунке 2.20.

Схема рассчитываемого тракта представлена на рисунке 3.3. На этом рисунке ход отраженного луча, представлен как ход прямого луча, проходящего через дополнительную вакуумную камеру. Такой подход является законным, в случае, если обращающее зеркало направляет падающий на него пучок строго в обратном направлении. При этом расходимости волновых фронтов также не будут возмущены.

В ходе расчёта необходимо контролировать и оптимизировать следующие параметры: горизонтальный и вертикальный размеры прямого пучка на входной линзе, расстояние между плоскостями фокусировки прямого пучка по вертикали и по горизонтали, необходимо чтобы отраженный пучок по горизонтали и по вертикали фокусировался в той же точке что и прямой. Матрица всей оптической системы — M. Она выражается через матрицы отдельных элементов следующим образом:

$$M = S_5(z) \times L_4(f_4) \times S_4(d_4) \times L_3(f_3) \times S_3(d_3) \times L_2(f_2) \times S_2(d_2) \times L_1(f_1) \times S_1(d_1), \quad (3.10)$$

где последовательность индексов обозначает последовательность прохождения этапов оптического тракта, символ × обозначает операцию перемножения матриц. Значения параметров $d_1 - d_4$ и $f_1 - f_4$, а также значения контролируемых параметров приведены в таблице 3.2 в качестве начальных значений расходимостей и ширин пучков выбраны данные из таблицы 3.1. Значения, указанные в таблице 3.1, близки к оптимальным и служат для первичной расстановки оптических элементов. Установка оптических элементов производилась по возможности в соответствии с расчётами, а затем, полагаясь на измеряемые параметры ловушки, точно подстраивались с помощью подвижных платформ с микрометрическими винтами. Предполагаемое соотношение частот ≈ 56 этому соответствует число атомов в двумерном ферми-газе равное ~ 1600, что достаточно удобно для изучения двумерных ферми-газов. Для подтверждения произведённых расчётов можно привести измеренное соотношение частот в эксперименте, описанном в разделе 4, стр. 77, равное 52,2, отличие от расчётных значений можно объяснить неточностью измерений расстояний между оптическими элементами, а также, возможно, неточностью приближения тонкой линзы и отличием её фокусного расстояния от декларируемого. Кроме того в расчётах не было учтено наличие вакуумного окна. Также с одной стороны есть источник ошибки определения параметров пучка, связанный с отличием моды от чисто гауссовой. С другой стороны это отличие недостаточное чтобы объяснить расхождение результатов с расчётами — ошибка в определении размеров пучка $\approx 1\%$.

Таблица 3.2: Результаты расчётов положения оптических элементов. Буква d обозначает длину интервала свободного распространения пучка, индекс обозначает порядок в последовательности прохождений. Буквой f обозначены фокусные расстояния соответствующих линз. Также указаны положения фокусов прямого z_{f_1} и обратного z_{f_2} лучей, разности фокусировки по горизонтали и по вертикали Δz_{f1} и Δz_{f2} для прямого и обратного лучей соответственно. Также указана разность расстояний между фокусами прямого и обратного пучка $\Delta f_1 f_2$ и ω. p

	U U		
αρωρητι πυπικά αυ ι	το ρνοπιιοι π	INTO A COOTDOTOTI	NULLIA DIJUATUA UACTOT
a_{0}	та влолной л		
·····			

	w_0 (мм)	R_0 (см)	d_1 (см)	f_1 (см)	d_2 (см)	w_2 (MM)	ω_z/ω_\perp	f_2 (см)	z_{f_1} (см)
гор	4,2	374	76	250	150	3,8	~ 56	28 575	26,86
вер	7,3	343	80	230	6,8	≈ 50	28,373	26,92	
	Δz_{f1}	d2 (см)	f ₂ (см)	<i>d</i> ₄ (см)	f4 (см)	$Z_{f_{\rm e}}$ (CM)	Δz_{f2}	$\Delta f_1 f_2$	
	(мкм)	«3 (e)	J3 (•)	~4 (•····)	<i>J</i> 4 (••••)	$\sim f_2$ (end)	(мкм)	(мкм)	
гор вер	590	45,95	19,05	70	19,05	19,077 19,078	10	100	

3.3 Эксперимент по приготовлению двумерного ферми-газа

Ниже описан эксперимент по приготовлению двумерного ферми-газа атомов. Представленные данные относятся к результату, изложенному в статье [98]. Помимо прочего, где это необходимо, добавлена информация, появившаяся в ходе дальнейшей работы с двумерными ферми-газами.

Приготовление двумерного ферми-газа атомов осуществляется с помощью методов лазерного пленения и охлаждения, описанных в главе 2 стр. 18. Приготовление происходит в вакуумной камере при давлении $10^{-11} - 10^{-12}$ Торр. В первые 6 с происходит накопление атомов в магнито-оптической ловушке. Накапливается около $10^8 - 10^9$ атомов. Температура атомов в МОЛ несколько сотен мкК.

МОЛ пространственно перекрыта с дипольной ловушкой. Дипольная ловушка образована в стоячей оптической волне, созданной двумя встречными лазерными лучами, сфокусированными в центре МОЛ. Лучи обладают, одинаковой мощностью, поляризацией, имеют длину волны излучения 10,6 мкм. Глубина созданной дипольной ловушки около 230 мкК. После отключения МОЛ в стоячую волну перегружается $\approx 10^6$ атомов.

Число перегруженных атомов определяется несколькими факторами: пространственным перекрытием МОЛ и дипольной ловушки, глубиной дипольной ловушки и температурой атомов в МОЛ. Для увеличения числа перегруженных атомов за 10 мс до конца фазы накопления атомов в МОЛ, многократно уменьшается интенсивность лучей, создающих МОЛ, и практически до нуля уменьшается отстройка этих лучей от резонанса. Это позволяет охладить атомы в МОЛ до доплеровского передела температуры ≈ 150 мк. МОЛ описана в разделе 2.6, стр. 32.

Уменьшение интенсивности также необходимо для достижения доплеровского предела, поскольку он выражается через ширину линии перехода, а при большой интенсивности ширина линии эффективно шире. В диссертационной работе интенсивность лучей МОЛ довольно высока — примерно 10 мВатт/см², т. е. $\approx 4I_{sat}$.

За 150 мкс, до отключения лучей МОЛ, отключается перенакачка атомов из тёмного состояния F = 1/2, что позволяет увеличить заселение двух нижних подуровней этого состояния: $|F| = 1/2, m_F = \pm 1/2$). Поскольку в пределе нулевого магнитного поля эти подуровни обладают одинаковой энергией, предполагается, что отключение перенакачки позволяет сделать населённости этих уровней одинаковыми. В пределе большого магнитного

поля эти подуровни обладают разными энергиями. В этом пределе их удобно выражать в базисе $|m_J, m_I\rangle$, как $|1\rangle = |m_J = -1/2, m_I = 1\rangle$ и $|2\rangle = |m_J = -1/2, m_I = 0\rangle$. После заселения в нулевом магнитном поле и плавного переключения в большое магнитное поле населённость этих состояний не меняется, т. е. в каждом состоянии остаётся примерно одинаковое число частиц, равное, согласно измерениям, $50\% \pm 2,5\%$ от общего числа частиц. Эти подуровни в дальнейшем процессе эксперимента выполняют роль аналога состояний с разной проекцией спина в физике твёрдого тела.

Дальнейшее охлаждение атомов осуществляется методом выпаривания. Для этого длина *s*-волнового рассеяния настраивается на величину a = -3950 Бор путём включения внешнего магнитного поля величиной B = 1020 Гаусс, что соответствует настройке интенсивных столкновений на фермиевской стороне резонанса Фешбаха. Резонанс Фешбаха описан в разделе 2.9, стр. 46. В течение 1 с газ выпаривается в стационарной ловушке, образованной стоячей волной. Затем в течение 0,2 с выключается обратный луч. Диаграмма изменения глубины ловушки показана на рисунке 3.4. Это осуществляется с помощью подвижного зеркала, показанного на рисунке 2.20, когда постепенно увеличивается доля перекрытия луча и подвижного зеркала, отражающего прямой луч в поглотитель, т. е. плавно уменьшается мощность обратного луча. Описание тракта луча ИК-лазера представлено в разделе 3.2, стр. 62. Так газ адиабатически перегружается в ловушку, образованную сфокусированной бегущей волной.



Рисунок 3.4: Изменение глубины потенциала в эксперименте по приготовлению двумерного ферми-газа. Масштаб не соблюдён.

Перегрузка атомов из стоячей волны в бегущую позволит в дальнейшем увеличить плотность атомных облаков, удерживаемых в пучностях стоячей волны, когда она будет восстановлена. Высокая плотность атомов увеличивает скорость процесса термализации газа. Плотность увеличивается поскольку в бегущей волне нет ограничения для движения атомов вдоль направления z. Так облако атомов сжимается вдоль направления z вокруг общего центра магнитного и оптического потенциалов. В итоге облако занимает меньший размер вдоль направления z, чем до перегрузки из стоячей волны. Также размер облака газа в направлении z при перегрузке из стоячей волны в бегущую волну становится меньше

области зрения фотокамеры, т. е. можно наблюдать всё облако сразу. Центр области зрения фотокамеры настроен на ноль градиента магнитного поля. При последующем восстановлении стоячей волны, плотность в каждом облаке будет больше, чем до осуществления описанной процедуры.

После перегрузки в бегущую волны, в течение 10,6 с осуществляется охлаждение при понижении потенциала в присутствии интенсивных столкновений. Охлаждение осуществляется методом форсированного выпаривания, описанного в разделе 2.10, стр. 2.10. При этом потенциал понижается в 100 раз по закону $U(t) = (60 \text{ мкK}) \times [1 - t/(14 \text{ c})]^{3,24}$. Такой закон, согласно [95], является оптимальным для охлаждения в условиях настоящего эксперимента. После понижения потенциала восстанавливается стоячая волна и газ распределяется по её пучностям.

После включения стоячей волны продолжается процесс форсированного выпаривания. В течение примерно 3,5 с глубина потенциала уменьшается ещё в 10 раз и около 0,5 с удерживается в стационарном состоянии. Затем потенциал плавно, за 2,4 с, повышается до необходимого значения. На этом процесс приготовления газа заканчивается. В итоге получается система облаков холодного газа, схематически представленная на рисунке 3.5



Рисунок 3.5: Удержание облаков холодного ферми-газа в пучностях стоячей электромагнитной волны. Облака атомного газа показаны красным цветом, интенсивность электромагнитной волны показана светлофиолетовым.

В ходе дальнейшей работы с двумерными ферми-газами, в основном в рамках эксперимента [65], описанная последовательность уменьшения потенциала была заменена на экспоненциальную, по той причине, что разница между методами не была установлена экспериментально, а с точки зрения экспериментального воплощения экспоненциальная последовательность удобнее. Также в ходе дальнейшей работы с двумерными ферми-газами, при исполнении эксперимента [65], последовательность уменьшений глубины потенциала была изменена. Ключевым изменением является быстрое, порядка 1 с, небольшое, порядка 10-ти кратного, уменьшение глубины потенциала в самом начале эксперимента. Такая процедура в начале процесса охлаждения вызвана необходимостью минимизировать температурные искажения, наводимые интенсивным лазерным лучом в элементах инфракрасной оптики. При характерных интенсивностях, временной масштаб изменения температурных искажений составляет примерно 10 с и сопоставим с временным масштабом эксперимента.

По окончании процесса приготовления производится фотографирование облаков атомного газа, удерживаемого в стоячей волне. Для этого, облака подсвечивается широким, пространственно однородным импульсом лазерного излучения длительностью 6 мкс, направленным вдоль оси y навстречу магнитному полю и поперёк оси цилиндрической симметрии ловушки z. В базисе магнитного поля луч подсветки имеет поляризацию σ_{-} и находится в резонансе с циклическим переходом $|1\rangle \rightarrow |m'_{I} = -3/2, m'_{I} = 1\rangle$ или $|2\rangle \rightarrow |m'_{I} = -3/2, m'_{I} = 0\rangle$. Облако атомов формирует тень в резонансном импульсе лазерного излучения, которая с помощью оптической системы проецируется на матрицу фотоаппарата, работающего по принципу прибора с зарядовой связью (ПЗС). Согласно разделу 5.1 стр. 94, по поглощению рассчитывается двумерное распределение плотности частиц $n_2(x, z)$ в одном из спиновых состояний. При этом учитываются эффекты, влияющие на видимое число атомов. Эффекты описаны в разделе 5.3, стр. 108. Это следующие эффекты: выход атомов из резонанса с излучением подсветки за счёт эффекта Доплера из-за разгона излучением подсветки; тень тонких облаков газа имеет быструю дифракционную расходимость и не убирается целиком в апертуру объектива; уход частиц в тёмное состояние из-за отличия используемого перехода от двухуровневого; флуоресценция облаков газа при взаимодействии с резонансным излучением уменьшает глубину тени. Эти эффекты дают поправку к измеренному числу частиц в 18%, 3%, 3%, 3% соответственно. Пример фотографии распределения плотности представлен на рисунке 3.6, где каждое облако удерживается в пучности стоячей волны и является изолированной двумерной системой.



Рисунок 3.6: Фотография распределения плотности двумерного ферми-газа, удерживаемого в пучностях стоячей электромагнитной волны. Каждое облако — это изолированная двумерная система. Величина плотности закодирована в оттенках серого — белый цвет соответствует большой плотности, черный соответствует нулевой плотности.

Потенциал, удерживающий атомы, имеет форму (4.3), вблизи дна каждой ямы потенциал может быть представлен как гармонический. С помощью метода параметрического резонанса, описанного в главе 4, стр. 77, были измерены частоты гармонического потенциала: $\omega_x/2\pi = \omega_x/2\pi \equiv 102 \pm 4$ Гц, $\omega_z/2\pi = 5570 \pm 100$ Гц. Таким образом, безразмерная глубина $s = 86,5 \pm 3$, а абсолютная глубина $sE_r = (4,65 \pm 0,18)\hbar\omega_z = 1,23$ мкК, каждой яме соответствует сильно анизотропный потенциал: $\omega_z/\omega_{\perp} = 54,6$. Данные соответствуют состоянию газа во время фотографирования. Изменением частот ловушек вдоль направления z можно пренебречь, поскольку длина области по которой производится анализ распределения плотности ≈ 400 мкм, в то время как дифракционная длина пучков, создающих ловушку ≈ 5 мм. В настоящей главе приводятся данные опубликованные в работе [98].

3.4 Доказательство двумерности

Для того чтобы приготовленная система представляла собой набор независимых двумерных облаков, необходимо и достаточно чтобы выполнялись два условия:

-все атомы должны находится на нулевом уровне продольного движения,

-время туннелирования между соседними ямами должно быть много больше характерного времени проведения эксперимента.

Заселение ненулевого уровня продольного движения может быть обусловлено несколькими причинами: во-первых, число частиц в системе превышает максимально возможное число частиц в двумерной системе, во-вторых, заселение верхних уровней может быть обусловлено ненулевой температурой газа, в-третьих, заселение верхних уровней может быть также обусловлено взаимодействиями между атомами.

Удостоверимся в выполнении условий кинематической двумерности.

Роль числа частиц в заселении возбуждённых уровней

Энергия Ферми двумерной системы $E_F = \hbar \omega_{\perp} \sqrt{2N}$, где N число частиц в системе в одном из двух спиновых состояний. Энергия Ферми отсчитывается от нулевого уровня продольного движения атома в ловушке. По фотографиям распределения $n_2(x, z)$ было измерено число частиц в облаке, путём интегрирования этого распределения по x и z. Об измерении распределения плотности атомного газа написано в разделе 5.1, начинающегося на стр. 94. Было определено, что среднее число частиц в одном облаке: $N = 660 \pm 60$, где ошибка обозначает среднеквадратичное отклонение числа частиц в ячейке от эксперимента к эксперименту и от ячейки к ячейке. Для анализа было использовано 21 облако, заселённое примерно одинаковым числом частиц. Фотография облаков представлена на рисунке 3.6. Используя измеренные значения поперечных частот ловушки, имеем: $E_F = \hbar \omega_{\perp} \sqrt{2N} =$ (180 ± 10) нК = $(0.67 \pm 0.04) \hbar \omega_z$, из этого соотношения видно, что принцип запрета Паули не создаёт заселённости первого возбуждённого уровня движения вдоль z.

Тепловое возбуждение

По одномерному профилю распределения плотности газа, удерживаемого в потенциале известной формы, может быть осуществлено измерение температуры газа. Одномерный профиль получается из двумерного распределения путём его интегрирования, в интересующем случае, вдоль направления z: $n_1(x) = \frac{1}{21} \int n_2(x, z) dz$. Интегрирование производится по всей области, используемой для анализа и представленной на рисунке 3.6, это эквивалентно усреднению по 21 облаку. Усреднение позволяет уменьшить влияние шума на определение параметров газа. Пример полученного профиля представлен на рисунке 3.7 (а), где для ещё большего уменьшения шума была произведена операция усреднения по соседним пикселям. Одномерное распределение плотности $n_1(x)$ идеального двумерного ферми-газа, при ненулевой температуре удерживаемого в ловушке, описывается формулой, называемой профилем Томаса–Ферми:

$$n_1(x) = -\sqrt{\frac{m\omega_{\perp}}{2\pi\hbar}} \left(\frac{T}{\hbar\omega_{\perp}}\right)^{3/2} \operatorname{Li}_{3/2}\left(-e^{\mu(T)/T - m\omega_{\perp}^2 x^2/2T}\right),\tag{3.11}$$

где Li_{3/2} — это функция полилогарифма степени 3/2, μ — химический потенциал, который находится из условия $N = \int n_1(x) dx$.

Профилем (3.11) аппроксимируется измеренный профиль $n_1(x)$ и, таким образом, определяются параметры газа. Подгоночными параметрами являются температура T и поперечная частота ω_{\perp} . Несмотря на то что частота является известной после соответствующего измерения, она оставляется подгоночным параметром с целью учёта влияния небольшого среднего

поля. Кривая, наилучшим образом подгоняющая экспериментальный профиль, показана чёрной сплошной линией на рисунке 3.7 (а). Подгонка данных функцией Гаусса (синяя штриховая линия), соответствующей невырожденному газу, даёт значительно большее значение ошибки подгонки, что видно из рисунка 3.7 (а) невооруженным глазом. Подробнее об определении параметров газа написано в разделе 6, начинающимся на стр. 125. В результате измеренное значение температуры $T = (0,1 \pm 0,03)E_F = 18$ нК. При этой температуре на возбуждённом уровне движения вдоль направления z находится всего 0,01% атомов.



Рисунок 3.7: (а) $n_1(x)$ — одномерный профиль распределения плотности двумерного ферми-газа, удерживаемого в гармоническом потенциале. Профиль получен из фотографии двумерного распределения плотности $n_2(x, z)$, путём его интегрирования вдоль направления z. Одномерная плотность измеряется в количестве атомов на микрон. Точки — экспериментальные данные усреднённые, по 21 центральному облаку ловушки. Сплошная чёрная кривая — аппроксимация данных профилем (3.11). Синяя штриховая линия — аппроксимация функцией Гаусса. (б) Пример аналогичной фотографии, сделанной на экспериментальной установке в 2013 году, к этому моменту увеличен уровень отношения сигнала к шуму, что лучше всего видно по относительному размеру шумов на пике профиля.

Возбуждение из-за взаимодействия

Заселение возбуждённых уровней продольного движения из-за взаимодействия может быть рассмотрено как возмущение невзаимодействующей ферми-системы, поскольку трёхмерный параметр взаимодействия $k_F a = -0.43$ мал по абсолютной величине. С точки зрения двумерной теории, параметры системы далеки от геометрического резонанса среднего поля [99]. Взаимодействие описывается с помощью гамильтониана, учитывающего движение лишь в продольном направлении (в направлении z). В системе центра масс гамильтониан системы двух взаимодействующих частиц записывается в виде:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_z^2}{2\bar{m}} + \frac{\bar{m}\omega_z^2 \hat{z}^2}{2} + \frac{2\pi\hbar^2 a \langle n_2(x,y) \rangle}{\bar{m}} \delta(\hat{z}),$$
(3.12)

где $\bar{m} = m/2$ — приведённая масса, \hat{p}_z и \hat{z} — соответственно операторы относительного импульса и координаты двух взаимодействующих частиц, $\langle n_2(x,y) \rangle = m E_F/3\pi \hbar^2$ — усреднённая по плоскости x-y двумерная плотность атомного газа в облаке, $\delta(\hat{z})$ — дельта-функция Дирака. Слагаемое с дельта-функцией описывает контактное межчастичное взаимодействие. В условиях эксперимента, оно даёт возбуждение 0,2% атомов, находящихся в основном состоянии.
Таким образом, в облаке из 660 атомов лишь один не находится в основном состоянии. Что пренебрежимо мало и не вызывает уход из режима двумерного газа.

Туннелирование между ячейками с газом

Туннелирование между ячейками с газом приводит к движению вдоль замороженного направления. Несмотря на то что такое движение является замедленным, появляется связь между разными облаками газа. Такую систему невозможно будет называть системой независимых облаков двумерного ферми-газа. А газ в отдельном облаке в таких условиях невозможно назвать двумерной системой.

Потенциал, удерживающий атомы, описывается формулой (3.2). Частота потенциала в продольном направлении $\omega_z/2\pi = 5570$ Гц. Безразмерная глубина потенциала $s = (\hbar \omega_z/2E_r)^2 = 86,5$. При такой глубине ширина основной зоны Блоха равна $\delta \omega = 1,1 \cdot 10^{-7} \omega_z$. Характерное время туннелирования связано с шириной зоны Блоха обратной зависимостью $\tau_{tunnel} = 1/\delta \omega$ и равно 260 с, что много больше времен любых процессов, протекающих в эксперименте. Таким образом, туннелирования за время проведения эксперимента не происходит.

3.5 Предшествующие попытки получения двумерных атомных ферми-газов в других лабораториях

На момент публикации работы соискателя [98], опубликованы работы [100–102], в которых утверждается о приготовлении двумерного ферми-газа, также в работе [101] утверждается, что в экспериментах [103,104] приготовлен двумерный ферми-газ, хотя авторы работ [103,104] такого утверждения справедливо избегают. Утверждения о приготовлении двумерного ферми-газа в работах [100–102] необоснованы ввиду недоказанности, а чаще — явного нарушения условий двумерности.

В работе [100] приготовлена вырожденная смесь газов бозе-атомов рубидия ⁸⁷Rb и ферми-атомов калия ⁴⁰K. Атомы удерживались в гибридной ловушке: магнитной и перекрывающейся с ней оптической ловушкой в конфигурации стоячей волны. Лазер, создающий решётку, имеет длину волны излучения $\lambda = 754$ нм и работает в режиме расталкивания, т. е. узлам стоячей волны соответствует минимум потенциала. Поперечное удержание осуществляется за счёт магнитного поля. Безразмерная глубина созданной стоячей волны s = 8, а $sE_r = 3,37$ мкК, ширина основной зоны Блоха, по материалам статьи, $0,12E_r = 51$ нК, откуда время туннелирования между узлами решётки составляет 150 мкс. Характерные времена эксперимента, указанные в статье это, например, время включения стоячей волны — 500 мс, время выпаривания рубидия — 1 с, минимальное время установления термодинамического равновесия $1/\omega_{\perp} \approx 500$ мкс. Таким образом, все характерные времена эксперимента, указанные в туннелирования. Таким образом, даже если все остальные условия двумерности в работе выполнены, невыполнение условия отсутствия туннелирования не позволяет считать полученный газ двумерным.

В работе [101] описываются эксперименты по изучению столкновений в газе, удерживаемого в стоячей волне. В этой работе также делается утверждении о наблюдении двумерного ферми-газа. В этой работе осуществляются эксперименты с атомом ⁴⁰К. Детали эксперимента также приведены в статье [105] и в статье [106]. Приготовление газа начинается в ловушке, где газ может двигаться в трёх направлениях. Из приведённых данных можно заключить, что энергия Ферми такой системы $E_F \approx 1,25E_r$. Известны частоты ловушки, изменение потенциала при приготовлении газа и число частиц. Затем газ адиабатически перегружается в ловушку, образованной стоячей волной, созданной с помощью двух лучей диодного лазера с длиной волны $\lambda = 826$ нм. Таким образом, все частицы, имеющие энергию больше, чем E_r , попадают в возбуждённую зону Блоха, даже при T = 0. Наименьшая достигнутая температура, упоминаемая в этих статьях, т. е. достигнутая на данной экспериментальной установке, $T = 0.2E_F$. Кроме того, эксперимент заключается в изучении неупругих столкновений, поэтому в тех экспериментах, где столкновения идут интенсивно, температура может быть значительно выше. Кроме заселения возбуждённой зоны Блоха, в системе также возможно туннелирование между ячейками. Упоминаемый в статье диапазон значений безразмерной глубины ловушки s = 5 - 25. Для оценки сверху используется значение s = 25, этому значению соответствует время туннелирования в основной зоне Блоха 5,2 мс и 180 мкс в возбуждённой. Характерные времена в эксперименте: 20 мс — время включения оптической решётки, 1 мс — переключение поля и 6,4 мс — удержание в необходимом магнитном поле. Таким образом, полученный газ в описываемых экспериментах не является двумерным из-за туннелирования и наличия частиц в возбуждённой зоне Блоха.

Работа [103] посвящена эксперименту по созданию молекул из атомов ⁶Li, удерживаемых в пучностях стоячей волны. Работа [104] посвящена эксперименту по интерферометрии облаков атомного ферми-газа, выпущенных из пучностей стоячей волны. Относительно этих работ в статье [101] делается утверждение, что в них наблюдался двумерный ферми-газ. В работе [103] исходя из приведённых данных можно определить, что температура газа $T/E_F \approx 3.1$. Такая температура является очень высокой и газ не проявляет свойств вырожденного газа, т. е. нужно говорить о классическом газе и нельзя говорить не только о двумерном ферми-газе, но и о ферми-газе вообще. В работе [104] газ не является двумерным по той же причине, что и в работе [100] — туннелирование между ячейками существенно. Безразмерная глубина ловушки в работе [104] небольшая и варьируется в пределах от s = 1 до s = 4. Для создания решётки используется лазер с длиной волны $\lambda = 873$ нм, а энергия отдачи $E_r = 0.31$ мкК. Вычисляя ширину основной зоны Блоха для s = 4, получаем значение: $\hbar \delta \omega \approx 0.12 E_r$, и, таким образом, время туннелирования ≈ 200 мкс, что значительно меньше любого характерного времени эксперимента, минимальное из которых 2 мс. Сама суть выполняемого эксперимента заключалась в туннелировании между соседними ячейками периодического потенциала под действием дополнительного линейного потенциала, создаваемого гравитацией.

В работе [102] также исследуются столкновения в газе, удерживаемого в стоячей волне. И также авторы работы говорят про приготовленный газ как про двумерный. Из данных статьи следует, что $E_F > \hbar \omega_z$. Однако при этом в работе исследуется газ в режиме сильных взаимодействий и в таких условиях, химический потенциал может лежать ниже первого возбуждённого уровня движения. Поэтому вопрос о достижении двумерности в указанной работе имеет также интересную теоретическую составляющую. Температура не приведена авторами. Также не измерена заселённость возбуждённых уровней из-за взаимодействия. Это заселение могло бы быть рассчитано при наличии данных о температуре и соответствующей теории. Однако о создании такой теории на данный момент не сообщалось. Если температурное возбуждение мало, то газ может находится в интересном квази-двумерном режиме, когда возбуждённые уровни заселяются только благодаря межчастичным взаимодействиям [107].

3.6 Альтернативные варианты анизотропных ловушек для приготовления двумерного газа

Для приготовления двумерного газа можно использовать анизотропную оптическую ловушку, представляющую собой стоячую волну, образованную двумя встречнораспространяющимися лазерными пучками [66], или ловушку образованную двумя скрещенными лазерными лучами [43]. Также двумерный газ готовился в гибридной ловушке на поверхностной волне [108]. Схематически различные варианты геометрий показаны на рисунке 3.8. У каждого варианта есть свои преимущества и недостатки.



Рисунок 3.8: (а) Вариант создания ловушки в стоячей волне во встречных лучах. (б) Ловушка в скрещенных лучах. (в) Гибридная ловушка, образованная затухающей волной, проникающей за поверхность раздела сред при полном внутреннем отражении и гравитационного или магнитного потенциала. Излучение затухающей волны имеет частоту, отстроенную вверх от резонанса с атомным переходом, т. е. излучение не даёт атомам упасть на стекло под действием гравитации.

Ловушка в стоячей волне, рисунок 3.8 (а), обладает тем преимуществом, что одновременно может приготавливаться до нескольких сотен одинаковых двумерных вырожденных систем. Число определяется количеством одинаковых пучностей стоячей волны. Это число определяется соотношением дифракционной длинны луча и периода стоячей волны, равного $\lambda/2$. Таким образом, число одинаковых ловушек: $n_t \approx 2\pi\rho_0^2/\lambda^2 \sim \rho_0^2/\lambda^2$, где ρ_0 — ширина фокальной перетяжки луча по уровню интенсивности 1/е. В такой конфигурации возможно усреднение результатов по большому количеству реализаций, что позволяет получать малошумные данные, удобные для изучении профилей двумерных газов. При этом показатель анизотропии $\omega_z/\omega_\perp = k\rho_0 \sim \rho_0/\lambda$. Для характерных значений эксперимента диссертационной работы $\omega_z/\omega_\perp \approx 50$, тогда $n_t \approx 400$. Однако конкретно в диссертационной работе, после приготовления, заполненными одинаковым числом частиц оказываются лишь часть ячеек ≈ 40 . Это происходит из-за того, в процессе приготовления газ перегружается в ловушку в стоячей волне из ловушки в бегущей волне. Продольный размер облака в бегущей волне, определяется магнитным потенциалом. Этим же определяется количество заполненных в дальнейшем пучностей стоячей волны. Но в общем случае заполненными могут быть все ячейки.

Ловушки в скрещенных лучах, рисунок 3.8 (б), обладают той степенью свободы, что от угла скрещивания лучей зависит период оптической решётки $L_{\perp} = (\lambda/2) \sin \alpha$, где 2α — угол между лучами. Однако при этом заметно меньше число пучностей, чем в случае ловушки в стоячей волне. Число ловушек определяется отношением ширины области пересечений пучков $l \approx \rho_0/\cos \alpha$ и периода оптической решетки L_{\perp} . Таким образом, число ловушек $n_t \approx (2\rho_0/\lambda)$ tg α . Показатель анизотропии можно определить так, как будто данная периодическая структура образована встречными лучами с поперечными размерами $\rho_0/\sin \alpha$ вдоль одного направления и ρ_0 вдоль другого. Среднегеометрический размер такого пучка $\rho_0\sqrt{1/\sin \alpha}$, а показатель анизотропии $\omega_z/\omega_{\perp} \approx (2\pi\rho_0/\lambda)\sqrt{\sin \alpha}$. Таким образом, подобные ловушки не дают выигрыша в показателе анизотропии, при том что количество облаков заметно уменьшилось. Однако возможность разделить облака газа в пространстве на большое расстояние представляется удобным с точки зрения фотографирования [43]. Ловушки и в скрещенных, и во встречных лучах можно делать как с помощью лазера отстроенного по частоте вниз от резонанса с атомным переходом, так и вверх. В последнем случае необходимо

осуществлять удержание в поперечном к оси решётки направлении. Обычно это делается с помощью удержания в магнитной ловушке. Магнитная ловушка усложняет использование магнитного поля для управления взаимодействиями. Такая ловушка является уже гибридной.

Гибридные ловушки и, в частности, ловушки на поверхностной волне, рисунок 3.8 (в), обладают большим показателем анизотропии, фактически, ничем не ограниченным. Например, в работе [108] соотношение частот $\omega_z/\omega_{\perp} \approx 300$. Однако в таких системах приготавливается только одно-два облако с вырожденным газом. Кроме высокого показателя анизотропии преимуществом ловушек на поверхностной волне является то, что в них можно смотреть на двумерную систему вдоль направления ограничения движения, т. е. рассматривается как раз плоскость, в которой движение свободно. Это было бы удобно при наблюдении вихрей или изучении динамики каких-либо неоднородностей плотности вырожденных двумерных систем.

Глава 4

Прецизионное измерение параметров оптической ловушки

4.1 Влияние ангармонизма на точность измерения параметров потенциала

Несколько различных модельных состояний многочастичных квантовомеханических систем впервые были реализованы в экспериментах с ультрахолодными атомными газами. Например, впервые наблюдалась конденсация слабовзаимодействующего бозе-газа [8], впервые реализована материя Берча [28] — система фермионов с резонансно сильными взаимодействиями, впервые реализован переход от фермионной системы к бозонной [32], наблюдалась фермионизация одномерного бозе-газа [38], реализованы трёхчастичные ефимовские состояния [34].

Эксперименты с ультрахолодными атомными газами являются уникальным инструментом для изучения физики многочастичных квантовых систем. Чистота потенциалов, использующихся для удержания газов, универсальный характер взаимодействий, возможность контролировать широкий спектр параметров и возможность прямого наблюдения распределения плотности позволяют не только наблюдать любопытные явления, но и осуществлять количественную проверку теорий и моделей квантовых многочастичных систем совершенно разной природы — от электронного газа до нейтронных звёзд [21,22,36].

Осуществление прямых прецизионных измерений характеристик ультрахолодного газа подразумевает наличие точной информации о характеристиках удерживающего потенциала. В экспериментах с ульрахолодными газами удержание атомов осуществляется с помощью оптических или магнитных полей. В настоящее время в основном используются оптические ловушки [81], поскольку в этом случае магнитное поле остаётся свободным параметром системы, что удобно для настройки резонансов Фешбаха [109].

Использование оптических потенциалов для удержания атомов описано в разделе 2.8 на странице 39. В диссертационной работе ловушка создаётся с помощью сфокусированного лазерного луча. Форма потенциала повторяет форму распределения интенсивности электромагнитного поля.

$$U(x, y, z) = \frac{2\pi}{c} \alpha_s I(x, y, z), \qquad (4.1)$$

где α_s — статическая поляризуемость атомов лития-6. Вблизи дна потенциал может быть представлен в виде параболы и характеризоваться частотами: ω_x , ω_y и ω_z .

Существует распространённый метод измерения частот потенциала, основывающийся на эффекте параметрического резонанса. Согласно этому методу, осуществляется модуляция

мощности луча лазера, образующего удерживающий потенциал, по закону:

$$W(t) \sim 1 + \alpha \sin \omega t,$$
 при $|\alpha| \ll 1.$ (4.2)

При выполнении условия $\omega \approx 2\omega_i$, где *i* обозначает одно из направлений *x*, *y* или *z*, модуляция эффективно разогревает газ, что приводит к потере атомов из ловушки [64].

В спектре потерь — на кривой зависимости интенсивности потерь от частоты модуляции — пик потерь находится на частоте меньшей чем $2\omega_i$, что обусловлено влиянием ангармонизма удерживающего потенциала [110]. Расчёт этого сдвига и, следовательно, частот потенциала — ω_i может оказаться затруднительным, поскольку положение пика потерь зависит от формы краёв потенциала, которые, в свою очередь, чувствительны к искажению моды лазера, создающего ловушку, влиянию гравитации [111] и градиентам магнитных полей.

Влияние ангармонизма на процесс измерения можно уменьшить, не допуская возбуждения атомов на высокие энергетические уровни удерживающего потенциала. Например, при наблюдении за небольшим параметрическим нагревом [112], вместо наблюдения за потерями атомов. Действительно, максимум потерь и минимальное число низкоэнергетических атомов наблюдаются на разных частотах [113].

Таким образом, в изложенных методах ангармонизм является нежелательным эффектом. В прецизионных экспериментах его влияние стараются уменьшить насколько это возможно. Тем не менее его влияние на результат измерения частот может иметь величину нескольких процентов, что может быть неприемлемым для прецизионных измерений параметров газа. Такая ситуация была, например, в эксперименте [65], где метод измерения частоты аналогичный [113], дал бы ошибку, связанную с ангармонизмом, около 3,5%, в итоговый результат частота входила в степени двойки и ошибка возрастала бы до 7%. При определении параметров потенциала из результатов эксперимента, ангармонизм может рассматриваться как поправка при этом часто анализ усложнён наличием взаимодействий [114, 115].

В этой главе описан метод измерения частот дипольной ловушки, в котором ангармонизм не даёт какой-либо ошибки, а общая ошибка измерения частоты < 1%. В этом методе ангармонизм потенциала не является нежелательным эффектом, а, наоборот, составляет его сущность и используется как средство точного измерения частот потенциала. Используется эффект насыщения ввода энергии в невзаимодействующий газ, удерживаемый в ангармоническом потенциале. Этот метод применим для двух возможных вариантов движения атомов — квантового и классического. Он заключается в сравнении экспериментальных резонансных кривых с резонансными кривыми, полученными при моделировании из первых принципов процесса параметрического возбуждения. Расчёт модельных кривых из первых принципов возможен, поскольку рассматривается невзаимодействующий газ. В экспериментах также используется невзаимодействия, такие как, например, в [64], усложняют динамику частиц и интерпретацию расчётов.

В данной главе рассматривается потенциал, созданный в стоячей волне, показанной на рисунке 4.1 (а). Этот потенциал использовался в эксперименте по измерению параметров состояний двумерных ферми- и бозе-газов [65]. С помощью такого потенциала удобно продемонстрировать все возможности метода прецизионного измерения частот, поскольку в таком потенциале есть как направление, в котором движение частиц, в рамках обсуждаемой задачи, можно рассматривать как классическое, так и направление, в котором движение частиц квантуется. Потенциалы, соответствующие этим направлениям показаны на рисунке 4.1 (г) и (д) соответственно. Подобный метод измерения частот применим и к веретенообразной ловушке.

Удобнее всего продемонстрировать предложенный метод измерения частот на примере возбуждения движения атомов газа вдоль направления плотного удержания z. В этом направлении удерживающий потенциал имеет периодическую форму, показанную на рисунке 4.1 (д). Движение частиц вдоль z сильно ограничено и рассматривается в формализме квантовой



Рисунок 4.1: (а) Удержание ультрахолодных атомов в пучностях стоячей электромагнитной волны. Облака атомов показаны красным, интенсивность электромагнитной волны показана фиолетовым. (б) Фотография распределения плотности атомного газа, сделанная вдоль направления *y* после короткого разлёта, при котором облака перекрываются вдоль направления *z*, но при этом распределение плотности вдоль *x* остаётся практически неизменным. Плотность закодирована в оттенках серого, наибольшей плотности соответствует белый цвет, наименьшей соответствует чёрный. (в) Одномерное распределение плотности атомного газа, полученное интегрированием распределения, представленного на рис. (б) вдоль направления *z*. (г) Потенциал вдоль направления *x*. (д) Периодический потенциал вдоль направления *z*. Несколько нижних чётных зон Блоха схематически показаны красным цветом, расстояние между зонами разное даже для самых нижних зон: ω_{0→2} > ω_{2→4}.

механики. Газ приготавливается так, что все атомы находятся в нулевой зоне Блоха. Ангармонизм обуславливает неэквидистантность энергетических зон, поэтому при осуществлении возбуждения газа в отсутствии взаимодействий, происходят переходы только из 0-й зоны Блоха во 2-ую и обратно. В этом случае частоту пика резонансной кривой, очевидно, можно отождествить именно с частотой перехода между этими зонами. Для периодического потенциала, представленного на рисунке 4.1 (д), частота перехода между 0-й и 2-ой зонами Блоха, является параметром по которому можно определить все остальные параметры, например, глубину потенциала. Для этого решается уравнение Блоха, и подбирается значение глубины потенциала, чтобы частота перехода между 0-й и 2-ой зонами Блоха равнялась частоте пика резонансной кривой. В направлении x и y атомы удерживаются в гауссовом потенциале, представленном на рисунке 4.1 (г). Удержание в этих направлениях слабое и движение рассматривается как классическое, однако и здесь ангармонизм приводит к насыщению процесса параметрического возбуждения. При небольшой амплитуде возбуждения насыщение происходит задолго до того, как влияние искажений краёв потенциала становится существенным. Сравнение траектории выхода энергии системы частиц на уровень насыщения служит дополнительной проверкой правильности изложенного метода и точности определения частот.

4.2 Обзор метода прецизионного измерения частот потенциала

Форма удерживающего атомы потенциала U(x, y, z) повторяет распределение интенсивности лазерного луча, создающего ловушку I(x, y, z). Использование оптических потенциалов для удержания атомов описано в разделе 2.8 на странице 39. Атомы удерживаются в стоячей электромагнитной волне, созданной в фокусе двух встречно сфокусированных лазерных лучей, ловушка представлена на рисунке 4.1 (а). Такая ловушка была использована в эксперименте по измерению параметров состояний двумерных ферми- и бозе-газов [65]. Пример фотографии удерживаемого в таком потенциале газа, после небольшого разлёта, представлен на рисунке 4.1 (б), а одномерный профиль этого распределения представлен на рисунке 4.1 (в). Одномерный профиль используется для определения поперечного размера облака и количества введённой энергии при параметрическом возбуждении. Мода лучей, создающих ловушку, TE_{00} , лучи имеют одинаковую мощность, длина волны излучения 10,6 мкм. Таким образом, потенциал имеет форму перевернутой функции гаусса в поперечном направлении и периодическую форму в продольном направлении:

$$U(x, y, z) = sE_r \left[1 - \exp\left(-\frac{x^2}{\rho_x^2} - \frac{y^2}{\rho_y^2}\right) \sin^2 k_l z \right],$$
(4.3)

где s — безразмерная глубина ловушки, $E_r = \hbar^2 k_l^2 / 2m$ — энергия отдачи, $s E_r = U_0$, $k_l = 2\pi/10,6$ мкм — волновой вектор излучения, m — масса лития-6, ρ_x и ρ_y — размеры ловушки в двух ортогональных поперечных направлениях. Иллюстрации формы потенциала представлены на рисунке 4.1 (г) и (д) для поперечного и продольного направлений соответственно. Параметры, которые необходимо точно измерить это глубина ловушки s и её пространственные размеры — ρ_x и ρ_y .

Описание потенциала с помощью формулы (4.3), подразумевает пренебрежение дифракционной расходимостью лазерных лучей. Такое приближение справедливо, поскольку размер той части ловушки, которая используется для анализа и измерений ≈ 350 мкм, что много меньше дифракционной длины лазерного луча.

Вблизи каждого минимума потенциал (4.3) может быть представлен в виде параболы:

$$U(x, y, z) = \frac{m\omega_x^2 x^2}{2} + \frac{m\omega_y^2 y^2}{2} + \frac{m\omega_z^2 z^2}{2},$$
(4.4)

где ω_x , ω_y , ω_z — частоты ловушки, параметры, однозначно связанные с глубиной ловушки и её размерами. Связь осуществляется посредством следующих формул: $\omega_x^2 = 2sE_r/m\rho_x^2$, $\omega_y^2 = 2sE_r/m\rho_y^2$, $\omega_z = 2\sqrt{sE_r}/\hbar$. Эти параметры полностью характеризуют потенциал, в котором содержится холодный газ.

Для точного определения частот удерживающего потенциала необходимо сравнивать результаты эксперимента по параметрическому возбуждению с аналитическими и численными расчётами. При этом для расчётов необходимо наличие предварительной информации о потенциале. Например, для направления z надо убедиться, что все атомы находятся на нижнем энергетическом уровне, а для направления x или y необходимо измерить температуру газа. Предварительная информация о потенциале определяется более грубыми методами измерения частот, в которых пик резонансной кривой считается равным частоте гармонической части потенциала. Однако из предварительных экспериментов может быть точно определено соотношение поперечных частот $\omega_y/\omega_x = 1,55\pm0,01$, что может быть использовано в дальнейшем. Причём это соотношение остаётся постоянным при изменении мощности лазера.

Измерение частот потенциала осуществляется последовательно. Удобно начинать с измерения частоты для квантованного движения — ω_z , поскольку сразу после этого становится известна глубина потенциала, что удобно при интерпретации дальнейших экспериментов. В случае измерения продольной частоты, вспомогательным вычислением является аналитическая задача о спектре энергетических зон в периодическом потенциале, в которой существует лишь два параметра — глубина решётки и её период, причём период известен заранее и равен 5.3 мкм. Описание этой задачи представлено в разделе 4.3.2, стр 85. Затем осуществляется измерение частот для классического движения: ω_x или ω_y . Здесь вспомогательным вычислением является численное моделирование параметрического возбуждения ферми-газа, удерживаемого в гауссовом потенциале.

Поскольку из предварительных экспериментов отношение частот ω_x и ω_y известно с высокой точностью, для определения полного набора частот можно ограничится лишь измерением одной из этих частот. Однако у той частоты, что вычислена по соотношению, ошибка измерения будет больше, чем если бы эта частота была измерена напрямую.

Также отношение продольной частоты и поперечной, может быть известно из более ранних экспериментов. Это отношение является стабильной величиной, независящей от мощности лазера. Однако оно может меняться при рассогласовании встречных лучей, образующих стоячую волну. Таким образом, если вместе с тем, что известно отношение поперечных частот, известно и отношение продольной и поперечных частот, например, $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_x \omega_y} = \omega_z/(52.2 \pm 0.4)$, то измерив лишь одну частоту из трёх, можно определить весь набор. Однако опять, у тех частот, что вычислены по известным отношениям, ошибка измерения больше, чем если бы эти частоты были измерены напрямую.

Пример набора измеренных частот потенциала, в котором находятся частицы газа: $\omega_z/2\pi = 13090 \pm 90$ Гц, $\omega_x/2\pi = 201,7 \pm 0,5$ Гц, $\omega_y/2\pi = 312,6 \pm 2,2$ Гц. Для представленных частот $\omega_y/2\pi$ и $\omega_z/2\pi$, ошибки измерения частот могут быть уменьшены до 0,8 Гц и 75 Гц соответственно, если измерять частоты напрямую. Частицы находятся в потенциале, созданным лазерным лучом, а также в потенциале, возникшем из-за слабой неоднородности магнитного поля $U_B(x, y, z) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(x, y, z)$. Потенциал магнитного поля считается чисто гармоническим и равным, в поле 528 Гаусс, $\omega_{B_x}/2\pi = 11,1 \pm 2,5\%$ Гц. Измерение магнитной частоты описано в разделе 2.9.4 на странице 54.

В эксперименте наблюдается дрейф частоты ловушки во времени. Измеренная величина дрейфа составляет примерно 0,2% в час в сторону уменьшения частот. Предположительно дрейф связан с уменьшением мощности лазера, а также рассогласованием прямого и обратного, луча образующего ловушку. При рассогласовании лучей возможно изменение соотношения поперечных частот, однако, это не было зарегистрировано. Напротив, соотношение поперечных частот день ото дня не изменялось. Возможно это указывает на то, что уменьшение мощности лазера является причиной дрейфа. За несколько лет эксплуатации лазера, максимальная мощность его излучения уменьшилась на $\approx 20\%$. Однако такая скорость несопоставимо меньше той, что соответствует наблюдаемому дрейфу частоты.

В следующем разделе описан эксперимент по измерению резонансных кривых параметрического возбуждения газа, удерживаемого в потенциале вида (4.3). Как и говорилось, описание начинается с эксперимента по измерению частоты для квантованного движения — ω_z . Где это необходимо, считается? что приблизительно, с точностью до нескольких процентов, частота известна из предварительных экспериментов.

В разделе 4.4, на странице 85 описан эксперимент по измерению частот классического движения ω_x и ω_y . В разделе 4.4.2, на странице 86, описано получение модельных резонансных кривых. В следующем разделе и в разделе 4.4 содержится вся суть метода прецизионного измерения частот ловушки, являющегося результатом, выносимым на защиту. Раздел 4.5, на странице 89, и раздел 4.6, на странице 90, представляют дополнительное подтверждение правильности излагаемого метода. В разделе 4.5 представлено сравнение результатов физического и численного экспериментов по насыщению ввода энергии в систему при параметрическом возбуждении идеального газа, удерживаемого в двумерной ловушке гауссовой формы. В разделе 4.6 рассматривается задача параметрического возбуждения одной частицы в потенциале с кубической нелинейностью для качественной демонстрации эффекта насыщения ввода энергии в систему.

4.3 Определение параметров потенциала в случае квантованного движения

4.3.1 Эксперимент по измерению частотной зависимости ввода энергии

Для измерения частот оптической ловушки приготавливается холодный ферми-газ. Процедура приготовления следующая. В течение первых 8-ми секунд около $10^8 - 10^9$ атомов, вылетающих из зеемановского замедлителя, накапливается в магнито-оптической ловушке. После выключения магнито-оптической ловушки около 106 атомов перегружается в дипольную ловушку, образованную стоячей электромагнитной волной. Дипольная ловушка пространственно перекрывается с магнито-оптической ловушкой. Глубина дипольной ловушки $sE_r \approx 280$ мкК. После перегрузки, атомы лития-6 в равной пропорции заселяют два энергетических подуровня сверхтонкой структуры основного состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$, соответствующих состояниям $|F = 1/2, m_F = \pm 1/2\rangle$ при нулевом магнитном поле B = 0. Сразу после отключения магнито-оптической ловушки включается однородной магнитное поле величиной B = 300 Гаусс, направленное вдоль -y. При этом значении магнитного поля длинна рассеяния достигает локального максимума по абсолютному значению и равна -300 Бор. Такая длина рассеяния позволяет осуществлять охлаждение методом выпаривания. Процесс выпаривания длится в течение 21-ой секунды, после чего глубина потенциала U₀ увеличивается до значения ≈ 10 мкК при котором происходит параметрическое возбуждение газа. До начала возбуждения магнитное поле адиабатически увеличивается до значения 528 Гаусс, при котором длина рассеяния равна нулю.

Газ распределён примерно по 160 потенциальным ямам, образованным в пучностях стоячей волны. Для анализа используется примерно 60 центральных потенциальных ям с одинаковым числом атомов. В каждой яме содержится примерно 200 - 400 атомов, в зависимости от эксперимента. При этом энергия Ферми $E_F = \hbar \omega_{\perp} \sqrt{2N} = (0,4-0,5) \hbar \omega_z$. Температура газа измерена согласно методу аппроксимации экспериментальных профилей распределения плотности модельным профилем для ферми-газа при ненулевой температуре, при этом температура является параметром подгонки. Этот метод определения температуры описан в разделе 6, стр. 125. Измеренная температура лежит в диапазоне $T = (0,5-0,7)E_F$ и в среднем равна $T = 0,6E_F$, среднее число частиц в эксперименте по измерению поперечных частот N = 330, при этом примерно 96% частиц находится на основном квантовом уровне движения вдоль направления z.

Для параметрического возбуждения мощность лазерного луча, создающего ловушку, изменяется во времени по закону (4.2). На частоте модуляции мощности лазерного луча изменяется глубина ловушки и квадраты частот ловушки. Амплитуда модуляции $\alpha = 0.0254$ измерена с помощью фотодиода, работающего в ИК-диапазоне¹⁾. Последовательность состояний экспериментальной установки при возбуждении газа и приготовлении его к фотографированию схематически представлена на рисунке 4.2 (а).



Рисунок 4.2: Изменение во времени магнитного поля и глубины ловушки в экспериментах по измерению: (а) продольной частоты ω_z , поперечной частоты вдоль направления оси оптической системы ω_y , (б) поперечной частоты ω_x .

Потенциал в продольном направлении имеет периодическую форму, показанную на рисунке 4.1 (д):

$$V_{\parallel} = sE_r \sin^2(k_l z). \tag{4.5}$$

Удержание вдоль направления z сильное, т. е. $\hbar\omega_z \approx E_F$, поэтому для этого направления осуществляется квантовомеханическое рассмотрение. Периодичность потенциала обуславливает наличие зон Блоха, а также обуславливает ангармонизм. В эксперименте по параметрическому резонансу осуществляется возбуждение атомов из 0-й во 2-ую зону Блоха. Ангармонизм обуславливает неэквидистантность энергетических зон и отсутствие дальнейшего возбуждения, поскольку частота перехода из 2-ой зоны в 4-ую меньше.

Измерение увеличения размера облака вдоль z при параметрическом возбуждении затруднительно из-за недостаточного разрешения оптической системы. Для того, чтобы обнаружить ввод энергии, необходимо перераспределить по всем степеням свободы энергию, введённую в систему в направлении z. Для этого необходимо включить взаимодействия. Диаграмма переключений состояний эксперимента представлена на рисунке 4.2 (а). После параметрического возбуждения системы длительностью 0,5 с магнитное поле плавно переключается до значения 300 Гаусс. При этом магнитном поле газ находится в режиме столкновений. Удержание в этом режиме длится не менее 1-ой секунды, за это время газ термализуется, а энергия, введённая в систему в направлении z, перераспределяется по всем направлениям, и обеспечивает увеличение размера облака вдоль x. Облако атомного газа фотографируется в магнитном поле величиной 528 Гаусс, для чего магнитное поле переключается обратно. Непосредственно перед фотографированием газ выпускается из удерживающего потенциала и свободно разлетается в течение $t_{free} = 200$ мкс $\ll 1/\omega_x$. Это делается для того, чтобы увеличить число видимых атомов, за счёт избавления от эффекта дифракции на тонких облаках,

¹⁾Использовался фотодиод фирмы VIGO system S.A. тип PVM-10,6

описанного в разделе 5.3.6 на странице 116. За время 200 мкс, облака газа перекрываются в продольном направлении, но распределение плотности в поперечном почти не изменяется. Оценка увеличения ширины облака газа в поперечном направлении с использованием модели баллистического разлёта даёт следующий результат: $\sqrt{1 + (\omega_x t_{free})^2} = 1,03\%$.

Пример распределения плотности газа после разлёта можно посмотреть на рисунке 4.1 (б). Интегрируя полученное распределение плотности вдоль направления z, получается одномерный профиль распределения плотности $n_1(x)$, пример показан на рисунке 4.1 (в). Осуществляется наблюдение за среднеквадратичным размером облака $\langle x^2 \rangle = 1/N \int x^2 n_1(x) dx$, являющимся удобным средством измерения количества введённой в систему энергии.



Рисунок 4.3: Красные точки — нормированный размер облака после возбуждения и термализации в зависимости от частоты возбуждения. Синие точки — число частиц в ловушке после возбуждения на соответствующей частоте. Интервалы ошибок равны ±одному среднеквадратичному отклонению.

На рисунке 4.3 представлена зависимость поперечного размера облака $\sqrt{\langle x^2 \rangle}$ от частоты возбуждения. Разным точкам соответствует от 2 до 5-ти экспериментов, в среднем – 4. С целью исключить влияние дрейфа частоты и других эффектов, потенциально вносящих в измерение частоты систематическую ошибку, частота возбуждения при переходе от одного измерения к другому изменялась случайно. На рисунке 4.3 максимуму резонансной кривой соответствует частота 26287 ± 150 Гц. Максимум и ошибка определены аппроксимацией экспериментальных данных функцией Гаусса. Этой частоте соответствует переход из нулевой зоны блоха во вторую. Решение уравнения Блоха, представленное в следующем разделе, позволяет связать частоту перехода между нулевой и второй зоной, с глубиной потенциала s и значением ω_z . В представленном эксперименте $s = 530 \pm 6$, а $\omega_z/2\pi = 13600 \pm 75$ Гц. При таком значении глубины ловушки, ширину нижних зон Блоха можно считать нулевой. На рисунке 4.3 представлена зависимость числа атомов от частоты возбуждения, видно, что число атомов не зависит от частоты. Также не происходит потерь частиц из ловушки. При s = 530 частота перехода из 2-ой зоны Блоха в 4-ую происходит на частоте $1,84\omega_z/2\pi = 24990$ Гц. Существенное отличие этой частоты от частоты ловушки обуславливает отсутствие дальнейшего возбуждения и потерь частиц. Процедура определения глубины ловушки по частоте параметрического резонанса описана в следующем разделе.

4.3.2 Расчёт уровней энергии в оптической решётке

Для определения глубины ловушки s, а также частоты её гармонической части ω_z , по частоте пика резонансной кривой, необходимо решить задачу о спектре энергетических уровней в периодическом потенциале вида (4.5). Другими словами, решить одномерное стационарное уравнение Шрёдингера с гамильтонианом вида:

$$\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle,\tag{4.6}$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + sE_r \sin^2 k_l \hat{z}.$$
(4.7)

Согласно теореме Блоха, собственные функции гамильтониана (4.7) имеют вид $\langle z|\psi_k\rangle = e^{ikz}u_k(z)$, где k – вектор квазиимпульса, $u_k(z + \pi/k_l) = u_k(z)$. В импульсном представлении собственные функции имеют вид $|\psi_k\rangle = \sum_{j=-\infty}^{\infty} c_j |k+2k_lj\rangle$, где k лежит в пределах первой зоны Бриллюэна. Вводя безразмерные переменные $\varepsilon = E/E_r$, $q = k/k_l$ и учитывая, что оператор $e^{i2k_l\hat{z}}$ действует как оператор сдвига в пространстве импульсов, при решении уравнения Шрёдингера в импульсном представлении получается бесконечная система линейных однородных алгебраических уравнений. Матрица, соответствующая этой системе уравнений, обозначается как M, тогда для существования нетривиального решения системы необходимо и достаточно, чтобы

$$\det M = 0. \tag{4.8}$$

Элемент матрицы М имеет вид:

$$M_{i,j} = \left[\varepsilon - (q+2j)^2 - \frac{s}{2}\right]\delta_{i,j} + \frac{s}{4}\left(\delta_{j,j+1} + \delta_{j,j-1}\right),$$
(4.9)

где i, j –целые числа. Для численного решения уравнения (4.8), размер матрицы M необходимо ограничить. Размер подбирается из условия, что при его увеличении на 1 значения интересующих уровней энергии не меняются, в пределах заданной точности. Для решения задачи о параметрическом резонансе интерес представляют энергетические уровни с нулевого по четвёртый. Для этой задачи подобранный размер матрицы M равен 10×10 . Решение уравнения (4.8) даёт набор функций $E_n(q)$, где n обозначает номер зоны, а q – нормированный квазиимпульс, лежащий в пределах первой зоны Бриллюэна, т. е. $q \in [-1, 1]$. Считается, что пику резонансной кривой, представленной на рисунке 4.3, соответствует переход с нулевого на второй энергетический уровень. Поэтому подбирается такое значение глубины ловушки s, чтобы при решении уравнения Шрёдингера частота перехода между нулевой и второй зонами Блоха равнялась измеренной частоте. Гармоническая частота в продольном направлении и глубина ловушки связаны формулой: $\omega_z = 2\sqrt{sE_r}/\hbar$. В задаче с параметрами, соответствующими экспериментальным, т. е. при s = 530, ширины зон Блоха практически нулевые т. е. не зависят от q в пределах интересующей точности задачи, т. е. $\Delta E_n \ll E_n - E_{n-1}$, где ΔE_n ширина зоны Блоха с номером n.

4.4 Определение параметров потенциала в случае классического движения

4.4.1 Эксперимент по измерению частотной зависимости ввода энергии

Для измерения частоты ω_y , модуляция интенсивности лазера осуществляется на частоте близкой к $2\omega_y$. Количества введённой в систему энергии, как и в случае продольной частоты, определяется по поперечному размера облака. Диаграмма переключений магнитного поля

и изменения глубины ловушки в эксперименте по измерению частоты ω_y представлены на рисунке 4.2 (а). В момент времени $t = t_{exc}$ модуляция глубины потенциала прекращается, затем газ в течение времени $t_{dephase} = 1$ с удерживается в стационарном потенциале, за это время частицы, колеблющиеся с разными частотами, полностью рассинхронизируются друг с другом, и облако газа приобретает стационарный размер.

Движение частиц вдоль направления y происходит вдоль оси оптической системы, и увеличение размера облака в этом направлении напрямую быть измерено не может. Для измерения количества введённой энергии для направления y, применяется та же техника что и для направления z: на время включаются взаимодействие и энергия перераспределяется по всем степеням свободы. Диаграмма переключений магнитного поля представлена на рисунке 4.2 (а).

Частота ω_x измеряется также, как измеряется частота ω_y . Однако в этом случае увеличение размера облака при нагреве видно напрямую и нет необходимости осуществлять перераспределение энергии между различными степенями свободы. Поэтому на диаграмме, соответствующей параметрическому возбуждению движения вдоль направления x, представленной на рисунке 4.2 (б), нет переключения магнитного поля в режим взаимодействий.

На рисунке 4.4 представлена зависимость количества введённой в систему энергии от частоты параметрического возбуждения, максимум этой зависимости находится на частоте $390,7 \pm 0,5$ Гц. Значение максимума и ошибка были определены при подгонке экспериментальных данных функцией Гаусса. Максимум введённой энергии должен находится ниже по частоте, чем $2\omega_x/2\pi$. На рисунке 4.4 объединены экспериментальные данные соответствующие двум разным по длительности периодам параметрического возбуждения газа $t_{exc} = 1$ с и $t_{exc} = 5$ с. Такое объединение возможно благодаря эффекту насыщению количества введённой энергии при параметрическом возбуждении системы в ангармоническом потенциале. Как будет показано ниже, количество введённой энергии на временах возбуждения $t_{exc} = 1$ с и $t_{exc} = 5$ с уже находится в режиме насыщения и не зависит от t_{exc} .

Отношение поперечных частот, определённое по предыдущим экспериментам, $\omega_y/\omega_x = 1,55\pm0,01$. Это даёт значение положения пика для направления $y:605,6\pm4$ Гц. Значение частот гармонической части ловушки определяется соотношением экспериментальных данных с модельным резонансным профилем, построенным для газа, имеющего те же параметры, что и экспериментальный. Получение модельного профиля описано в следующем разделе.

4.4.2 Численное моделирование процесса параметрического возбуждения газа в ангармонической ловушке

При моделировании движение частиц вдоль поперечных направлений может быть описано как классическое, поскольку характерные энергии движения частиц в этих направлениях $\gg \hbar \omega_{\perp}$. Связью поперечных направлений с направлением *z* можно пренебречь, из-за большой разницы между частотами ω_x или ω_y и частоты ω_z . Действительно, условие, при котором происходит параметрическое возбуждение классического гармонического осциллятора, записывается в виде [116]:

$$\omega - 2\omega_z < \alpha \omega_z/2. \tag{4.10}$$

В эксперименте $\alpha = 0,0254$. В случае модуляции на частоте $2\omega_{\perp}$ отстройка от частоты возбуждения колебаний в направлении $z: 2\omega_z - 2\omega_{\perp} \approx 2\omega_z \gg \alpha\omega_z/2$ и условие (4.10) не выполняется. Также по данным эксперимента по параметрическому возбуждению, максимальная энергия на одну частицу, введённая при параметрическом возбуждении, — энергия, соответствующая пику резонансной кривой, равна $\approx 0,07\hbar\omega_z$, что много меньше глубины ловушки $sE_r = \sqrt{s}\hbar\omega_z/2 \approx 12\hbar\omega_z$, а также много меньше перехода между 0-й и 2-й зонами Блоха. Таким образом, влиянием параметрического возбуждения системы на частотах



Рисунок 4.4: Красные точки — нормированный размер облака вдоль направления x после возбуждения и дефазировки в зависимости от частоты возбуждения. Синие точки — число частиц в ловушке после возбуждения на соответствующей частоте. Интервалы ошибок равны \pm одному среднеквадратичному отклонению. Сплошные линии — модельные резонансные кривые, соответствующие начальным параметрам газа, для разных длительностей интервала времени возбуждения: зелёная $t_{exc} = 1$ с, чёрная $t_{exc} = 5$ с. Для построения экспериментального графика использованы данные экспериментов с $t_{exc} = 1$ с и $t_{exc} = 5$ с.

близких $2\omega_x$ или $2\omega_y$ на направление z можно пренебречь. Поэтому для изучения динамики параметрического возбуждения проводится учёт динамики только в двух направлениях.

Зависящий от времени потенциал выглядит следующим образом:

$$U_{\perp}(x, y, t) = (1 + \alpha \sin \omega t) s E_r \left[1 - \exp\left(-\frac{x^2}{\rho_x^2} - \frac{y^2}{\rho_y^2}\right) \right].$$
 (4.11)

Начальные значения координаты и скорости для моделирования движения частицы выбираются случайным образом из четырёхмерного бесконечного фазового пространства но с условием, что частица принадлежит равновесному ансамблю из N фермионов находящихся при температуре $T = 0.6E_F$, что соответствует температуре газа в эксперименте. Таким образом, начальное распределение частиц в фазовом пространстве описывается функцией Ферми-Дирака:

$$f_0(\vec{\rho}, \vec{p}_\perp) = \frac{1}{e^{\left(\frac{\vec{p}_\perp^2}{2m} + U_\perp(\vec{\rho}) - \mu\right)/T} + 1},$$
(4.12)

где химический потенциал μ определяется из уравнения:

$$E_F/2T = -\text{Li}_2\left(e^{-\mu/T}\right),$$
 (4.13)

где Li₂(...) — функция полилогарифма 2-го порядка. Все необходимые предварительные данные о форме потенциала определяются с помощью более грубы методов.

Для построения резонансных кривых производится расчёт $5 \cdot 10^4$ траекторий невзаимодействующих частиц в потенциале вида (4.11). Это эквивалентно усреднению по 150 облакам в каждом из которых находится по 330 атомов. Траектория каждой из частиц, например частицы с номером j, $\vec{\rho_j}(t) = (x_j(t), y_j(t))$, рассчитывается с помощью системы двух связанных уравнений:

$$m\ddot{x}_{j} = -\frac{d}{dx_{j}}U_{\perp}(\vec{\rho}_{j}, t), \qquad m\ddot{y}_{j} = -\frac{d}{dy_{j}}U_{\perp}(\vec{\rho}_{j}, t),$$
(4.14)

где потенциал U для периода времени $t < t_{exc}$ берётся в форме (4.11), а для периода времени $t_{exc} < t < t_{dephase}$, амплитуда модуляции α приравнивается нулю. Разлёт рассчитывается, поскольку все скорости и время разлёта известны: $x_j = x_j(t_{exc}+t_{dephase})+\dot{x}_j(t_{exc}+t_{dephase})t_{free}$, момент $t_{exc} + t_{dephase} -$ это момент фазы дефазировки, непосредственно перед отключением потенциала. Среднеквадратичный размер облака рассчитывается как среднее квадратов координат всех частиц в интересующий момент времени:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=2}^{N} x_j^2 (t_{exc} + t_{dephase} + t_{free}).$$
 (4.15)



Рисунок 4.5: Точками представлена зависимость численно рассчитанной ширины облака от частоты параметрического возбуждения. Красной кривой представлена функция, с помощью которой аппроксимируются результаты численного моделирования.

Моделирование производится для набора частот ω , принимающего значения от $1,7 \omega_x$ до $2,1 \omega_x$ с шагом $0,01 \omega_x$, этих точек хватает, чтобы определить высоту и форму резонансного пика. Модельная зависимость ширины облака от частоты ω аппроксимируется гладкой кривой, показанной на рисунке 4.5 и представляющей собой сумму двух функций гаусса разной амплитуды, сдвинутых друг относительно друга на небольшое расстояние (не наблюдается двух пиков). Такой вид аппроксимирующей функции обусловлен тем, что резонансная кривая имеет несимметричный вид. Полученной гладкой кривой аппроксимируются экспериментальные данные, при этом единственным подгоночным параметром является частота ω_x . Изменение ω_x подразумевает изменение распределения начальных координат частиц, однако это изменение не сказывается на форме резонансного профиля, что можно проверить с помощью численного моделирования. Таким образом, ни нулевой уровень, ни ширина пика резонансной кривой, ни его высота подгоночными параметрами не являются. Полученная таким образом частота потенциала вдоль $x: \omega_x/2\pi = 201,7 \pm 0,5$ Гц. Положение максимума резонансной кривой, представленной на рисунке 4.4, $\omega = 1,94 \omega_x$ в самом деле сдвинуто в сторону меньших частот относительного значения ω_x , как и ожидается при ангармонизме.

При модуляции глубины потенциала, средний размер облака атомного газа осциллирует с частотой этой модуляции. Это происходит вместе с увеличением и уменьшением глубины потенциала. После отключения модуляции, средний размер облака будет совершать затухающие колебания. В конце концов, когда произойдёт полная рассинхронизация колебаний атомов, размер облака газа станет постоянным. Для того чтобы при моделировании найти состояние, соответствующее ансамблю, в котором произошла расфазировка колебаний частиц, производится операция усреднения ширины облака по периоду параметрического возбуждения:

$$\overline{\langle x^2(t)\rangle} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \langle x^2(t')\rangle dt', \qquad (4.16)$$

где $\langle ... \rangle$ — обозначает усреднение по ансамблю, а черта сверху обозначает усреднение по периоду модуляции. При моделировании это удобнее, чем производить расчёт процесса дефазировки и свободного разлёта, по той причине, что число моделируемых траекторий может быть заметно уменьшено, и тем самым уменьшено время расчёта. Верность этого подхода была проверена путём сравнения его результатов с результатами моделирования процесса дефазировки и свободного разлёта.

Также время моделирования можно уменьшить, отказавшись от расчёта процесса свободного разлёта. Вместо этого расчёта можно воспользоваться баллистической моделью разлёта:

$$\langle x^2(t_{exc} + t_{dephase} + t_{free}) \rangle = \langle x^2(t_{exc} + t_{dephase}) \rangle \sqrt{1 + (\omega_x t_{free})^2}.$$
 (4.17)

Результат использования этой формулы и результат численного моделирование процесса разлёта совпадают.

Численное моделирование показало, что для получения стабильного среднего размера облака газа при моделировании процесса дефазировки, необходимо производить усреднение по большому количеству ($5 \cdot 10^4$) траекторий. Это число траекторий в три раза превышает число атомов на среднестатистическом кадре, по которому измеряется размер газа. При усреднении по числу траекторий соответствующему числу атомов на кадре, размер облака газа непостоянен. Он флуктуирует во времени. Это говорит о том, что при проведении и повторении эксперимента по измерению поперечного размера облака газа, результат измерений также будет флуктуировать. Возможно именно из-за малого количества атомов в ловушке, в эксперименте наблюдаются флуктуации размера облака газа.

4.5 Динамика ввода энергии при параметрическом возбуждении

Количество введённой при параметрическом возбуждении энергии в невзаимодействующий газ в ангармоническом потенциале не растёт во времени бесконечно, а выходит на стационарный уровень, начиная с какой-то длительности процесса параметрического возбуждения. Это утверждение численно и экспериментально проверяется в данном разделе. Был выполнен ряд экспериментов по измерению резонансной кривой для различных длительностей периода параметрического возбуждения. Из них были выбраны экспериментальные точки, наиболее близко лежащие к частоте $1,94 \omega_x$ — точки, соответствующие пику резонансной кривой, показанной, например, на графике 4.4. График, показывающий размер облака при данной частоте возбуждения от времени возбуждения представлен на рисунке 4.6, где также для сравнения представлена модельная кривая.

Чисто гармоническому случаю соответствует бесконечный рост размера облака, в ангармоническом же случае, видно, что характер динамики роста размера облака иной: размер облака сначала растёт, затем уменьшается и выходит на некое стационарное значение. Моделирование предсказывает следующие параметры динамики ввода энергии: относительная



Рисунок 4.6: Зависимость поперечного нормированного размера облака от длительности параметрического возбуждения для частоты возбуждения $\omega = 1,94 \omega_x$, экспериментальные данные представлены красными точками, результат моделирования представлен сплошной синей кривой.

скорость роста размера облака в начальный момент времени²⁾ $\approx 0,01$, размер облака в пике $\sqrt{\langle x^2 \rangle}/\rho_x = 0,1643$, время выхода на пик 125 мс, стационарный размер $\sqrt{\langle x^2 \rangle}/\rho_x = 0,152$, выход на стационарное значение в момент $t_{exc} = 330$ мс или $\omega_x t_{exc}/2\pi = 67$. Аналогичные характеристики определённые из эксперимента: скорость роста размера облака в начальный момент $0,009 \pm 0,002$, значение в пике $\sqrt{\langle x^2 \rangle}/\rho_x = 0,1643 \pm 0,002$, время выхода на пик 130 ± 10 мс, стационарный размер $\sqrt{\langle x^2 \rangle}/\rho_x = 0,155 \pm 0,002$, время выхода на стационарный размер 330 мс. Видно точное количественное совпадение всех характерных черт модельной и экспериментальной зависимости. Наличие насыщения обосновывает использование при построении графика 4.4 двух наборов данных: для $t_{exc} = 1$ с и $t_{exc} = 5$ с.

Наличие межчастичного взаимодействия в системе поменяло бы картину параметрического возбуждения качественно. В этом случае вместе с возбуждением газа идёт процесс его термализации, т. е. перераспределения газа в фазовом пространстве. Это приводит к тому, что количество параметрически введённой энергии не выходит на стационарный уровень. Нагрев не останавливается пока идёт процесс параметрического возбуждения. В этом случае горизонтальная линия на рисунке 4.6 сменится возрастающей кривой, угол наклона которой связан с интенсивностью взаимодействий.

4.6 Динамика частицы в одномерном потенциале с кубической нелинейностью при параметрическом возбуждении

Ниже приведён анализ задачи по параметрическому возбуждению одномерного осциллятора в потенциале с кубической нелинейностью. Качественно показана природа эффекта насыщения, а также эффекта смещения пика резонансной кривой вниз по частоте от частоты гармонической части потенциала.

²⁾Относительная скорость определяется как $\frac{\partial \sqrt{\langle x^2(0) \rangle}}{\partial t} / \sqrt{\langle x^2(0) \rangle}$

Анализ проведён в рамках классического подхода. Это справедливо, когда для какого-либо направления расстояние между энергетическими уровнями ловушки мало по сравнению с амплитудой возбуждения. Это условие выполняется для поперечных направлений в ловушке (x, y) и не выполняется для продольного z. Поскольку газ невзаимодействующий, динамика одного конкретного атома при параметрическом возбуждении, движущегося в плоскости x-y, рассматривается как динамика классического осциллятора. Для колебания в направлении z, рассмотрение должно быть осуществлено в рамках квантовомеханического формализма.

Руководствуясь соображениями простоты, для изучения динамики в «классическом» направлении, рассматривается одномерная задача. Потенциал U(x), имеет форму перевёрнутой функции Гаусса:

$$U(x) = U_0 \left(1 - e^{-\frac{x^2}{\rho_x^2}} \right),$$
(4.18)

где U_0 — глубина потенциальной ямы, ρ_x — некоторый размер потенциала, соответствующей размеру лазерного луча, создающего ловушку. Ангармонизм учитывается с помощью первого негармонического члена в разложении потенциала (4.18):

$$U(x) = U_0 \left(\frac{x^2}{\rho_x^2} - \frac{x^4}{2\rho_x^4}\right).$$
(4.19)

Рассмотрим динамику параметрического возбуждения вблизи дна ямы. Движение частицы описывается уравнением:

$$m\ddot{x} = -\nabla U(x) = -U_0 \left(\frac{2x}{\rho_x^2} - \frac{2x^3}{\rho_x^4}\right),$$
(4.20)

где *m* — масса частицы. При параметрическом возбуждении глубина потенциала изменяется по следующему закону:

$$U(t) = U_0 \left(1 + \alpha \sin \omega t\right), \qquad \omega = \omega_x (1 - \delta), \tag{4.21}$$

где $\alpha \ll 1$ — амплитуда модуляции, $|\delta| \ll 1$ и ω_x — частота гармонической части потенциала. Величина $\alpha > 0$, что может быть достигнуто соответствующем выбором начальной фазы возмущения. Размер потенциала ρ_x предполагаем постоянным. Также считая малым кубический член и оставляя в уравнении движения члены одинакового порядка малости, получаем:

$$\ddot{x} + \frac{U_0}{m} \left((1 + \alpha \sin \omega t) \frac{2x}{\rho_x^2} - \frac{2x^3}{\rho_x^4} \right) = 0,$$
(4.22)

Выполняя замену $U_0 = m\omega_x^2 \rho_x^2/2$, запишем уравнение (4.22) в виде:

$$\ddot{x} + \omega_x^2 (1 + \alpha \sin \omega t) x - \frac{\omega_x^2 x^3}{\rho_x^2} = 0.$$
(4.23)

Поиск приближённого решения уравнения (4.23), осуществляется методом медленно меняющихся амплитуд [116], т. е. A заменяется на медленную амплитуду A(t) и тогда:

$$x(t) = A(t)\sin\left(\frac{\omega t}{2} + \varphi(t)\right), \qquad (4.24)$$

где $\varphi(t)$ — медленно меняющаяся фаза на периоде $2\pi/\omega$. Здесь предполагается что частицы совершает колебания с половинной частотой от частоты модуляции потенциала.

Подстановка (4.24) в уравнение (4.23) с пренебрежением быстро осциллирующими членами позволяет получить систему укороченных уравнений, описывающих динамику медленных амплитуды A(t) и фазы $\varphi(t)$:

$$\dot{A} = -\frac{\alpha\omega_x}{4}A\cos 2\varphi; \tag{4.25}$$

$$\dot{\varphi} = \omega_x - \omega/2 + \frac{\alpha\omega_x}{4}\sin 2\varphi - \frac{3}{8}\frac{\omega_x A^2}{\rho_x^2}.$$
(4.26)

Из уравнения (4.26) видно, что величина и направление скорости изменения медленной фазы зависит от трёх процессов: от отстройки между частотой колебания частицы в ловушке и гармонической частотой ловушки ω_x , от воздействия параметрического возбуждения амплитуды α . Третий процесс, выраженный последним членом в правой части уравнения (4.26), описывает набег фазы, вызванный изменением частоты колебания осциллятора при увеличении амплитуды его колебания. Этот член обуславливает качественную разницу в поведении линейного и нелинейного осциллятора. Его можно переписать в форме: $3\varepsilon/8m\omega_x\rho_x^2$, считая энергию колебания ε постоянной, бесконечному увеличению глубины ловушки U_0 соответствует увеличение ω_x . Так видно, что при $\omega_x \to \infty$ последний член уравнения (4.26) стремится к нулю и задача переходит к задаче о параметрическом возбуждении линейного осциллятора. Сколь угодно слабое отличие этого члена от нуля делает классический параметрический резонанс с неограниченным набором энергии невозможным.

Уравнения (4.25)–(4.26) соответствуют уравнениям Гамильтона, где в качестве обобщённого импульса выбрана функция $p = A^2(t)$, а в качестве обобщённой координаты $q = \varphi(t)$, с функцией Гамильтона в виде:

$$H(p,\varphi) = \left(\delta + \frac{\alpha\omega_x}{4}\sin 2\varphi - \frac{3}{16}\frac{\omega_x p}{\rho_x^2}\right)p.$$
(4.27)

Видно, что в выбранных переменных функция (4.27) не зависит от времени и соответствует некой автономной динамической системе.

Семейство траекторий движения в фазовом пространстве (p, φ) определяются интегралом задачи $H(p, \varphi) = \text{const.}$ Все решения периодические по φ с периодом π , кроме того, в силу (??) интерес представляет лишь полупространство $p \ge 0$. Далее, для удобства, используется фазовое пространство $(A/\rho_x, \varphi)$.

На фазовой плоскости динамическая система (4.27) имеет особые точки разного типа. Особая точка типа «центр»:

$$\varphi = \frac{\pi}{4} + n\pi$$
, где $n \in \mathbb{Z}$, $\frac{A}{\rho_x} = \sqrt{\frac{8}{3}\left(1 - \frac{\omega}{2\omega_x} + \frac{\alpha}{4}\right)}$, при $1 - \frac{\omega}{2\omega_x} > -\frac{\alpha}{4}$. (4.28)

Особая точка типа «седло»:

$$\sin 2\varphi = -\frac{4}{\alpha} \left(1 - \frac{\omega}{2\omega_x} \right), \qquad A = 0, \qquad \text{при} - \frac{\alpha}{4} < 1 - \frac{\omega}{2\omega_x} < \frac{\alpha}{4};$$

$$\varphi = -\frac{\pi}{4} + n\pi, \quad \text{где } n \in \mathbb{Z}, \qquad \frac{A_j}{\rho_x} = \sqrt{\frac{8}{3} \left(1 - \frac{\omega}{2\omega_x} - \frac{\alpha}{4} \right)}, \qquad \text{при } 1 - \frac{\omega}{2\omega_x} \ge \frac{\alpha}{4}.$$
(4.29)

Выражение для $H(p, \varphi)$ можно переписать в виде:

$$\left(1 - \frac{\omega}{2\omega_x} + \frac{\alpha}{4}\sin 2\varphi - \frac{3}{16}\tilde{p}\right)\tilde{p} = \frac{H(p,\varphi)}{\omega_x \rho_x^2},\tag{4.30}$$

где $\tilde{p} = A^2 / \rho_x^2$. Выражение (4.30) используется для построения фазовых портретов.



Рисунок 4.7: (а) Фазовый портрет при $\omega = 1,94\omega_x$ и $\alpha = 0,025$. Особая точка типа «центр»: $\varphi = \pi/4$; $A \approx 0,31\rho_x$. Особая точка типа «седло»: $\varphi = -\pi/4, 3\pi/4$; $A \approx 0,25\rho_x$. (б) Фазовый портрет при $\omega = 2\omega_x$ и $\alpha = 0,025$. Особая точка типа «центр»: $\varphi = \pi/4$; $A \approx 0,13\rho_x$. Особая точка типа «седло»: $\varphi = 0,\pi/2$; A = 0. (в) Фазовый портрет при $\omega = 2,06\omega_x$.

В соответствии с условиями возникновения особых точек в (4.29) возможны три качественно различных фазовых портрета системы, представленных на рисунке 4.7. Существенно, что все траектории движения $\varepsilon(t)$ периодические: полупериод набора энергии частицей чередуется с полупериодом потери энергии. Также любая траектория в фазовом пространстве ограничена сверху и снизу и не уходит далеко по энергии в масштабе U_0 от своего начального положения, таким образом, если исходное состояние удовлетворяло условию малости ангармонизма $\varepsilon \ll U_0$, то это условие окажется выполненным и на всей траектории. Это обстоятельство обуславливает эффект насыщения параметрически возбуждаемой системы в ангармоническом потенциале.

Из рисунка 4.7 видно, что вопрос о положении пика резонансной кривой (зависимости средней ширины облака от отстройки частоты параметрического возбуждения), не является тривиальным. Действительно, максимальное возможное количество закаченной в систему энергии при параметрическом возбуждении, помимо отстройки, зависит от начального распределения частиц в фазовом пространстве, т. е. от температуры и, в случае ферми-газа, от числа частиц.

В качестве заключения раздела, главы, что ангармонизм оптической дипольной ловушки может быть использован для прецизионных измерений параметров ловушки — глубины и частот. Количество энергии, которое может быть закачено в систему невзаимодействующих частиц, находящихся в такой ловушке, путём одночастотной модуляции с малой амплитудой глубины потенциала, ограничено и не зависит от продолжительности процесса модуляции.

Глава 5

Измерение распределения плотности ультрахолодного газа атомов

5.1 Поглощение излучения, проходящего через облако атомов

В экспериментах с холодными атомными газами существует уникальная возможность измерять невозмущённое распределение плотности в квантовой системе. В ходе измерения квантовая система уничтожается, однако удаётся измерить невозмущённое распределение плотности из-за того, что энергия фотона, использующегося для измерения, » других характерных энергий системы, например кинетической энергии атомов. В таком смысле процесс измерения является слабовозмущающим. При том, что параметры ловушки могут быть измерены с высокой точностью, что описано в разделе 4 на стр. 77, можно измерять полный набор термодинамических характеристик, величину среднего поля и в некоторых случаях фазу волновой функции. Также можно наблюдать разделение термодинамических фаз. Вместе с этим, присущий для экспериментов по лазерному охлаждению контроль над широким спектром параметров многочастичной вырожденной системы открывает большие возможности по изучению свойств этих систем.

В этом разделе описан метод измерения распределения плотности атомного газа, основанный на поглощении облаком атомов излучения, находящегося в резонансе с одним из атомных переходов. В разделе 5.2 на стр. 96 дано описание технической реализации этого метода, позволяющей с высоким разрешением осуществлять прямое наблюдение распределения плотности атомного газа, т. е. газа, находящегося непосредственно в ловушке. В разделе 5.3 дано описание эффектов, влияющих на процесс резонансного поглощения, которые должны быть учтены при точном измерении плотности атомного газа. В разделе 5.4 на стр. 119 дано феноменологическое описание коллективного эффекта, влияющего на величину поглощения излучения в облаке атомного газа. Описание коллективного эффекта, влияющего на величину поглощения излучения в облаке атомного газа — основной из представленных в данной главе результат.

Основным используемым методом измерения распределения плотности в облаке атомного газа является метод резонансного поглощения. Метод заключается в том, что направленное излучение лазерного луча рассеивается при прохождении через облако атомного газа. Каждый атом поглощает фотоны направленного излучения и переизлучает их в случайном направлении. Таким образом, в луче образуется область с пониженной интенсивностью — тень. Очевидно, что чем больше плотность атомов, тем сильнее поглощение, и тем глубже тень. Распределение плотности атомного газа является неоднородным в пространстве, тень в луче, прошедшем через облако, соответствует проинтегрированному распределению плотности

вдоль направления распространения луча у. Двумерная плотность определена формулой

$$n_2(x,z) = \int_{y_0}^{y_2} n_3(x,y,z) dy.$$
(5.1)

Образованную тень можно описывать как излучение, сдвинутое по фазе на π на фоне падающей на облако плоской волны, и дальнейшее распространение тени описывать как распространение этого излучения. Тень проецируется на матрицу прибора с зарядовой связью (ПЗС-фотокамеру), где происходит фотографирование. Схема фотографирования атомного газа представлена на рисунке 5.1.



Рисунок 5.1: Схема системы фотографирования газа. При включенных AOMax луч из первого порядка дифракции, проходя через оптоволокно и коллимирующую линзу, направляется в вакуумную камеру, где в дипольной ловушке, образованной в стоячей волне, содержатся атомы. Атомы поглощают излучение и формируют тень, которая с помощью двух последовательных объективов проецируется на матрицу фотокамеры.

При таком подходе на фотографии атомному облаку соответствует провал интенсивности на ненулевом фоне. Для получения информации о величине поглощения, необходимо знать какая интенсивность падала на облако. Для этого делается второй снимок, опорный, после того как атомы выпущены из ловушки и разлетелись. При этом длительность интервала времени между съёмкой основного кадра, сигнального, и кадра без атомов, опорного, во избежание влияния флуктуаций мощности пучка фотографирующего лазера, должна быть минимальной. Метод резонансного поглощения представляется наиболее простым для анализа. Отношение интенсивности в какой-либо точке в луче, прошедшем через облако атомов, и в той же точке в луче, падающем на это облако, позволяет определить величину двумерной плотности атомного газа в этой точке. Действительно, поглощение резонансного излучения в среде двухуровневых атомов описывается известным законом

$$\frac{dI}{dy} = -I\sigma(n_g - n_e),\tag{5.2}$$

носящим имя Бугера–Ламберта–Бера [67]. Здесь I — интенсивность распространяющегося в среде излучения, σ — сечение поглощения перехода, Переменные n_g — населённость основного состояния, n_e — населённость возбуждённого состояния. Для этих величин справедливо равенство: $n_g + n_e = n_3$, где n_3 — локальная плотность атомного газа.

Величины σ и $n_g - n_e$ зависят от величины отстройки по частоте: $\Delta \omega = \omega - \omega_0$, где ω – частота лазера, ω_0 – частота перехода:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \delta^2}, \qquad \delta = \frac{\Delta\omega}{\Gamma/2}, \qquad \sigma_0 = \frac{3\lambda_0^2}{2\pi}, \tag{5.3}$$

где σ_0 — резонансное сечение перехода, Γ — ширина линии атомного перехода, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$, где c — скорость света. Величина $n_q - n_e$ также зависит от интенсивности падающего света:

$$n_g - n_e = \frac{n_3}{1 + I/\left(I_{sat}(1 + \delta^2)\right)},\tag{5.4}$$

где $I_{sat} = 2,54$ мВт/см² — резонансная интенсивность насыщения перехода. Таким образом, выражение для поглощения падающего излучения с учётом отстройки по частоте и насыщения:

$$\frac{dI}{dy} = -I \frac{\sigma_0 n_3}{1 + \delta^2 + I/I_{sat}}.$$
(5.5)

Для расчёта поглощения во всём облаке атомов, с учётом неоднородного распределения трёхмерной плотности атомного газа, нужно проинтегрировать выражение (5.5) вдоль луча, проходящего через облако — вдоль *y*, тогда получается:

$$-\sigma_0 n_2(x,z) = \left(1+\delta^2\right) \ln \frac{I_2(x,z)}{I_0(x,z)} + \frac{I_2(x,z) - I_0(x,z)}{I_{sat}},\tag{5.6}$$

где $n_2(x, y)$ — двумерная плотность атомного газа. $I_0(x, z)$ и $I_2(x, z)$ интенсивности в точке (x, z) на освещённой (y_0) и теневой (y_2) сторонах облака соответственно. Таким образом, сделав измерения распределения интенсивности на освещённой и теневой сторонах облака, можно измерить распределение двумерной плотности атомного газа. Фотографии распределения интенсивности излучения на освещённой и теневой стороне облака представлены на рисунке 5.2 (а) и (б) соответственно. Метод получения фотографий описан в следующем разделе.

5.2 Реализация метода прямого наблюдения атомного газа

5.2.1 Процедура фотографирования атомного газа

Ниже дано описание системы, позволяющей с высоким разрешением производить фотографирование распределения плотности атомного газа. Разрешающая способность оптической



Рисунок 5.2: (а) Пример распределение интенсивности излучения, прошедшего через облако с атомами. $c(j_x, j_z)$ — число отсчётов в пикселе с индексами j_x , j_z матрицы ПЗС-фотокамеры, пропорциональное интенсивности излучения, падающего на этот пиксель.

(б) Распределение интенсивности в луче, подсвечивающем облако с атомами.

системы позволяет фотографировать газ непосредственно в ловушке, без какого-либо предварительного разлёта газа. Такое фотографирование называется прямым наблюдением. Фотографирование осуществляется с использованием метода резонансного поглощения. Непрямые наблюдения, например, наблюдение газа после выпуска его из ловушки и некоторого разлёта, могут быть удобнее: падает плотность газа, не требуется система наблюдения высокого разрешения. Однако интерес представляет состояние газа до начала разлёта. Поэтому для определения изначальных термодинамических параметров газа необходимо учитывать разлёт газа, используя ту или иную теоретическую модель. В случае разлёта сильновзаимодействующего газа, определить начальное состояние в общем случае невозможно, поскольку на данный момент не существует точной модели, описывающей разлёта такого газа. Прямые же наблюдения открывают путь к количественному изучению сильновзаимодействующих систем. Другими словами, прямые наблюдения позволяют извлечь больше информации из системы, чем непрямые.

Для реализации метода резонансного поглощения частота лазера настраивается на резонанс с переходом $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$ атома ⁶Li. Резонансный лазерный луч направляется через систему оптических элементов к вакуумной камере. Перед вакуумной камерой, лазерный луч расширяется так, чтобы вся ловушка с атомами освещалась однородным пучком. Атомы поглощают излучение и в падающем пучке образуется тень. С помощью оптической системы тень проецируется на матрицу ПЗС-фотокамеры. На рисунке 5.1 приведена общая схема системы фотографирования газа.

При фотографировании необходимо создавать импульсы определённой длительности, порядка нескольких микросекунд. Импульсы должны иметь резкие фронты. В качестве затвора, создающего такие импульсы, используется акустооптический модулятор (AOM). Помимо этой функции AOM выполняет ещё и две другие. Первая — AOM используется для создания необходимого для фотографирования сдвига частоты, поскольку частота лазера настроена на функционирование зеемановского замедлителя, т. е. отстроена в красную сторону от частоты резонанса с неподвижными атомами примерно на 30 Г (для получения необходимого сдвига AOM используется в двухпроходном режиме). Вторая — необходимо изолировать оптический канал от проникновения в него резонансного излучения в то время, когда происходит приготовление холодного газа, поскольку резонансное излучение нагревает частицы и приводит к их потере из ловушки. Луч, использующийся для фотографирования, берётся из первого порядка дифракции на AOMe. В режиме приготовления холодного газа этот AOM отключен, и излучение, идущее в первый порядок дифракции, отсутствует. Использование AOMa в многопроходном режиме также позволяет лучше изолировать оптический канал от просачивания в него паразитного излучения. В оптическом тракте используется оптоволокно. Во-первых, это приводит к улучшению качества моды, во-вторых, это дополнительная изоляция холодного газа от резонансного излучения. Используется волокно, обладающее свойством сохранения плоскости поляризации заводящегося в него излучения. Волокно марки *Thorlabs*, модель *P1-630PM-FC*. Такой выбор обусловлен двумя причинами: первая — излучение на выходе волокна линейное и плоскостью поляризации легко управлять вращением волокна вокруг своей оси, поэтому нет необходимости ставить на выходе волокна оптическую систему, создающую необходимую поляризацию. Отсутствие дополнительных оптических элементов приводит к улучшению качества моды. Вторая — по разным причинам в волокне, не обладающем свойством сохранения поляризации, возникают флуктуации угла плоскости поляризации, например, из-за изменения температуры волокна, вслед за изменением температуры воздуха в комнате в течение дня. Оптическая система управления поляризации превращает эти флуктуации во флуктуации интенсивности. Таким образом, использование волокна, сохраняющего поляризацию, позволяет получить более однородный и стабильный пучок лазерного излучения. Это удобно и важно для фотографирования.

Пучок, выходящий из волокна, быстро расширяется. Для компенсации этой расходимости на выходе волокна ставится собирающая линза. Сколлимированный пучок проходит через поляризующую делительную пластину, пропускающую одну линейную поляризацию и отражающую перпендикулярную, и смешивается с трактом вертикального луча МОЛ. В принципе от использования поляризующей пластины в дальнейшем можно отказаться, что также позволит улучшить качество моды. Вместо пластины излучение можно заводить в оптический тракт, с помощью подвижного зеркала, вдвигающегося в тракт в соответствующую фазу эксперимента. После поляризующей пластины, для получения необходимой циркулярной поляризации, излучение пропускается через фазовращающую пластину $\lambda/4$ и направляется на атомы.

Атомы находятся в плоскости объекта оптической системы, описанной в разделе 5.2.2 на стр. 99, осуществляющей 7-ми кратное увеличение. Плоскость изображения этого объектива совпадает с плоскостью объекта следующего, имеющего необходимое увеличение от 1-но до 10-ти кратного. Второй объектив проецирует изображение на матрицу ПЗС-фотокамеры.

При определении плотности газа необходимо иметь две фотографии: с тенью от атомов и без. Пример таких фотографий приведён на рисунке 5.2. Если делать каждую фотографию отдельно, то минимальное возможное время между фотографиями составляет не меньше 20-ти секунд. За это время в системе могут произойти какие-либо изменения, которые проявятся на втором снимке. Например, может изменится мощность лазера, подсвечивающего атомы, тогда плотность атомного облака будет определена с ошибкой. Таким образом, для уменьшения влияния технических флуктуаций необходимо сократить время между фотографиями. Кроме того, время считывания занимает примерно треть времени приготовления холодного газа. Сократив это время, можно увеличить число экспериментов, соответственно, на треть. Возможность управлять сдвигом рядов матрицы фотокамеры позволяет осуществлять технику фотографирования, при которой две фотографии записываются на две половины одной матрицы. В англоязычной литературе эта техника имеет название fast kinetics. Осуществляется она так, что половина матрицы находится в тени специального экрана, в диссертационной работе используется лезвие ножа, находящегося в области объекта объектива №2. Изображение тени облака после первой вспышки формируется на незатенённой части матрицы, затем изображение смещается в область тени ножа примерно за 10 мс, далее производится вторая вспышка, снова формирующая изображение на незатенённой части матрицы, в то время как фотография тени облака находится в тени ножа и не подвержена влиянию второй вспышки. Фотографии распределения интенсивности излучения в сигнальном кадре, т. е. кадре с атомами, и опорном, без атомов, представлены на рисунке 5.2 (а) и (б) соответственной.

В экспериментах используется калиброванная фотокамера фирмы Andor, модель *iKon-M* DU-934N-BV. Известна квантовая эффективность матрицы данной фотокамеры, равная по паспорту для излучения $670 \text{ нм} \approx 95\%^{11}$. Для уменьшения уровня шумов существует возможность охлаждения матрицы до температуры порядка -80° C. Также, как уже было сказано, существует возможность управления процессом считывания данных.

Используемая камера является малошумной. Уровень шумов матрицы при используемой температуре (-80° C) порядка $\approx 10^{-3}$ отсчётов/(пиксель · с). Имеется возможность управлять временем сдвига одного ряда данных по матрице в сторону считывающего регистра. Время сдвига одного ряда варьируется от 11 мкс до 44 мкс. Соответственно скорость сдвига 512 рядов варьируется примерно от 5-х до 20-ти мс. Сдвиг на такую величину необходим при осуществлении техники *fast kinetics*. Размер матрицы фотокамеры $13,3 \times 13,3$ мм², количество пикселей 1024×1024 .

Самая малая скорость считывания данных в считывающем регистре -0.05 МГц, при этом шум считывания также мал ≈ 2 отсчёта/пиксель. Это значение скорости используется при осуществлении фотографирования атомного газа при проведении эксперимента, т. е. тогда, когда малый уровень шумов является принципиальным требованием. При настройке эксперимента используется бо́льшая скорость считывания -2.5 МГц.

В различных экспериментах фотографирование и приготовление газа осуществляется в различных по величине магнитных полях. Эффект Зеемана приводит к тому, что резонансная частота съёмки в различных полях разная. По этой причине в системе фотографирования реализована система управления частотой фотографирующего лазерного луча. Управление осуществляется за счёт системы, описанной в разделе 2.7 на стр. 36: электромагнит, создающий магнитное поле в системе запирания, управляет частотой лазера, поскольку при изменении магнитного поля в ячейке с парами атомов лития-6, сдвигается линия, которая используется для запирания частоты лазера. Значения тока электромагнита ячейки подбирается для каждого интересующего значения магнитого поля в камере с холодными атомами. Метод настройки частоты описан в разделе 5.3.2 на стр. 110.

5.2.2 Разрешающая способность системы фотографирования

Для измерения различных термодинамических параметров газа по его профилю плотности, а также для наблюдения неоднородностей в распределении плотности, вызванных различными эффектами типа наличия вихрей, разделения фаз, звуковых волн и т.п., оптическая система должна иметь разрешающую способность выше, чем масштаб этих неоднородностей. В большинстве экспериментальных установок возможность наблюдения с высоким разрешением ограничена несколькими факторами. Во-первых, оптическая система должна компенсировать аберрации окна вакуумной камеры. Во-вторых, из-за размеров вакуумной камеры рабочее расстояние оптической системы довольно большое — от единиц до десятков см. В созданной экспериментальной установке фотографируемые атомы находятся на расстоянии — 56 мм от окна вакуумной камеры, схема показана на рисунке 5.3. При том что диаметр окна вакуумной камеры ≈ 38 мм, сразу можно оценить максимально возможное разрешение. Так, максимальный угловой размер объектива, видимого из области расположения атомного облака, равен $\Theta \approx 0.2\pi$, а численная апертура, обозначаемая как NA, объектива, который можно поставить для получения максимального разрешения, имеет значение NA = $\sin(\Theta/2) \approx 0.32$. Максимально возможное разрешение системы, согласно критерию

¹⁾Квантовая эффективность — это отношение среднего числа рождённых в пикселе электронов, к среднему числу падающих на пиксель фотонов. В дальнейшем будет использоваться чувствительность матрицы — это отношение среднего числа отсчётов в пикселе к числу падающих на него фотонов. Измерение чувствительности описано в разделе 5.2.6, стр. 107.

Релея [117]: $\delta l_R = 0.61 \lambda / \text{NA} \approx 1.3$ мкм. Этого достаточно для наблюдения отдельных облаков газа, удерживаемого в пучностях стоячей волны, имеющей период 5.3 мкм.



Рисунок 5.3: Схема системы фотографирования. Облака атомов подсвечиваются резонансным излучением, тень в излучении проходит через окно вакуумной камеры и попадает в объектив.

В силу указанных обстоятельств, использование объектива, выпускаемого промышленно объектива не представляется возможным. Для целей фотографирования с высоким разрешением был спроектирован и создан специальный объектив со следующими характеристиками: численная апертура NA = 0,29, 7-ми кратное увеличение, диаметр области зрения ≈ 1 мм. Разрешающая способность объектива по критерию Релея $\delta l_R = 1,4$ мкм, при съемке облаков двумерного газа (полос) эффективная разрешающая способность $\delta l_{R_{2D}} = 1,1$ мкм. Обозначения δl_R и $\delta l_{R_{2D}}$ будут введены в следующем разделе, где также будет обсуждаться разница между ними. Схема созданного объектива представлена на рисунке 5.3.

Согласно критерию Релея, разрешающая способность созданного объектива $\approx 1,4$ мкм. Также разрешающая способность, собранного объектива была измерена по калиброванной тестовой пластине, расположенной от объектива на расстоянии, соответствующем расстоянию между атомами и объективом в экспериментальной установке. При этом между тестовой пластиной и объективом было установлено вакуумное окно. На рисунке 5.4 представлено изображение тестовой пластины стандарта USAF-1951, полученное при фотографировании с использованием созданного объектива. Наименьший масштаб, разрешаемый созданным объективом равен $\approx 0,5$ пар линий/мкм².

В эксперименте производится фотографирование объектов конечной глубины, поэтому эффективное разрешение оптической системы меньше измеренного по тестовой пластине. При построении изображения ненулевой глубины масштабом разрешения называется расстояние

²⁾Разрешение по тестовой пластине стандарта USAF-1951 измеряется в парах линий (пл) на микрон. Разрешающая способность, созданного объектива, таким образом, 1 пара линий на 2 мкм, это означает, что он различает отдельные линии, толщиной 1 мкм. Расстояние между центрами линий, соответственно, 2 мкм.



Рисунок 5.4: Изображение тестовой пластины USAF-1951, расположенной от объектива на расстоянии, равном расстоянию между атомами и объективом в экспериментальной установке. Между пластиной и объективом было установлено окно, аналогичное установленному на вакуумной камере. В красном овале находятся линии, расстояние между серединами которых равно 5,5 мкм, что близко к периоду используемой оптической решётки для удержания атомов (ширина одной линии ≈ 2,25 мкм). В синем штриховом овале находятся линии шириной 1 мкм, соответствующие пределу разрешающей способности объектива.



Рисунок 5.5: Эффективное разрешение оптической системы в зависимости от глубины фотографируемого объекта. Красная точка соответствует разрешению при фотографировании объекта среднеквадратичным радиусом 14 мкм. Это размер облаков, представленных на рисунке 3.6. Эффективное разрешение при построении изображения облаков такого размера $\approx 2,9$ мкм. Разные линии соответствуют объективам с численными апертурами NA = 0,29, 0,15, 0,1 снизу вверх соответственно.

от нуля до первого минимума функции отклика, свёрнутой с распределением поля объекта:

$$A(z') = \int_{-\infty}^{\infty} A(z, y)h(z, z', y)dzdy,$$
(5.7)

где z и z' обозначают пространство объекта и изображения, $A(z, y) = \delta(z)f(y)$ — распределение поля в пространстве объекта, причём f(y) некоторая функция, например, функция Гаусса, y = 0 соответствует плоскости объекта, A(z') распределение поля в пространстве изображения, h(z, z', y) — функция отклика оптической системы в точке z' точечного источника расположенного в точке z и смещённого из области объекта на расстояние y. Осуществляется моделирование в рамках двумерной задачи (z, y), поскольку интерес представляет фотографирование объектов типа полос. Функция отклика подробно вводится, например, в [118]. В случае небольшого смещения из фокуса $y \ll d_0$, где d_0 — расстояние от плоскости объекта до линзы, d_1 — расстояние от линзы до изображения, функция отклика

$$h(z, z', y) = \frac{1}{\lambda^2 d_1} \sqrt{\frac{\lambda}{2y}} \left[1 + i \text{sign}(y)\right] \int_{-D/2}^{D/2} \exp\left(-i\frac{ky}{2d_0^2}\xi\right) \exp\left[-ik\left(\frac{z}{d_0 + y} + \frac{z'}{d_1}\right)\xi\right] d\xi, \quad (5.8)$$

- (-

где D — диаметр апертуры линзы, k — волновой вектор. Зависимость разрешения оптической системы от среднеквадратичного радиуса объекта вдоль оси оптической системы представлена на рисунке 5.5. Видно, что при увеличении глубины объекта разрешение системы падает и эффективно становится равным разрешению оптической системы с меньшей численной апертурой.

5.2.3 Обзор наблюдательных возможностей различных экспериментальных установок

Одним из выносимых на защиту результатов является создание оптической системы высокого разрешения. Утверждается, что созданная оптическая система обладала одной из самых высоких разрешающих способностей на момент создания. Для подтверждения этого утверждения ниже представлен обзор наблюдательных способностей различных экспериментальных установок, в которых осуществляются эксперименты с холодными атомами. В различных статьях авторы определяют разрешение (неидеальность наблюдения, связанную с дифракционным пределом) по-разному.

Для осуществления обзора необходимо обозначить соответствие между различными способами определения разрешения. Прежде всего распределение интенсивности в зоне Фраунгофера при дифракции на круглом отверстии описывается выражением [117]:

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{4J_1(kD/2\sin\theta)}{kD\sin\theta}\right)^2,$$
(5.9)

где k — волновое число, D — диаметр отверстия, θ — угол меду осью оптической системы и точкой наблюдения, J_1 — функция Бесселя первого рода, первого порядка. В случае если расстояние от объекта до оптической системы равно a_i , распределение интенсивности в плоскости изображения будет описываться также формулой (5.9), а её аргумент можно представить в виде

$$k\frac{D}{2}\sin\theta \approx k\frac{D}{2}\frac{r}{a_i} = \xi_f,\tag{5.10}$$

где r — расстояние в плоскости изображения от оси оптической системы до интересующей точки. Также, как и в предыдущем разделе, разрешение, а точнее, некоторый минимальный возможный масштаб, обозначается как δl . Классическим способом определения разрешения оптической системы является определение по Релею

$$\delta l_R = 1,22 \frac{\lambda}{\mathrm{NA}} = 1,22 \frac{\lambda a_i}{D},\tag{5.11}$$

где NA — численная апертура оптической системы. Это определение соответствует размеру функции отклика, определённого как расстояние от центра функции отклика до её первого нуля. Это соответствие легко проверить с помощью выражения (5.10).

Используются также другие способы определения разрешающей способности оптической системы: полная ширина по уровню 1/2 функции отклика — δl_{FWHM} , полуширина по уровню $1/e^2 - \delta l_{e^2}$ и полуширина функции Гаусса, аппроксимирующей функцию отклика — δl_G . Легко проверить, что соотношения между указанными способами следующие:

$$\delta l_R = \frac{\delta l_{FWHM}}{0.84} = \frac{\delta l_{e^2}}{0.67} = \frac{\delta l_G}{0.35}.$$
(5.12)

В данной главе рассчитывается эффективное разрешение оптической системы при построении изображений конечной глубины. При этом осуществляется анализ одномерной задачи дифракции: одно измерение — вдоль оси оптической системы, другое — поперёк. Другими словами, объектив эффективно представляется в виде цилиндрической линзы, а дифракция на его апертуре — это дифракция на щели. Выбор одномерной задачи обосновывается тем, что осуществляется построение изображения полос (облака атомного газа, удерживаемого в ловушке в стоячей волне), дифракция в направлении вдоль полосы заметно меньше, чем поперёк. При этом также пренебрегается уменьшением апертуры «щели» вдоль полосы, поскольку масштаб облака атомного газа « диаметра апертуры объектива. Разрешение в одномерной задаче дифракции, также как и в двумерной, где рассматривается дифракция на отверстии, определяется как расстояние от максимума функции отклика до её первого нуля. Однако в одномерном случае функция отклика имеет вид

$$I(x) = I_0 \left(\frac{\sin Dx/\lambda a_i}{Dx/\lambda a_i}\right)^2,$$
(5.13)

а размер функции отклика, т. е. разрешение по определению Релея будет

$$\delta l_{R2D} = \frac{\lambda a_i}{D} = \frac{\delta l_R}{1,22}.$$
(5.14)

Таким образом, при построении изображений полос, но таких, что их продольный размер всё же \ll размера апертуры оптической системы, разрешение оптической системы эффективно будет выше, чем при построении точечных изображений. Для единообразного подхода к описанию оптических систем, т.е. описанию всех систем с помощью δl_R , результаты расчёта разрешения двумерной модели (в расчётах изображения объектов ненулевой глубины) необходимо умножить на 1,22.

В таблице 5.1 указаны эксперименты, в которых реализованы оптические системы высокого разрешения. Эксперименты №1 и №4 выполнены в идеальных условиях, в том смысле, что осуществляется фотографирование объектов нулевой глубины (отдельных атомов), в то время как в работах №5 и №6 фотографируются облака конечной глубины. Как было описано в разделе 5.2.2, в условиях экспериментов №5 и №6, т. е. при фотографировании объектов конечной глубины, разрешение оптических систем из работ №1 и №4, снизится до значений экспериментов №5 и №6 соответственно.

Исследования бозе-газов атомов начались раньше, чем эксперименты с ферми-атомами. Среди фермионных установок система на момент создания была наилучшей по разрешению. Поскольку разрешение ограничивается размером облака атомов, то имеющееся разрешение фактически оптимальное, и не может быть улучшено при увеличении численной апертуры. Однако к улучшению наблюдательных возможностей приведёт сжимание облака вдоль оси оптической системы. Что и было реализовано в работе [65]. Где эффективное разрешение стало, при тех параметрах состояния газа, $\delta l_R \approx 2.3$ мкм.

Таблица 5.1: Таблица экспериментальных работ по ультрахолодным атомам, в которых была реализована возможность наблюдения с высоким разрешением атомного газа.

N⁰	Дата и ссылка	δl_R (мкм)	Комментарий
1	2007 [119]	0,950	Эксперимент посвящён наблюдению одиночных бозе-атомов цезия-133, находящихся в узлах трёхмерной оптической ре- шётки. Глубина резкости объектива 2,8 мкм, авторы могут наблюдать атомы, находящиеся лишь в одной из плоскостей оптической решётки.
2	2008 [120]	0,12	В данной работе не используется метод резонансного по- глощения, а используется метод электронной сканирующей микроскопии. Процесс фотографирования представляет собой сканирование узким (120 нм) электронным пучком. Эта рабо- та указана здесь из-за рекордной разрешающей способности представленного метода фотографирования, однако такой ме- тод имеет очевидные недостатки, в первую очередь это то, что время, затрачиваемое на построение изображения облака, в сотни раз превышает время при фотографировании методом резонансного поглощения.
3	2006 [121]	3	В этой работе осуществляется наблюдение облаков ферми-газа атомов лития-6. В самой работе о разрешении оптической системы ничего не говорится, кроме того, что его не доста- точно для измерения распределения плотности в поперечном направлении веретенообразной ловушки с атомами. В работе той же группы 2010-го года [122] для разрешения оптической системы приводится цифра 3 мкм. Однако это значение чисто для оптической системы, без учёта конченой глубины облака.
4	2009 [123]	0,7	В этой работе, также как и в работе №1 осуществляется наблюдение одиночных атомов, удерживаемых в узлах оптической решётки. В этой работе эксперименты осуществляются с бозе-атомами рубидия-87.
5	Работа соискателя 2010 25 апр. [66], 15 июля [98]	2,9	Разрешение указано для фотографирования облака атомного газа конечного размера вдоль луча зрения оптической системы и фактически определяется этим размером. Оптимальная разрешающая способность созданного объектива, для фотографирования объектов нулевой глубины, по критерию Релея составляет $\delta l_R = 1,4$ мкм.
6	2010 19 июля [124]	2,7	В этой работе разрешение оптической системы 2,7 мкм много хуже, чем в работах №№1–3, однако она указана здесь, по- скольку в ней эксперименты осуществляются с ферми-атомами лития-6, удерживаемыми в веретенообразной оптической ло- вушке и фотографирование производится облака атомного га- за, а не отдельных атомов. Эти условия наиболее близки к условиям, в которых выполняются эксперименты в настоящей диссертационной работе.

5.2.4 Настройка резкости оптической системы

ПЗС должна быть установлена так, чтобы плоскость матрицы совпадала с плоскостью изображения атомного облака. Изображение строится оптической системой. Другими словами, должна быть настроена резкость оптической системы. Ошибка в настройке резкости приведёт к размытию изображения и неправильному измерению распределения плотности, а в месте с ним к неправильному измерению температуры и других параметров газа. Например, холодное облако газа, удерживаемое в ловушке, имеет резкие края. Размытие этих краёв вследствие расфокусировки приведёт к тому, что измерение температуры облака будет ошибочным. Измерению температуры посвящён раздел 6, стр. 125.

Настройка резкости осуществляется согласно следующему принципу. Первичная настройка осуществляется по уменьшению видимого размера облака атомов, при движении фотокамеры, т. е. при движении плоскости изображения, вдоль луча. Из опыта следует, что неточность такой настройки довольно высока: в интервале ≈ 3 мм не удаётся определить положение установки камеры при котором размер облака минимален. При семикратном увеличении объектива это соответствует интервалу в пространстве объекта величиной ≈ 60 мкм, что зачастую оказывается больше соответствующего размера облака атомов. Для более точной настройки используется эффект линзирования падающего излучения облаком атомов. При отстройке частоты лазера от резонансной, показатель преломления среды отличается от единицы. Распределение плотности похоже по форме на линзу. Таким образом, в зависимости от знака отстройке частоты излучения от резонанса, облако атомов будет эффективно влиять на излучение либо как рассеивающая линза, либо как собирающая. Если оптическая система настроена верно, то эффект от линзирования пропадает, даже при ненулевой отстройки частоты от резонанса.

Показатель преломления среды можно представить в виде комплексной функции частоты:

$$\tilde{n}_r(\omega) = n_r(\omega) + i\chi_r(\omega), \qquad (5.15)$$

где действительная часть описывает дисперсию в среде, а мнимая поглощение.

Нормированные зависимости действительной и мнимой части показателя преломления от частоты показаны на рисунке 5.6. В случае если оптическая система не настроена, т. е.



Рисунок 5.6: Нормированные профили величин показателей поглощения и преломления от отстройки. n — показатель преломления (фиолетовый), χ — показатель поглощения (синий), $\delta = 2(\omega - \omega_0)/\Gamma$, С — не зависящий от частоты общий действительный множитель функций $n(\delta)$ и $\chi(\delta)$.

расстояние между экраном и плоскостью изображения $\neq 0$, то размер изображения меняется при изменении частоты съёмки. Если оптическая система настроена, то размер изображения

не меняется при отстройке. Действительно, если каждый атом, находящийся в плоскости объекта, рассматривать как точечный источник рассеянной волны, то линза, находящаяся тут же, изменит угол распространения рассеянных лучей относительно оптической оси, но в случае, если оптическая система настроена, то изменение угла, не приведет к изменению положения изображения. Фазовый фронт при этом у изображения не будет плоским.

При фотографировании распределения плотности газа, удерживаемого в стоячей волне важно чтобы лучи, образующие стоячую волну, были перпендикулярны оси оптической системы. В противном случае изображение стоячей волны будет иметь области нечёткого изображения. Если представить, что свет дифрагирует на бесконечной решётке, то в области за решёткой будет наблюдаться эффект Тальбо [125]. Будет наблюдаться периодическое полное восстановление распределения поля в области за решёткой на пространственных периодах равных расстоянию Тальбо: $z_T = d^2/\lambda$, где d — период решётки, равный 5,3 мкм. Оптическая система воспроизводит это распределение, увеличенное примерно в 7 раз, в плоскости изображения. Если плоскость изображения и плоскость решётки не параллельны, но пересекаются, то на экран попадёт срез распределения поля Тальбо, т. е. участки, где изображение стоячей волны восстановлено и где нет. Такие участки будут чередоваться. По количеству и протяжённости этих участков можно судить об угле между экраном и стоячей волной. Настройка осуществляется так, чтобы каждое облако стоячей волны было видно чётко.

5.2.5 Определение увеличения оптической системы

Оптическая система строит увеличенное изображение распределения интенсивности излучения, прошедшего через облако атомов. Изображение проецируется на матрицу фотокамеры. Матрица фотокамеры состоит из светочувствительных ячеек квадратной формы, все ячейки имеют одинаковый размер 13 мкм × 13 мкм. Ячейку в дальнейшем будем называть пикселем. Сигнал в каждом пикселе определяется величиной потока излучения, проходящего через его поверхность. В результате процедуры фотографирования имеется два массива распределения интенсивности излучения при наличии атомов и при их отсутствии соответственно, j_x и j_z - индексы столбцов и строк матрицы фотокамеры соответственно. По измеренным интенсивностям определяется распределение плотности — $n_2(j_x, j_z)$. Для правильного определения числа частиц необходимо определить размер, соответствующий размеру пикселя в области объекта. Другими словами, необходимо измерить увеличение оптической системы. Введём обозначения Δx и Δz , определяющие размеры одного пикселя по вертикали и по горизонтали в плоскости объекта.

Важно правильно определить величины Δx и Δz , поскольку ошибка в измерении числа частиц квадратично зависит от ошибки определения размера пикселя. Действительно, число число удерживаемых в ловушке частиц определяется суммированием распределения плотности $n_2(j_x, j_z)$:

$$N = \sum_{j_x=1, j_z=1}^{j_x \max, j_z \max} n_2(j_x, j_z) \Delta x \Delta z.$$
 (5.16)

Для измерения размера пикселя была сделана серия фотографий стоячей волны, удерживающей атомы. Пример представлен на рисунке 5.7. При суммировании значений внутри столбцов получается одномерный профиль стоячей волны. Затем осуществляется аппроксимация полученного профиля синусоидой, где одним из подгоночных параметров является период структуры. Другими словами, имеется набор чисел $n_1(i)$, соответствующий одномерному профилю распределения плотности атомного газа вдоль направления z. Этот профиль аппроксимируется функцией $sin(k_z \cdot i)$, где k_z является подгоночным параметром.



Рисунок 5.7: Фотография газа, удерживаемого в ловушке в стоячей волне. Это пример фотографии по которой осуществляется определение увеличения оптической системы.

Период структуры равен $2\pi/k_z$, т. е. это число определяет сколько пикселей приходится на один период стоячей волны. Пример распределения $n_1(i)$ и аппроксимации его синусоидой представлен на рисунке 5.8. Стоячая волна образована лазером на углекислом газе, имеющего



Рисунок 5.8: Пример аппроксимации синусоидой одномерного профиля распределения плотности атомного газа $n_1(z)$, удерживаемого в ловушке в стоячей волне. Синим обозначен профиль распределения плотности атомного газа, красным результат аппроксимации.

длину волны 10,6 мкм, период стоячей волны известен и равен 5,3 мкм. Таким образом, становится известен размер пикселя в микронах. Измеренный эффективный размер пикселя при различных конфигурациях оптических составлял от 0,5 мкм до 1,7 мкм.

Всего было сделано 11 фотографий и по каждой измерен размер пикселя. Разброс получившихся значений меньше 0,1%. Ошибка определения размера пикселя может исходить из того, что на разных частях фотографии период разный, например, из-за неортогонального положения камеры или ловушки с атомами к оси оптической системы. При определении периода профиля, подгоняя лишь левую или правую его часть, получаются разные значения отличающийся друг от друга в среднем на 0,3%, что приводит к ошибке измерения числа частиц равной 0,3%.

5.2.6 Определение чувствительности матрицы ПЗС

Используемый в эксперименте прибор с зарядовой связью имеет квантовую эффективность отличную от 1. Падающие на матрицу фотоны рождают в ней фотоэлектроны. Процесс считывания фотоэлектронов также не идеальный. В среднем на 1 фотоэлектрон появляется меньше, чем 1 отсчёт. Обозначим буквой *q* полную чувствительность видеокамеры, т. е. отношение числа появившихся отсчётов к числу падающих фотонов. Калибровка чувствительности матрицы, т. е. измерение числа q, было выполнена двумя способами. Первый — измерение интенсивности луча по калиброванному датчику и сравнение этого числа с числом отсчётов на матрице фотокамеры, рождённых пучком такой же интенсивности. При этом важно контролировать длительность импульса, посылаемого на матрицу фотокамеры.

Другой метод состоит в измерении статистики отсчётов. Как известно статистика фотонов лазерного излучения на временах больших, чем время когерентности лазера, подчиняются статистике Пуассона [126]. Для этого распределения характерно, что среднее число фотонов $\overline{n_{ph}}$ в лазерном поле и средний квадрат флуктуации $\overline{(\Delta n_{ph})^2} = \sum_{i=1}^{N} (n_i - \bar{n}_{ph})^2 / N$, где n_i число фотонов в *i*-ом измерении, связаны соотношением:

$$\overline{(\Delta n_{ph})^2} = \overline{n_{ph}}.$$
(5.17)

Если эффективность фотокамеры считать q, т. е. для среднего числа отсчётов в j_x, j_z -ом пикселе матрицы справедливо $\overline{c}(j_x, j_z) = q \overline{n_{ph}}(j_x, j_z)$, а $\overline{\Delta c^2}(j_x, j_z) = q^2 \overline{\Delta n_{ph}^2}(j_x, j_z)$, а отношение:

$$\frac{\overline{\Delta c^2}(j_x, j_z)}{\overline{c}(j_x, j_z)} = q \frac{\overline{\Delta n_{ph}^2}(j_x, j_z)}{\overline{n_{ph}}(j_x, j_z)} = q.$$
(5.18)

Таким образом, наклон линии $\overline{\Delta c^2}$ от \bar{c} является эффективностью камеры. Измеренное обоими способами значение эффективности матрицы составляет:

$$q = \frac{1}{1,35} \frac{\text{отсчётов}}{\phi \text{отон}}.$$
(5.19)

5.3 Одночастичные и фоновые эффекты, влияющие на измерение плотности

5.3.1 Разгон атомов резонансным излучением, выход из резонанса

Кроме отстройки по частоте и насыщения перехода, существует ещё множество эффектов, которые влияют на величину поглощения излучения в облаке атомов. По влиянию этих эффектов на величину измеренной плотности основные из них:

a) разгон атомов резонансным излучением и увеличение отстройки по частоте вследствие эффекта Доплера;

б) из-за того, что атом не идеально двухуровневый, возможен уход в нерезонансное, «тёмное» состояние;

в) из-за неидеальности оптических элементов и неидеальности совмещения направления луча с направлением магнитного поля в луче присутствует нерезонансная поляризация;

г) дифракционная расходимость тени атомов;

д) флуоресценция атомов. Помимо этого существуют эффекты коллективного взаимодействия вещества со светом, описанные в разделе 5.4 на стр. 119. При измерении поглощения необходимо также учитывать засветку матрицы фотоаппарата фоновым светом.

При поглощении фотона атом приобретает импульс, равный $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, где $\vec{k} = (2\pi/\lambda) \vec{s}_0$ — волновой вектор падающего фотона, а \vec{s}_0 — единичный вектор в направлении вектора Пойнтинга. Спонтанно релаксирующий атом излучает фотон в случайном направлении. Таким образом, при рассеянии фотонов из направленного пучка, атом приобретает, в среднем, импульс, направленный в сторону распространения падающих фотонов.

Пусть F обозначает плотность направленного потока фотонов, т. е. число фотонов, пролетающих через единичную площадь в единицу времени. Приобретаемый за время dt средний
импульс равен разности импульсов приобретаемых при поглощении падающего фотона и при вынужденном излучении фотона:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \hbar \vec{k} \frac{(n_g - n_e)}{n_3} \sigma F, \qquad (5.20)$$

Здесь предполагается, что значения населённостей состояний атома $-n_g$ и n_e от времени не зависят, т. е. $dn_q/dt = 0$. Тогда уравнение баланса населённостей предстанет в виде:

$$\sigma F(n_g - n_e) = n_e \Gamma, \tag{5.21}$$

где Г — ширина линии атомного перехода. Совмещая уравнения (5.20) и (5.21), для приращения среднего импульса получается:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \hbar \vec{k} \frac{n_e}{n_3} \Gamma.$$
(5.22)

Приращение средней скорости $d\vec{V} = d\vec{p}/m$, где m — масса атома ⁶Li.

Из-за эффекта Доплера частота фотона ω в системе отсчёта атома, движущегося со скоростью V навстречу фотону, отстроена вверх от частоты фотона ω_0 в лабораторной системе отсчёта, на величину:

$$\omega - \omega_0 = kV, \tag{5.23}$$

Учитывая зависимость заселённости верхнего уровня от интенсивности и отстройки по частоте, из соотношения (5.22) получаем уравнение для изменения скорости частицы

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\hbar\Gamma k}{2m} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2kV/\Gamma)^2},\tag{5.24}$$

где I_{sat} — интенсивность насыщения. Решение этого уравнения получаем, выполняя интегрирование и выбирая действительный корень получившегося кубического уравнения. Таким образом, за время t атом в среднем разгоняется до скорости

$$V(t) = \frac{\Gamma\sqrt{1+I/I_{sat}}}{2k} \left[\left(\Theta + \sqrt{\Theta^2 + 1}\right)^{1/3} - \left(\Theta + \sqrt{\Theta^2 + 1}\right)^{-1/3} \right], \text{ где } \Theta = \frac{3I/I_{sat}\hbar k^2 t}{2m(1+I/I_{sat})^{3/2}}$$
(5.25)

Для расчёта уменьшения поглощения из-за ускорения облака атомов, используем то, что за время t атомом будет в среднем рассеяно $N_{sc}(t) = mV(t)/\hbar k$ фотонов. Гипотетический неподвижный (закреплённый) атом за время t рассеет $N_{sc}^0(t) = t(\Gamma/2)(I/I_{sat})/(1 + I/I_{sat})$ фотонов. Поглощение излучения в облаке есть число рассеянных облаком фотонов. Уменьшение поглощения из-за ускорения будет равно уменьшению числа рассеянных фотонов. Таким образом, в случае, если в начальный момент времени лазерный пучок был в резонансе с переходом неподвижных атомов, то за время t относительное уменьшение поглощения излучения в облаке атомов, то за время t относительное уменьшение поглощения излучения в облаке атомов, то за время t относительное уменьшение поглощения излучения в облаке атомов определяется множителем:

$$\gamma_{acc}(t) = \frac{N_{sc}^0(t)}{N_{sc}(t)}.$$
(5.26)

Множитель $\gamma_{acc} \rightarrow 1$ при $t \rightarrow 0.$

С учётом этого процесса плотность атомного газа вместо формулы (5.6) определяется с помощью формулы

$$-\sigma_0 n_2(x,z) = \gamma_{acc} \left[\left(1 + \delta^2\right) \ln \frac{I_2(x,z)}{I_0(x,z)} + \frac{I_2(x,z) - I_0(x,z)}{I_{sat}} \right].$$
 (5.27)

Величина множителя γ_{acc} зависит от начальной отстройки частоты съёмки лазера. Этот множитель имеет значение ближе к 1, если изначально лазер немного отстроен от резонанса вверх по частоте, чем если изначально настроен точно на резонанс. Подробно об этом речь пойдёт в следующем разделе.

5.3.2 Настройка частоты излучения для съёмки

В разделе 2.9 на стр. 46 обсуждалось управление величиной межчастичного взаимодействия с помощью внешнего магнитного поля. По этой причине съёмка облаков атомов производится при различных значениях величины магнитного поля. Из-за эффекта Зеемана частота перехода в различных магнитных полях разная. Поэтому для каждого значения магнитного поля необходимо подбирать значение частоты лазера.

В экспериментах реализовано два режима съёмки. При подсвечивании атомов длинными, по сравнению со временем рассеивания одного фотона, импульсами высокой интенсивности $I/I_{sat} \approx 1$, и при подсвечивании короткими импульсами малой интенсивности. При фотографировании в первом режиме съёмки, за время экспозиции атом рассеивает большое количество фотонов и разгоняется до скорости при которой поглощение падает в несколько раз. Если изначально лазер отстроен вверх по частоте, по сравнению с атомным переходом, то разгоняясь, атом сначала попадёт в резонанс с лазером, а затем снова из него выйдет, рассеивая при этом большее количество фотонов по сравнению со случаем, когда лазер изначально настроен точно на переход. Величина отстройки определяется временем экспозиции и интенсивностью лазерного луча.

Настройка частоты лазера осуществляется по поиску максимума видимых атомов при одинаковом их количестве в ловушке. Таким образом, если настройка частоты лазера осуществляется в первом режиме съёмки, то после настройки частота лазера будет отстроена вверх от резонансной частоты перехода. Для расчёта поправки к видимому числу частиц, связанной с разгоном атомов, считается, что скорость атомов растёт монотонно, и, в момент времени равном половине времени экспозиции отстройка становится равной нулю. Тогда для поправки имеем:

$$\gamma_{acc} = \frac{N_{sc}^{0}(\tau_{exp})}{2N_{sc}(\tau_{exp}/2)},$$
(5.28)

где au_{exp} — время экспозиции.

Если настройка частоты лазера осуществляется во втором режиме, т. е. съёмка короткими неинтенсивными импульсами, то для расчёта поправки к видимому числу частиц используется формула (5.26) с $t = \tau_{exp}$.

5.3.3 Нерезонансная поляризация в излучении подсветки атомов

Величина измеренной плотности может быть искажена наличием в излучении нерезонансной компоненты. Действительно, пусть доля нерезонансной компоненты составляет ϕ , т. е. интенсивность нерезонансной компоненты

$$I_{nr} = \phi I_{0\,mes},\tag{5.29}$$

где $I_{0\,mes}$ — измеренная интенсивность излучения, падающего на облако. Нерезонансная компонента проходит сквозь облако и содержится как на кадре с атомами, так и на опорном кадре. Таким образом, для измеренных интенсивностей справедливо:

$$I_{2mes} = I_2 + \phi I_{0mes}, \qquad I_{0mes} = I_0 + \phi I_{0mes}, \tag{5.30}$$

где I_{2mes} — измеренная интенсивность выходящего из облака излучения, I_0 и I_2 — интенсивности резонансной доли падающего излучения и прошедшего через облако с атомами соответственно. В результате в уравнении (5.6) появляется ошибка величиной

$$\delta n_2 = \frac{I_0 - I_2}{I_2 I_0} \phi I_{0 \,mes}. \tag{5.31}$$

 $I_0 = I_{0\,mes}(1-\phi), I_2 = I_{2\,mes} - \phi I_{0\,mes}$. Уравнения (5.31) представляет собой ошибку определения плотности при наличии нерезонансной поляризации, но отсутствия её учёта. Видно, что ошибка линейна по ϕ , а также тем больше, чем больше поглощение.

Для иллюстрации величины ошибки, будем считать, используя характерные для эксперимента значения, что доля поглощённого излучения равна 50%, а примесь нерезонансной поляризации равна 3%. Тогда относительная ошибка определения плотности будет составлять 4%. Для учёта ошибки вносится соответствующая поправка.

Вместо формулы (5.6) для определения плотности поглощающего облака атомов должна использоваться формула, учитывающая, что в падающем пучке интенсивности $I_{0 mes}$, есть нерезонансная компонента $\phi I_{0 mes}$, и такая же компонента содержится в прошедшем пучке интенсивности $I_{2 mes}$. Эта формула имеет вид:

$$-\sigma_0 n_2(x,z) = (1+\delta^2) \ln \frac{I_{0\,mes}(x,z)(1-\phi)}{I_{2\,mes}(x,z) - \phi I_{0\,mes}(x,z)} + \frac{I_{2\,mes}(x,z) - I_{0\,mes}(x,z)}{I_{sat}}.$$
 (5.32)

Нерезонансная компонента в падающем луче может появляться по нескольким причинам, основные из них: неидеальность работы фазовращателя, направление распространения подсвечивающего атомы луча не строго параллельно направлению линий магнитного поля в области атомов, т. е. в базисе магнитного поля, используемого для описания состояний атома, излучение содержит продольную поляризацию, являющуюся нерезонансной.

Доля нерезонансной поляризации измерена в эксперименте, суть которого состоит в том, что на очень плотное облако атомов посылается лазерный луч, использующийся при фотографировании. В таких условиях вся измеренная интенсивность излучения в области тени атомов может считаться интенсивностью нерезонансной компоненты. Такой подход реализован в настоящем эксперименте, где оптическая толщина (OD) атомного облака, вдоль луча, проходящего через центр облака достигала значения OD ≈ 5 . Измеренное значение $\phi = 0.03$, т. е. нерезонансная поляризация составляет около 3% от полной интенсивности. При этом флуоресценция облака не учитывается, т.к. облако оптически плотное и излучение флуоресценции не проходит сквозь облако атомов.



Рисунок 5.9: Зависимость величины отношения интенсивностей прошедшего излучения и падающего от оптической толщины облака атомного газа. Красная линия — случай когда в падающем излучении есть примесь нерезонансного излучения величиной $\phi = 5\%$, синяя штриховая линия — доля интенсивности нерезонансного излучения ($\phi = 5\%$), чёрная линия — случай когда все падающее излучение является резонансным $\phi = 0$.

Для проведения эксперимента необходимо приготовить плотное облако атомов OD > 1. Для этих целей осуществляется приготовление максимально возможного числа атомов при минимальной температуре. Удобно приготовить газ в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации. Это состояние имеет минимальный пространственный размер, что приводит

к повышению плотности. Для дальнейшего увеличения плотности осуществляется сжатие облака газа за счёт увеличения глубины ловушки.

В случае если в эксперименте не удаётся приготовить плотное облако, то для определения доли нерезонансной компоненты возможно использовать следующий метод. Как видно из уравнения (5.31) при малом поглощении, т. е. при малой плотности атомного газа влияние неправильной поляризации на результат измерения плотности пренебрежимо мало. Таким образом, в пределе неплотного облака измерение величины поглощения I_{2mes}/I_{0mes} , а следовательно, и величины OD, ошибки не содержит. Контролируемо увеличивая глубину потенциала, можно контролируемо увеличить плотность атомного газа, т. е. связать величину OD и глубину потенциала. Тогда долю неправильной поляризации можно определить по зависимости I_{2mes}/I_{0mes} от OD.

На рисунке 5.9 показано сравнение зависимостей величины поглощаемого света от плотности облака при наличии и при отсутствии нерезонансной поляризации — случаи $\phi \neq 0$ и $\phi = 0$ соответственно. Измеренная зависимость I_{2mes}/I_{0mes} , представленная на графике с вертикальной логарифмической шкалой является линейной в случае $\phi = 0$ и не является линейной в случае $\phi \neq 0$. Доля нерезонансной поляризации определяется путём аппроксимации измеренной зависимости формулой:

$$\frac{I_{2\,mes}}{I_{0\,mes}} = \phi + (1 - \phi)e^{-\text{OD}},\tag{5.33}$$

где ϕ является подгоночным параметром.

Из рисунка 5.9 также видно, что при OD ≈ 5 (случай реализованный в эксперименте) с большой точностью величина измеренного излучения в области тени атомов равна величине нерезонансной поляризации.

5.3.4 Уход в тёмное состояние и влияние нерезонансного состояния

В разделе 2.2.3 на стр. 24 обсуждались циклические переходы в атоме 6 Li. Используемые для фотографирования переходы близки циклическими, но не являются чисто таковыми. Это обстоятельство сказывается на величине поглощаемого излучения и, следовательно, определяемой плотности. Однако в диссертационной работе отличие системы от чисто двухуровневой не является большим, и оно рассматривается как поправка. Ниже приведён метод учёта уменьшения поглощения из-за того, что структура энергетических уровней атома не является двухуровневой.

Фотографирование распределения плотности атомного газа осуществляется в магнитном поле. В этих условиях состояния основного уровня атома лития-6, представленные в базисе $|m_J, m_I\rangle$, выглядят следующим образом:

$$|1\rangle = \sin \Theta_{+} |1/2, 0\rangle - \cos \Theta_{+} |-1/2, 1\rangle$$
 (5.34)

$$|2\rangle = \sin \Theta_{-} |1/2, -1\rangle - \cos \Theta_{-} |-1/2, 0\rangle$$
 (5.35)

$$|3\rangle = |-1/2, -1\rangle$$
 (5.36)

$$|4\rangle = \cos \Theta_{-}|1/2, -1\rangle + \sin \Theta_{-}|-1/2, 0\rangle$$
 (5.37)

$$|5\rangle = \cos \Theta_+ |1/2, 0\rangle + \sin \Theta_+ |-1/2, 1\rangle$$
 (5.38)

$$|6\rangle = |1/2,1\rangle,\tag{5.39}$$

где величины $\cos \Theta_{\pm}$ и $\sin \Theta_{\pm}$, определены выражениями (2.10). Удобно пользоваться базисом $|m_J, m_I\rangle$ для описания переходов. Итак, процедура приготовления газа такова, что изначально атом находится в состоянии $|1\rangle$ или $|2\rangle$. Как видно из (5.34), эти состояния являются суперпозицией различных состояний в базисе $|m_J, m_I\rangle$. При фотографировании лазерный

луч настраивается на переход лишь из одного состояния из суперпозиции. Если интересуют атомы, находящиеся в состоянии $|1\rangle$, то луч настраивается на переход $|2^2S_{1/2}, m_J = -1/2, m_I = 1\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, m'_J = -3/2, m'_I = 1\rangle$, если в состоянии $|2\rangle$, то на переход $|m_J = -1/2, m_I = 0\rangle \rightarrow |m'_J = -3/2, m'_I = 0\rangle$. Для съёмки используется луч с поляризацией σ_- . В состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$, таким образом, остаются компоненты $|m_J = 1/2, m_I = 0\rangle$ и $|m_J = 1/2, m_I = -1\rangle$ соответственно, возбуждение из которых с помощью настроенного лазера невозможно – нерезонансные компоненты. Их доля, при значениях используемых магнитных полей (B = 100 - 1000 Гаусс), составляет несколько процентов. В отличие от ситуации с основным уровнем, состояния базиса $|m_J, m_I\rangle$ однозначно описывают состояния сверхтонкой структуры возбуждённого уровня, в условиях использующихся величин магнитных полей. В поле 528 Гаусс $\sin^2 \Theta_+ \approx 0,006$, $\sin^2(\Theta_-) \approx 0,008$, в поле 1000 Гаусс $\sin^2 \Theta_+ \approx 0,0002$, $\sin^2(\Theta_-) \approx 0,008$.

Состояние $|1\rangle$ является суперпозицией состояний $|m_J = -1/2, m_I = 1\rangle$ и $|m_J = 1/2, m_I = 0\rangle$. Возбуждение осуществляется с помощью лазера, настроенного на резонанс с переходом из одной, из двух компонент состояния $|1\rangle$. При возбуждении атома на переходе $|m_J = -1/2, m_I = 1\rangle \rightarrow |m'_J = -3/2, m'_I = 1\rangle$, не происходит возбуждения на переходе $|m_J = 1/2, m_I = 0\rangle \rightarrow |m'_J = -1/2, m'_I = 0\rangle$, поскольку частота этих переходов, переходов сильно различная. Действительно, смещение уровней энергии из-за влияния магнитного поля, при больших его значениях можно оценить как:

$$\Delta E_{m_I} = \mu_B \left(g'_J m'_J - g_I m_I \right) \Delta B, \tag{5.40}$$

тогда, для простоты считая, что в обоих случаях $m_I = 0$, а поле B = 300 Гаусс, разность сдвигов уровней составляет примерно 3,5 ГГц, что много больше ширины линии генерации лазера и ширины перехода.

Пусть \hat{d} — оператор дипольного момента перехода. В рассматриваемом случае падающее на атомы излучение имеет σ_{-} поляризацию. Таким образом, при возбуждении атома величина орбитального момента l изменяется на 1, а проекции орбитального момента на -1. Величина дипольного момента интересующего перехода определяется формулой:

$$d = \left| \langle 2^2 P_{3/2}, m'_J = -3/2 | \hat{d} | 2^2 S_{1/2}, m_J = -1/2 \rangle \right|.$$
(5.41)

Обозначим возбуждённые состояния атома в используемых переходах как:

$$|a\rangle \equiv |2^2 P_{3/2}, m'_J = -3/2, m'_I = 1\rangle, \qquad |b\rangle \equiv |2^2 P_{3/2}, m'_J = -3/2, m'_I = 0\rangle$$
(5.42)

В соответствии с разделом 2.2, дипольный момент перехода из состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ на уровни $|a\rangle$ и $|b\rangle$:

$$\left| \langle a | \hat{d} | 1 \rangle \right|^2 = d^2 \cos^2 \Theta_+; \tag{5.43}$$

$$\left| \langle b | \hat{d} | 2 \rangle \right|^2 = d^2 \cos^2 \Theta_-, \tag{5.44}$$

соответственно. Фактически множители $\cos^2 \Theta_+$ и $\cos^2 \Theta_-$ определяют эффективное уменьшение вероятности поглощения из-за наличия нерезонансной компоненты.

При спонтанной релаксации атом может уходить из состояния $|a\rangle$ в состояние $|1\rangle$ или $|5\rangle$, а из состояния $|b\rangle$ в состояние $|2\rangle$ или $|4\rangle$. Состояния $|5\rangle$ и $|4\rangle$ содержат примесь состояний $|m_J = -1/2, m_I = 1\rangle$ и $|m_J = -1/2, m_I = 0\rangle$ соответственно. Относительные вероятности переходов будут определяться следующими формулами:

$$\frac{1}{d^2} \left| \langle a | \hat{d} | 1 \rangle \right|^2 = \cos^2 \Theta_+ \qquad \frac{1}{d^2} \left| \langle b | \hat{d} | 2 \rangle \right|^2 = \cos^2 \Theta_- \tag{5.45}$$

$$\frac{1}{d^2} \left| \langle a | \hat{d} | 5 \rangle \right|^2 = \sin^2 \Theta_+ \qquad \frac{1}{d^2} \left| \langle b | \hat{d} | 4 \rangle \right|^2 = \sin^2 \Theta_-.$$
(5.46)

Состояния $|5\rangle$ и $|4\rangle$ являются тёмными, поскольку частота излучения такова, что не происходит возбуждения атомов из состояния $|5\rangle$ или $|4\rangle$ в состояние $|1\rangle$ или $|2\rangle$ соответственно. Схема ухода атома в тёмное состояние представлена на рисунке 5.10.



Рисунок 5.10: Схема ухода атома в тёмное состояние. Атом, находящийся в состоянии $|1\rangle$, возбуждается лазером, настроенным на переход из одной, из компонент состояния $|1\rangle - |m_J = -1/2, m_I = 1\rangle$ в состояние $|m_J = -3/2, m_I = 1\rangle$. Из возбуждённого состояния при спонтанной релаксации атом может попасть как в состояние $|1\rangle$, так и в состояние $|5\rangle$. Последнее состояние, в описываемом эксперименте, является тёмным.

Если бы основное состояние атома было $|m_J = -1/2, m_I = 1\rangle$ или $|m_J = -1/2, m_I = 0\rangle$, и не было бы влияния от тёмного состояния, т. е. атом был бы чисто двухуровневый, то среднее число рассеянных фотонов каждым атомом определялось бы как:

$$N_{sc}^{0} = \frac{\Gamma t}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat}}.$$
(5.47)

При имеющихся параметрах съёмки $I/I_{sat} \approx 0.4$ и t = 4 мкс двухуровневый атом в среднем рассеивает 21 фотон. $N_{sc}^0 = 21$. Из-за наличия нерезонансной компоненты и тёмного состояния реальное число рассеянных фотонов будет меньше. Это число можно определить с помощью следующей модели. Допустим, атом совершает N_{ph}^0 циклов возбуждения-релаксации, в данном случае $N_{ph}^0 = 21$. При этом на каждом цикле существует вероятность не возбудиться из-за влияния нерезонансной примеси, а если атом возбудился, то существует вероятность при релаксации попасть в тёмное состояние. С каждым циклом вероятность обнаружить частицу в тёмном состоянии увеличивается, а вероятность рассеять фотон на следующем цикле, соответственно, уменьшается.

Сделаем оценку величины эффекта влияния нерезонансной компоненты и тёмного состояния для атома, находящегося изначально в состоянии $|1\rangle$. Обозначим вероятность атома оказаться в резонансном состоянии как $\cos^2 \Theta_+$ эта же величина определяет вероятность вернуться из возбуждённого состояния обратно в резонансное. Вероятность возбудиться при поглощении фотона и затем вернуться в состояние $|1\rangle$ равняется, соответственно $\cos^2 \Theta_+ \cdot \cos^2 \Theta_+$, где первый множитель связан с вероятностью обнаружить атом в резонансном состоянии при возбуждении, а второй с вероятностью не попасть в тёмное состояние. Вероятность поглотить второй фотон равняется $\cos^4 \Theta_+ \cdot \cos^2 \Theta_+$ и т.д. Таким образом, среднее число поглощённых фотонов за N_{ph}^0 циклов:

$$N_{sc} = \sum_{n=1}^{N_{ph}^{0}} \cos^{2(2n-1)} \Theta_{+} = \frac{\cos^{2} \Theta_{+} (1 - \cos^{4} \cdot N_{sc}^{0} \Theta_{+})}{1 - \cos^{4} \Theta_{+}}.$$
(5.48)

В поле 500 Гаусс величина $\cos^2 \Theta_+ \approx 0,993$ и среднее число рассеянных фотонов будет примерно равно 20,14. Введём величину:

$$\gamma_{dark} = \frac{N_{sc}}{N_{sc}^0}.$$
(5.49)

Пусть I_0 — интенсивность входящего излучения, а $I_{2\,mes}$ — измеренная интенсивность выходящего из облака излучения, I_2 — значение интенсивности выходящего излучения в случае, если бы атом был чисто двухуровневый. Доля непоглощённого излучения: I_2/I_0 , доля поглощённого излучения: $1 - I_2/I_0$. Влияние ухода атомов в тёмное состояние приводит к тому, что измеренная доля непоглощённого излучения больше, чем при отсутствии влияния:

$$\frac{I_{2\,mes}}{I_0} = \frac{I_2}{I_0} + (1 - \gamma_{dark}) \left(1 - \frac{I_2}{I_0}\right),\tag{5.50}$$

отсюда:

$$I_2 = \frac{1}{\gamma_{dark}} \left(I_{2\,mes} - I_0 (1 - \gamma_{dark}) \right).$$
(5.51)

Таким образом, для учёта влияния ухода в тёмное состояние в уравнении (5.6) нужно сделать замену I_2 на выражение (5.51). Также важно отметить, что поскольку распределение интенсивности падающего пучка $I_0(x, z)$ из-за различных факторов неоднородно, то и $\gamma_{dark}(x, z)$ также неоднородно в пространстве. В зависимости от интенсивности излучения, выдержки и величины поглощения излучения в облаке, величины внешнего магнитного поля, общая поправка к измеренному числу частиц, при стандартных параметрах эксперимента $I_0/I_{sat} = 0, 2 - 0, 6, I_2/I_0 = 0, 2 - 1, \tau_{exp} = 2 - 6$ мкс, B = 500 - 1200 Гаусс, составляет от $\approx 0\%$ до $\approx 5\%$.

Величина γ_{dark} зависит от параметров I_0, B, τ_{exp}, x, z . Однако для простоты она будет записана как γ_{dark} или как $\gamma_{dark}(x, z)$.

В результате для определения плотности вместо формулы (5.6) получается формула:

$$\sigma_0 n_2(x,z) = (1+\delta^2) \ln \frac{\gamma_{dark}(x,z)}{\frac{I_{2\,mes}(x,z)}{I_0(x,z)} - 1 + \gamma_{dark}(x,z)} - \frac{I_{2\,mes}(x,z) - I_0(x,z)}{\gamma_{dark}(x,z) \cdot I_{sat}}.$$
(5.52)

5.3.5 Засветка фотографии рассеянным излучением

Помимо нерезонансного излучения, описанного в разделе 5.3.3, засветка в области тени атомов может появиться из-за рассеянного света. Источники рассеянного излучения могут быть разными. Основные источники — это флуоресценция атомов под действием резонансно-го излучения, рассеяние в элементах оптической системы, засветка из-за пределов оптической системы.

Каждый атом является источником флуоресценции, поэтому в условиях малой оптической толщины облака, распределение интенсивности сигнала флуоресценции повторяет распределение плотности атомов. В этих условиях прошедшее излучение можно оценить по формуле:

$$I_{2mes}(x,z) \approx I_0 \left(1 - \sigma n_2(x,z)\right) + I_f(x,z),$$
(5.53)

где I_{2mes} обозначает измеренную интенсивность, I_f — интенсивность излучения флуоресценции, попадающего в телесный угол, определяемый апертурой оптической системы. Таким образом, флуоресценция уменьшает амплитуду полезного сигнала и может быть учтена как поправка к измеренной интенсивности. Для расчёта этой поправки определим отношение интенсивности флуоресценции и интенсивности прошедшего луча. Интенсивность флуоресценции ценции выражается формулой:

$$I_f(x,z) = 0.13 \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat}} n_2(x,z) \hbar \omega,$$
(5.54)

т. е. частота рассеяния фотонов одним атомом, умноженная на двумерную плотность атомов и на коэффициент 0,13, определяющий отношение потока флуоресценции в апертуру объектива, к полному потоку флуоресценции. При этом диаграмма направленности спонтанного излучения атома $\propto \cos^2(\theta) + 1$, где θ — угол между осью оптической системы и направлением распространения луча. Для типичных условий эксперимента: максимальная плотность $n_2 \approx 2 \text{ мкm}^{-2}$, $I/I_{sat} = 0.5$, также считается, что $I_{2mes} = 0.5I$, таким образом, отношение $I_f/I_{2mes} \approx 2\%$.

Измеренную интенсивность необходимо скорректировать следующим образом:

$$I_2 = \frac{I_{2\,mes}}{1 - I_f / I_{2\,mes}} \equiv \gamma_{fl} I_{2\,mes}.$$
(5.55)

В случае более плотного облака флуоресценция уменьшится. Благодаря тому, что переизлучённые фотоны не проходят сквозь облако, а вторично им рассеиваются, так, поток излучения флуоресценции в апертуру объектива уменьшится.

Другим каналом появления фотонов в области тени атомного облака может быть рассеяние излучения в элементах оптической системы. Также засветка в области тени может появляться за счёт излучения, попадающего на кадр из-за пределов оптической системы, т. е. это общий световой фон, создаваемой комнатой в которой находится установка.

Рассеяние в оптических элементах, прежде всего, приводит к уменьшению дошедшего до ПЗС излучения. В оптическом тракте насчитывается 15 поверхностей, имеющих просветляющее покрытие, суммарное влияние этих поверхностей на величину определения плотности оценивается в 1% от измеренной плотности. Этот эффект приводит к тому, что определённая плотность меньше, чем на самом деле. Он проявляется благодаря второму члену в правой части выражения (5.6), т. е. когда интенсивность довольно высока.

Засветку рассеянным излучением можно учесть с помощью фонового кадра — такого кадра, который получен при полностью заблокированном луче фотографирующего лазера. Таким образом, на фотографии запечатлена засветка, источником которой являются различные сторонние приборы, такие как экран осциллографа, монитор компьютера и т.п.. Фоновый кадр вычитается как из сигнального кадра, так и из опорного. Распределение интенсивности в фоновом кадре $I_{BG}(x, z)$. Предварительно производится усреднение каждого пикселя фонового кадра по соседним пикселям. Это делается для того, чтобы избежать добавления шумов при вычитании фонового кадра. Т. е. $I_0(x, z) = I_{0mes}(x, z) - I_{BG}(x, z)$.

Влияния флуоресценции в формуле (5.6) можно учесть, произведя замену (5.55). Таким образом вместо формулы (5.6) получается формула

$$-\sigma_0 n_2(x,z) = \left(1+\delta^2\right) \ln \frac{\gamma_{fl} I_2(x,z)}{I_0(x,z)} + \frac{\gamma_{fl} I_2(x,z) - I_0(x,z)}{I_{sat}}.$$
(5.56)

5.3.6 Дифракционная расходимость тени атомов

При фотографировании узких облаков атомного газа, например, таких, какие изображены на рисунке 3.6, на стр. 70, в подсвечивающем лазерном пучке образуется набор теней, где

каждая тень соответствует одному облаку. Изначально тень имеет примерно ту же ширину, что и облако. В качестве тени рассматривается пучок лазерного излучения, сдвинутого по фазе относительно падающего луча на π . Можно ожидать, что такие пучки вследствие дифракционной расходимости будут сильно расширяться при распространении от области атомов до объектива. В случае если размер тени больше размера апертуры объектива, часть тени атомов будет обрезаться на входной апертуре объектива. Это, в свою очередь, приведёт к тому, что изображение тени будет искажённым — глубина тени будет меньше, чем если бы обрезания не происходило.

Учёт дифракционных потерь можно осуществить следующим образом. В эксперименте 3.3 были измерены частоты ловушки, а также температура газа. Температура такова, что можно утверждать, что все атомы находятся на нижнем уровне квантования энергии движения вдоль направления z. Таким образом, ширина распределения по уровню 1/e плотности газа вдоль направления $z: w_0 = \sqrt{\hbar/m\omega_z} = 550$ нм³⁾. Считая, что тень имеет форму гауссова распределения с такой же шириной, расходимость можно оценить как расходимость гауссова пучка

$$w_z(y) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{y}{kw_0^2}\right)^2},$$
(5.57)

где, w_0 — ширина пучка в плоскости y = 0 по уровню интенсивности 1/e, $w_z(y)$ — ширина пучка вдоль направления z в плоскости y, где y в данном случае обозначает расстояние вдоль линии от ловушки до объектива. Расстояние от атомов до объектива примерно 62 мм. Таким образом, ширина тени облака в области объектива ≈ 12 мм. Диаметр объектива ≈ 38 мм. В результате на апертуре объектива обрезается $\approx 3\%$ от полного потока излучения тени. Для дальнейшего учёта влияния дифракционных потерь на измерение плотности атомного газа вводится параметр:

$$\gamma_{difr} = \frac{I_2}{I_{2\,mes}},\tag{5.58}$$

где I_2 — интересующее, правильное, значение интенсивности, т. е. соответствующее плотности атомного облака, а I_{2mes} — измеренное значение.

Проверить правильность учёта дифракционных потерь можно с помощью эксперимента, в котором перед фотографированием атомы выпускаются из ловушки и свободно разлетаются в течение непродолжительного отрезка времени. При разлёте ширина облака увеличивается, а дифракционная расходимость тени уменьшается. Увеличение размера облака можно оценить по формуле баллистического разлёта:

$$w_z = w_0 \sqrt{1 + (\omega_z t_{exp})^2},$$
 (5.59)

где ω_z — частота ловушки из которой производится разлёт газа, t_{exp} — время свободного разлёта газа. Видно, что разлёт газа в течение 100 мкс приведёт к расширению облака до 2 мкм, дифракционная расходимость такого облака заметно меньше, и его тень полностью проходит в апертуру объектива.

5.3.7 Выражение для учёта всех одночастичных и фоновых эффектов

В этом разделе осуществляется учёт всех описанных в разделах 5.3.1, 5.3.2, 5.3.3, 5.3.4, 5.3.5, 5.3.6 эффектов, влияющих на поглощение излучения, проходящего через облако атомов. Все описываемые эффекты являются эффектами взаимодействия одиночного атома с излучением. Коллективные эффекты учтены отдельно в разделе 5.4, стр. 119.

 $[\]overline{ {}^{3)}\Psi_0(z) \sim e^{-\frac{m\omega_z}{2\hbar}z^2}}$, поэтому $n(z) = |\Psi_0(z)|^2 \sim e^{-\frac{m\omega_z}{\hbar}z^2}$, и по уровню 1/e ширина распределения плотности $w_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$.

Измеренная интенсивность $I_{mes}(j_x, j_z)$ связана с числом отсчётов $c(j_x, j_z)$ в том или ином пикселе матрицы фотокамеры следующей формулой:

$$I_{mes}(j_x, j_z) = \frac{\hbar\omega c(j_x, j_z)}{q \,\tau_{exp} \,\Delta x \,\Delta z},\tag{5.60}$$

где q — чувствительность матрицы, описанная в разделе 5.2.6 на стр. 107, Δx и Δz — размеры пикселя матрицы, τ_{exp} — время съёмки, j_x, j_z — индексы пикселя в массиве данных, считываемых с матрицы фотокамеры.

Из измеренных распределений I_{2mes} и I_{0mes} интенсивностей необходимо вычесть кадр засветки I_{BG} , описанный в разделе 5.3.5 на стр. 115

$$I_{2nr} = I_{2mes} - I_{BG}, \qquad I_{0nr} = I_{0mes} - I_{BG}.$$
(5.61)

Поскольку все эффекты, влияющие на поглощение, так или иначе связаны с воздействием резонансного излучения на атомы, то необходимо выделить из интенсивностей I_{2nr} и I_{0nr} — прошедшей через облако и падающей на него соответственно, резонансные. Это делается согласно формулам:

$$I_{0\,res} = I_{0\,nr}(1-\phi), \qquad I_{2\,res} = I_{2\,nr} - \phi I_{0\,pure}, \tag{5.62}$$

где ϕ — коэффициент, учитывающий наличие нерезонансной поляризации в подсвечивающем луче, этот коэффициент определён в разделе 5.3.3 на стр. 110 формулой (5.29).

Для учёта наличия дифракционных потерь, описанных в разделе 5.3.6 на стр. 116, необходимо заменить $I_{2res}(x,z) \rightarrow \gamma_{difr} I_{2res}(x,z)$, где γ_{difr} определяется формулой (5.58).

Определённой величиной интенсивности I_0 считается та, с которой излучение действует на атомы. На этом I_0 считается точно известной. И производится замена $I_{0res} \rightarrow I_0$.

Флуоресценция, описанная в разделе 5.3.5 на стр. 115 и уход атомов в тёмное состояние, описанный в разделе 5.3.4 на стр. 112, приводят к увеличению видимой величины I_{2mes} . Учёт этих эффектов осуществляется с помощью формулы (5.55) и формулы (5.51).

$$I_{2} = \frac{1}{\gamma_{dark}} \left(\gamma_{fl} I_{2\,res} - I_{0} (1 - \gamma_{dark}) \right),$$
(5.63)

где γ_{fl} — коэффициент пропорциональности между интенсивностью прошедшего через среду излучения и интенсивностью измеренного излучения, содержащего в себе излучение флуоресценции, γ_{dark} — коэффициент, определённый формулой (5.49) и учитывающий уход в тёмное состояние. Здесь неявно был предложен порядок учёта эффектов — сначала была учтена флуоресценция, а затем уход в тёмное состояние. Предполагается, что в данном случае порядок учёта эффекта не важен поскольку вопрос о последовательности учёта эффектов является вопросом о величине следующего порядка малости, по сравнению с величиной каждого эффекта по отдельности.

В итоге для определения плотности атомного газа используется формула, аналогичная формуле (5.6), но значения величин I_2 и I_0 используются с учётом описанных поправок:

$$-\sigma_{0}n_{2}(x,z) = \gamma_{acc}(\tau_{exp})\left(1+\delta^{2}\right)\ln\frac{I_{2}}{I_{0}} + \frac{I_{2}(x,z) - I_{0}(x,z)}{I_{sat\,0}},$$
rge
$$I_{2} = \frac{\gamma_{difr}\gamma_{fl}(I_{2\,mes} - I_{BG} - \phi I_{0}/(1-\phi)) - I_{0}(1-\gamma_{dark})}{\gamma_{dark}},$$

$$I_{0} = (I_{0\,mes} - I_{BG})(1-\phi),$$
(5.64)

коэффициент $\gamma_{acc}(\tau_{exp})$ используется для учёта просветления среды из-за разгона частиц резонансным излучением и их выхода из резонанса вследствие эффекта Доплера. Коэффициент $\gamma_{acc}(\tau_{exp})$ в зависимости от способа съёмки определяется либо формулой (5.26), либо формулой (5.28). Эти формулы описаны в разделе 5.3.1 на стр. 108.

5.4 Наблюдение коллективных эффектов при поглощении света плотным облаком атомов

5.4.1 Локальные и глобальные коллективные эффекты

В простейшем случае, процесс распространения резонансного излучения через среду описывается законом [67]:

$$\frac{dI}{dx} = -\sigma(n_g - n_e)I,\tag{5.65}$$

где I — интенсивность излучения, σ — сечение поглощения излучения атомом, $n_g - n_e$ — разность населённостей основного и возбуждённого уровней атомов среды. Для точного измерения плотности атомного газа с помощью этой формулы, необходимо её модифицировать, чтобы учесть различные эффекты уменьшения видимой плотности среды, такие как насыщение перехода, уход в тёмное состояние и др., связаны со взаимодействием излучения и каждого отдельного атома. При этом влияние атомов друг на друга не рассматривалось.

Существуют различные механизмы коллективного взаимодействия, приводящие к изменению эффективного сечения поглощения, например, диполь-дипольное взаимодействие или когерентные механизмы типа эффекта Дике [67]. Могут быть и другие, более экзотические эффекты, например, при образовании спаренных частиц, расстояние между частицами в паре, в среднем, меньше, чем у свободных частиц, а взаимное влияние, соответственно, больше. Так, образование спаренных частиц может сопровождаться появлением коллективных эффектов⁴. Другой пример — это изменение дисперсионных свойств в системе плотно удерживаемых фермионов. Принцип запрета Паули приводит к ограничению движения частиц и, возможно, появлению некоторого характерного пространственного масштаба, приводящего, в свою очередь, к изменению дисперсионных свойств системы. Характерным условием проявления указанных эффектов является то, что межчастичное расстояние много меньше длины волны резонансного излучения $(n_3)^{-1/3} \ll \lambda$.

В данной диссертационной работе описывается коллективный эффект, сутью которого является зависимость эффективного сечения поглощения от плотности среды, причём эффект наблюдается даже для достаточно разреженной среды $(n_3)^{-1/3} > \lambda$, например эффект отчётливо наблюдается при $(n_3)^{-1/3} = 5\lambda$. Эффект наблюдался в эксперименте по измерению числа частиц в облаке газа. При том что процедура приготовления газа такова, что приготавливается всегда одинаковое число частиц, наблюдается зависимость измеренного числа частиц от плотности газа. Зависимость от плотности указывает на коллективный характер эффекта. Аналогичный эффект наблюдался в экспериментальных работах [68–70]. Однако на данный момент нет убедительного объяснения природы этого эффекта, а применение существующих теорий, например [71], не приводят к удовлетворительному результату.

Трудности описания эффекта, возможно, связаны также с тем, что при изменении какого-нибудь ключевого параметра, например, плотности, один способ взаимного влияния сменяется другим. Несмотря на то что полностью описать эффект на данный момент не удалось, произвести учёт его влияния возможно путём калибровки. Метод учёта основывается на предположении, что при стремлении плотности атомного облака к нулю величина обсуждаемого эффекта также стремится к нулю.

В данной диссертационной работе впервые достоверно наблюдался коллективный эффект в разреженном газе и впервые получены данные, соотношение сигнал-шум которых позволяет проводить количественные сравнения с теоретическими моделями. Построение

⁴⁾Здесь подразумевается механизм образования слабосвязанных частиц, типа Фешбаховских молекул. Конкретно для лития-6 этот механизм не является существенным [127], однако при общем обсуждении его исключать нельзя. Для сильных способов связи, типа ковалентной связи, образование спаренных частиц, очевидно, сопровождается существенным изменением оптических свойств системы.

верной количественной теории наблюдаемого эффекта наиболее вероятно в разреженном режиме, т. к. имеется малый параметр. Данные по наблюдению коллективного эффекта также опубликованы в статье [65]. Точность данных $\approx 0.5\% - 2\%$ от измеренного числа частиц, для сравнения в работе [68] неопределённость величины эффективного сечения поглощения составляет $\approx 15\%$ в статье [70] неопределённость в измеренном числе частиц составляет 10% - 20%.

В этом разделе описан точный количественный эксперимент по измерению величины коллективного эффекта, влияющего на поглощение резонансного лазерного луча при его прохождении через облако атомов. А именно измерена зависимость видимого числа частиц от плотности газа и, таким образом, построена калибровочная модель учёта величины коллективного эффекта.

При построении калибровочной модели эффекта возникает вопрос о том с помощью какого параметра его описать. Возможно два подхода к описанию эффекта — описание его как локального или как глобального. Локальность означает, что величина эффекта просветления в какой-либо точке облака атомного газа, определяется состоянием газа в небольшой окрестности этой точки. В то время как величина глобального эффекта определяется состоянием всего облака в целом. Примером локального эффекта может быть диполь-дипольное взаимодействие, т. е. влияние на состояние атома в первую очередь оказывается сосседними атомами. Примером глобального эффекта может быть просветление атома рассеянными фотонами, пришедшими в каждую конкретную точку облака со всего остального облака. Этот эффект нельзя описать локальным параметром типа плотности газа n_3 , а необходим некий параметр, содержащий явно или неявно информацию о всём облаке и о рассеянии фотонов в нём. Например, для вытянутого облака, которое можно считать бесконечно протяжённым, а соотношение размеров по x и y фиксированным, таким глобальным параметром может быть видимая оптическая толщина поперёк облака OD.

5.4.2 Эксперимент по измерению величины коллективного эффекта просветления среды

Для измерения величины эффекта коллективного просветления среды в зависимости от плотности газа, был осуществлён эксперимент, в котором приготовленный холодный газ выпускался из ловушки и фотографировался через различные интервалы времени после отключения удерживающего потенциала. При разлёте уменьшается плотность приготовленного газа, а также оптическая толщина вдоль луча зрения оптической системы. Таким образом, в эксперименте определялись зависимости видимого числа частиц от плотности и от оптической толщины атомного газа.

Эксперимент начинался с приготовления оптически плотного, двухкомпонентного, холодного газа атомов. Газ удерживался в веретенообразном потенциале, т. е. в потенциале, образованном в бегущей волне. Характеристики потенциала $\omega_z/2\pi = 18 - 24 \Gamma \mu$, $\langle \omega_z \rangle/2\pi = 23 \Gamma \mu$, $\omega_x/2\pi = 215 - 531 \Gamma \mu$, $\langle \omega_x \rangle/2\pi = 495 \Gamma \mu$, $\omega_y/2\pi = 199 - 495 \Gamma \mu$, $\langle \omega_y \rangle/2\pi = 461 \Gamma \mu$, число частиц в эксперименте N = 52000 - 88000, $\langle N \rangle = 64000$, видимая оптическая толщина вдоль оси ловушки $OD_z = 0.03 - 47$, минимальная видимая оптическая толщина — при максимальном разлёте, максимальная — в начальный момент, $\langle OD_z \rangle = 6.4$. Скобки $\langle \ldots \rangle$ в данном случае обозначают усреднение по всем экспериментальным сериям. Потенциал отключался в момент времени t = 0 и начинался свободный разлёт атомного газа, затем в некоторый момент времени t_i , производится фотографирование газа. Процедура приготовления многократно повторялась, варьировалось время между моментом начала разлёта и моментом фотографирования t_i . Импульс фотографирования имел длительность 4 мкс и интенсивность $\approx 0.4I_{sat}$. Время разлёта варьировалось от 0 до 12 мс. Примеры фотографирования

газа при различных значениях длительности периода свободного разлёта представлены на рисунке 5.11.



Рисунок 5.11: Примеры фотографий облаков атомного газа. Фотографии сделаны после свободного разлёта газа. Продолжительность свободного разлёта для облаков сверху вниз: 0 мс, 0,4 мс, 1 мс.

Эксперимент по фотографированию газа разделён на серии. Всего 6 серий. Каждая серия состоит из 4 – 6 различных значений длительности времени разлёта и порядка 14 повторений эксперимента для каждого времени разлёта. Таким образом, серия состоит из 16 – 24 экспериментов. Все времена разлёта и повторения перемешаны, чтобы медленные технические флуктуации не давали систематических ошибок в определении зависимостей. Одна от другой серии могут отличаться числом приготовленных частиц и глубиной потенциала из которого осуществляется выпускание газа. В каждой серии, как правило, присутствует эксперимент как с малым временем разлёта, так и эксперимент со времени разлёта, при котором коллективный эффект стремится к нулю. Для каждого времени разлёта в пределах одной серии определяется среднее количество частиц в облаке, причём из каждой серии убирались те эксперименты, число видимых атомов на которых, сильно отличается от среднего.

Существует неопределённость в выборе параметра, описывающего наблюдаемый эффект. Плотность рассеянного излучения в каждой точке пространства внутри облака определяется суммой рассеянного излучения в других точках пространства и дошедшего до данной точки, что говорит в пользу нелокальности эффекта. Нелокальным параметром, описывающим рассматриваемый эффект, является видимая оптическая толщина вдоль луча, проходящего через центр облака. В приближении облака, бесконечно протяжённого по z ($OD_z >> 1$), это единственный параметр. Этот параметр неявно содержит информацию о влиянии рассеянного излучения. Аргумент в пользу локальной природы: влияние дальних атомов может исчезать из-за неоднократного рассеяния фотонов.

Объединение результатов различных экспериментальных серий производится исходя из предположения, что доля видимых атомов N_{vis}/N_{true} , где, N_{vis} — видимое число частиц, определённое, как описано в разделе 5.3, по формуле (5.64), а N_{true} — истинное число частиц, зависит или от плотности среды или от оптической толщины облака. Для объединения разных экспериментальных серий между собой необходимо знать истинное число атомов в каждой серии. Было выбрано 2 модели локальная

$$\frac{N_{vis}}{N_{true}} = 1 - \kappa_l (\lambda n_{3\,vis}^{1/3})^{\gamma_l},$$
(5.66)

и глобальная

$$\frac{N_{vis}}{N_{true}} = 1 - \kappa_g \text{OD}^{\gamma_g}, \tag{5.67}$$

где N_{vis} — видимое число частиц при данном значении параметра, n_{3vis} — видимая плотность в центре облака, OD — видимая оптическая толщина в центре облака, κ_l , γ_l , κ_g и γ_g — числовые параметры, характеризующие локальную или глобальную модель соответственно. Определение параметров κ , γ , N_{true} осуществлялось согласно описанной ниже процедуре. Для каждой фиксированной пары значений κ , γ осуществлялась аппроксимация экспериментальных данных формулой (5.66) или (5.67) для локальной и глобальной модели соответственно, при этом подгоночным параметром является N_{true} .

При этом внутри одной серии число N_{true} постоянно, но может меняться от одной серии к другой. Затем определялась суммарная ошибка по всем сериям эксперимента. Процедура повторялась для всех интересующих пар значений κ, γ . Пара значений κ, γ , соответствующая глобальному минимуму суммарной ошибки выбиралась для построения модели. Таким образом были построены следующие модели:

$$\frac{N_{vis}}{N_{true}} = 1 - (0.24 \pm 0.02) (\lambda n_{3\,vis}^{1/3})^{1.38 \pm 0.15}, \ \frac{N_{vis}}{N_{true}} = 1 - (0.058 \pm 0.005) (\text{OD})^{0.77 \pm 0.08}, \quad (5.68)$$

Можно представить зависимость N_{vis}/N_{true} от безразмерного межчастичного расстояния $\lambda n_3^{1/3}$, где n_3 – истинная плотность в центре облака:

$$\frac{N_{vis}}{N_{true}} = 1 - (0.28 \pm 0.02) (\lambda n_3^{1/3})^{1.38 \pm 0.15}.$$
(5.69)

В случае описания с помощью локального параметра можно перейти от описания полного числа частиц к описанию плотности

$$\frac{n_{3\,vis}}{n_3} = 1 - (0.34 \pm 0.02) (\lambda n_3^{1/3})^{1.38 \pm 0.15}, \tag{5.70}$$

поскольку профиль плотности известен из снимка.

На рисунке 5.12 представлены сведённые результаты различных серий эксперимента в виде зависимости отношения видимого числа частиц к истинному числу частиц от видимой плотности в центре облака 5.12 (а), или от видимой оптической толщины вдоль луча, проходящего через центр облака 5.12 (б).



Рисунок 5.12: (а) Зависимость нормированного числа частиц от безразмерной плотности $\lambda n_{3\,vis}^{1/3}$. (б) Зависимость нормированного числа частиц от видимой оптической толщины OD вдоль луча, проходящего через центр облака. Области значений $OD_z > 2$ показаны сплошными точками, $OD_z < 2$ показаны выколотыми точками.

При больших значениях времени разлёта из-за более быстрого расширения облака вдоль направлений x и y, чем в направлении z, оптическая толщина вдоль направления OD_z становится меньше 2. Более того, на самых больших временах форма разлетевшегося ближе к шару, чем к веретену. В этих условиях приближение бесконечно длинного облака перестаёт быть

применимым и калибровка, описывающая эффект, начинает зависеть не только от параметра OD поперёк оси облака, но и от параметра OD_z вдоль оси облака. На рисунке 5.12 (а) и (б) указаны области значения параметров $OD_z > 2$ и $OD_z < 2$. На больших временах разлёта, вне зависимости от величины OD_z , N_{vis} стремится к значению N_{true} , так как, величина эффекта становится мала. Поэтому эксперименты, в которых $OD_z < 2$, слабо влияют на аппроксимацию экспериментальных данных во всей области значений параметра OD_z , т. е. на определение параметров κ и γ в моделях (5.66) и (5.67). Таким образом, построенная модель (5.68) применима для протяжённых облаков.

На данный момент для убедительно обоснования выбора локальной или глобальной модели недостаточно аргументов. Калибровка просветления осуществляется с помощью гибридной модели, такой, где истинное число частиц определяется как среднее значение чисел частиц, определённых с помощью первой и второй модели (5.68). Опредлённое таким образом значение количества частиц лежит между экстремальными значениями, соответствующими локальной и глобальной моделью. В то же время разность результатов использования моделей учитывается как систематическая погрешность измерения числа частиц. Другими словами, согласно вышеописанной процедуре, по зависимости N_{vis} от $\lambda n_3^{1/3}$ в центре облака определяется $N_{true 1}$, по зависимости N_{vis} от OD вдоль луча, проходящего через центр облака, определяется $N_{true 2}$. Считается, что истинное значения числа атомов $N_{true} = (N_{true 1} + N_{true 2})/2$, а ошибка определения

$$\delta N_{true} = \frac{|N_{true\,1} - N_{true\,2}|}{2N_{true}}.\tag{5.71}$$

Рассмотрим точность метода на примере. Представим облако, удерживаемое в ловушке, образованной бегущей волной, т. е. газ в ловушке является кинематически трёхмерным. Параметры ловушки ω_x , ω_y и ω_z . В ловушке удерживается N атомов. Будем использовать формулы формы профиля трёхмерного газа. Формулы для трёхмерного газа взяты из [22]. Распределение трёхмерной плотности газа n_3 при нулевой температуре в пространстве описывается распределением:

$$n_3(\vec{r}) = \frac{1}{6\pi^2} k_F^3 \left(1 - \sum_i \frac{r_i^2}{R_{TF_i}^2} \right)^{3/2}, \quad i = x, y, z,$$
(5.72)

где $k_F = \sqrt{2m E_F/\hbar^2}$ — импульс Ферми, $E_F = \hbar (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} (6N)^{1/3}$ — энергия Ферми, N — число частиц. Представляет интерес величина $n_3(0,0,0) = k_F^3/6\pi^3$, а также

$$n_2(0,0) = \int_{-R_{TFy}}^{R_{TFy}} n_3(0,y,0) dy = \frac{1}{16\pi} k_F^3 R_{TFy}.$$
(5.73)

Сделаем оценку для типовых значений плотностей и оптических плотностей. Пусть OD = $\sigma_0 n_2(0,0) = 1$, тогда при $R_{TF_y} = 10$ мкм, $n_3(0,0,0) = \frac{1}{6\pi^2} \frac{16}{\sigma_0 R_{TF_y}} \approx 0.4$ мкм⁻³. Используя разные модели определения истинного числа частиц, для отношения видимого и истинного чисел частиц получается: в локальной модели $N_{vis}/N_{true\,1} \approx 0.95 = \epsilon_1$, в глобальной модели $N_{vis}/N_{true\,2} \approx 0.94 = \epsilon_2$. Из (5.71) следует, что

$$\delta N_{true} = \left| \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right|, \tag{5.74}$$

для выбранных значений (OD = 1) $\delta N_{true} \approx 0.5\%$, для случая, когда OD = 4, ошибка определения числа частиц составляет 4%. Однако, как правило, в экспериментах оптическая толщина используемого газа редко когда превышает значение OD = 1.



Рисунок 5.13: По вертикали отложено видимое число атомов, нормированное на число атомов видимое при большой интенсивности падающего излучения. По горизонтали отложена интенсивность излучения, нормированная на интенсивность насыщения. Ошибка по вертикали — ошибка определения среднего.

При интенсивности падающего на облако излучения, равной или большей, чем интенсивность насыщения, влияние эффекта коллективного просветления рассеянным излучением должно ослабевать. Действительно, если каждый атом является насыщенным за счёт падающего излучения, то появление в рассмотрении рассеянного излучения никак не повлияет на результат.

Способом проверки нелокальной природы эффекта может быть эксперимент по измерению зависимости величины эффекта от интенсивности падающего излучения. В условиях, когда атомы подсвечиваются интенсивным излучением $I > I_{sat}$ атомный переход насыщается. При насыщении атомного перехода влияние рассеянного излучения должно пропадать. Таким образом, в нелокальной модели при повышении интенсивности падающего излучения число частиц, определённое по формуле (5.64), должно возрастать.

Результат исследования представлен на рисунке 5.13, где представлены усреднённые значения измерения числа частиц при разной интенсивности падающего излучения. N_{vis} это число частиц, определённое по формуле (5.64), $N_{High S}$ — число частиц, определённое по той же формуле при высокой интенсивности подсветки. Каждой точке соответствует около 20-ти экспериментов. Для экспериментов с большой интенсивностью время выдержки 1 мкс для экспериментов с малой интенсивностью — 3 мкс. Оптическая толщина в центре облака приблизительно: OD ≈ 1.5 , а обратное межчастичное расстояние, нормированное на λ : $\lambda n_3^{1/3} \approx 0.45$. Из графиков на рисунке 5.12 видно, что при таком значении плотностей, эффект просветления является существенным — снижение числа видимых атомов около 10%. Однако на графике, представленном на рисунке 5.13 видно, что при увеличении интенсивности в эксперименте рост числа видимых атомов достоверно не наблюдается. С другой стороны точность представленного эксперимента недостаточна чтобы определённо говорить за или против нелокальности. Таким образом, вопрос о природе эффекта просветления облака при большой плотности остаётся открытым, однако это не мешает осуществлять его учёт с помощью построенной калибровочной модели.

Глава 6

Измерение температуры и давления двумерного ферми-газа

6.1 Определение температуры газа по профилю его плотности

6.1.1 Невзаимодействующий двумерный ферми-газ

В экспериментах по лазерному охлаждению возможно приготовление различных нетривиальных состояний квантовых многочастичных систем, например, бозе-конденсата и сверхтекучей бозе-системы [8], сильновзаимодействующей фермионной материи [28], были выполнены эксперименты по приготовлению газа, частицы которого образовывали ефимовские состояния – связанные состояния трёх частиц [34]. Диссертация посвящена двумерным ферми-системам. В двумерных системах также существуют необычные состояния материи и фазовые переходы, например, переход БКТ — разрушение сверхтекучести при интенсивном возникновении вихрей [43], обсуждается, что в двумерии будет возможно наблюдать фермион майораны в виде квазичастицы [47].

Для количественной проверки и развития теорий этих состояний и процессов необходимо наличие методов измерения термодинамических характеристик системы, таких как температура, плотность и давление. Кроме того, необходимо иметь возможность измерять локальные значения термодинамических параметров.

Очевидно, что классические измерительные приборы типа манометра или термометра, неприменимы для измерения температуры или давления газа, удерживаемого в фокусе лазерного луча в вакуумной камере. Однако в экспериментах по лазерному охлаждению возможно точное измерение термодинамических параметров вырожденного газа. Для этого необходимо иметь точную информацию о параметрах удерживающего атомный газ потенциала и необходимо точно измерить распределение плотности атомного газа в этом потенциале. Измерение параметров удерживающего потенциала описано в главе 4, стр. 77, измерение плотности атомного газа описано в главе 5, стр. 94.

В этой главе описаны методы измерения термодинамических параметров двумерного ферми-газа — температуры и давления. Измерение температуры описано в текущем разделе, измерение давления описано в разделе 6.3, стр. 134.

Метод определения температуры ферми-системы, удерживаемой в гармоническом потенциале, основывается на анализе зависимости формы одномерного профиля распределения плотности газа $n_1(x)$ от температуры. Эта зависимость в случае невзаимодействующего газа является известной. Для измерения температуры необходимо также, чтобы были известны параметры ловушки: ω_x , ω_y , ω_z . Процедуре измерения этих параметров описана в разделе 4, стр. 77. Одномерный профиль $n_1(x)$ рассчитывается по двумерному распределению $n_2(x, z)$, полученному при фотографировании облака газа. По одномерному профилю кроме температуры T, можно также определить число частиц N, локальные значения плотности и давления. Таким образом, возможно полное термодинамическое описание ферми-газа, удерживаемого в оптической ловушке.

Интерес представляет измерение температуры двумерного газа. Поэтому предположим, что газ, удерживаемый в пучностях стоячей волны, с осью направленной вдоль z, является чисто двумерным, т. е. все атомы находятся на нижнем энергетическом уровне движения вдоль направления z и не совершают движения вдоль этого направления. Поскольку газ двумерный, потенциал, удерживающий атомы, также рассматривается как двумерный:

$$U(\vec{r}) = \frac{m\omega_x^2 x^2}{2} + \frac{m\omega_y^2 y^2}{2}.$$
(6.1)

Распределение Ферми–Дирака для газа при температуре T, удерживаемого в потенциале формы $U(\vec{r})$:

$$f(\vec{p}, \vec{r}) = \frac{1}{e^{\left(\frac{p^2}{2m} + U(\vec{r}) - \mu\right)/T} + 1},$$
(6.2)

где μ — химический потенциал, рассматриваемой системы. Распределение плотности фермигаза в двумерном пространстве:

$$n_2(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \iint_{-\infty - \infty}^{\infty} f(\vec{r}, \vec{p}) d^2 p.$$
(6.3)

Для дальнейшего удобно использовать функцию полилогарифма, определённую как:

$$\operatorname{Li}_{s}(\lambda) = \frac{1}{\Gamma(s)} \int_{0}^{\infty} dq \frac{q^{s-1}}{e^{q}/\lambda - 1},$$
(6.4)

для $s \neq 0$, где $\Gamma(s) - \Gamma$ амма-функция от аргумента величины s, s -это параметр, определяемый размерностью задачи, в рассматриваемом случае s = 1. Таким образом, распределение плотности можно записать как:

$$n_2(\vec{r}) = -\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \mathrm{Li}_1\left(-e^{(\mu - U(\vec{r}))/T}\right).$$
(6.5)

Для полилогарифмов справедлива следующая формула:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Li}_{s}(\lambda e^{-x^{2}}) dx = \sqrt{\pi} \operatorname{Li}_{s+1/2}(\lambda).$$
(6.6)

С её помощью, интегрированием по *у* выражения (6.5), получаем выражение для одномерного профиля идеального двумерного ферми-газа:

$$n_1(x) = -\sqrt{\frac{m\omega_y}{2\pi\hbar}} \left(\frac{T}{\hbar\omega_y}\right)^{\frac{3}{2}} \operatorname{Li}_{3/2}\left(-e^{\frac{\mu}{T} - \frac{m\omega_x^2 x^2}{2T}}\right).$$
(6.7)

Полученный профиль называют профилем Томаса-Ферми. Этот профиль используется для определения температуры. Им аппроксимируется экспериментальный одномерный профиль, при этом температура является подгоночным параметром. Таким образом определяется температура, если газ близок к невзаимодействующему.

Дальнейшее интегрирование выражения (6.7) по x позволяет получить формулу, связывающую хим. потенциал μ при конечной температуре и число частиц в облаке газа:

$$N = -\left(\frac{T}{\hbar\omega_{\perp}}\right)^2 \operatorname{Li}_2\left(-e^{\mu/T}\right).$$
(6.8)

Воспользовавшись формулой для предельной зависимости полилогарифма:

$$-\mathrm{Li}_{s}(-\lambda) \stackrel{=}{\underset{\lambda \to \infty}{=}} \frac{1}{\Gamma(s+1)} \lambda^{s}, \tag{6.9}$$

получается выражение для химического потенциала при T = 0, равного при этом глобальной энергии ферми $-E_F$, в итоге для двумерного газа имеем:

$$E_F = \hbar \omega_\perp \sqrt{2N}.\tag{6.10}$$

Также для дальнейшего изложения введём ρ_{TF} — характерный размер распределения Томаса–Ферми, называемый радиусом Томаса–Ферми. Например, для направления *x*:

$$\rho_{TF_x} = \frac{2E_F}{m\omega_x^2}.\tag{6.11}$$

6.1.2 Невзаимодействующий квазидвумерный ферми-газ

В случае, если заполнено несколько нижних уровней для движения вдоль направления плотного удержания газа, газ не может считаться двумерным. Если число заполненных уровней небольшое — система кинематически квазидвумерна. Форма профилей плотности такой системы будет отличаться как от профиля чисто трёхмерного газа, так и от профиля чисто двумерного газа.

В контексте данной работы интерес представляет измерение заполнения энергетических уровней движения вдоль направления удержания. Допустим, из эксперимента известно число частиц, удерживаемых в ловушке N, также известны частоты потенциала ω_x , ω_y , ω_z , тогда известно отношение энергии Ферми E_F данной системы и энергии первого возбуждённого уровня движения вдоль направления z: $\hbar\omega_z$, т. е. известно $E_F/\hbar\omega_z$. Если $E_F/\hbar\omega_z > 1$, то атомы находятся не только на нулевом энергетическом уровне движения вдоль z и газ не является двумерным. Существуют также другие механизмы заселения возбуждённых уровней движения по z — температурное заселение или заселение за счёт взаимодействия. Здесь рассматривается заселение за счёт переполнения основного уровня и за счёт температуры. Введём обозначение:

$$l = \left[\frac{E_F}{\hbar\omega_z}\right],\tag{6.12}$$

где [...] обозначает операцию взятия целой части числа, стоящего в скобках.

Удобно ввести обозначение для глобального химического потенциала, для частиц находящихся на уровне *l*:

$$\mu_l = \mu - \hbar \omega_z l. \tag{6.13}$$

Число частиц в системе будет определяться выражением:

$$N = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \iint_{-\infty - \infty}^{\infty} f(\vec{p}, \vec{r}, l) d^2 p \, d^2 r, \tag{6.14}$$

где $\vec{p} = (p_x, p_y)$ и $\vec{r} = (x, y)$, а f(p, r, l) — функция распределения частиц в фазовом пространстве.

$$f(\vec{p}, \vec{r}, l) = \frac{1}{e^{\left(p^2/2m + m\omega_{\perp}^2 r^2/2 - \mu_l\right)/T} + 1}.$$
(6.15)

Формулу (6.14) удобно переписать в виде:

$$N = \sum_{l=0}^{\infty} N_l, \tag{6.16}$$

где переменная N_l определяется как:

$$N_{l} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{2}} \iint_{-\infty - \infty}^{\infty} f(\vec{p}, \vec{r}, l) d\vec{p} \, d\vec{r} = -\left(\frac{T}{\hbar\omega_{\perp}}\right)^{2} \operatorname{Li}_{2}\left(-e^{\mu_{l}/T}\right).$$
(6.17)

и обозначает число частиц в системе при температуре T на l-ом уровне движения вдоль z. При известном N и T уравнение (6.16) является уравнением на химический потенциал, определив который можно определить число частиц на каждом уровне.

Выражение для одномерного профиля можно получить, интегрируя f(p, r(x, y)) по \vec{p} и, например, по y, тогда для профиля плотности распределения частиц, находящихся на *l*-ом энергетическом уровне движения вдоль z, получается:

$$n_{1l}(x) = -\frac{\sqrt{\mu}T^{3/2}}{\sqrt{2\pi}\hbar^2\omega_{\perp}} \operatorname{Li}_{3/2}\left(-e^{\frac{\mu_l}{T} - \frac{m\omega_{\perp}^2 x^2}{2T}}\right).$$
(6.18)

Одномерный профиль плотности всего газа будет описываться выражением:

$$n_1(x) = \sum_{l=0}^{\infty} n_{1l}(x).$$
(6.19)

Из уравнения (6.16) видно, что при известном N параметры μ и T связаны однозначно. Тогда определив изначально N, можно определить зависимость $\mu(T)$ и использовать профиль (6.19) для определения температуры методом подгонки. Дальше, если необходимо, можно определить заполнение всех энергетических уровней движения вдоль z. Именно так и было определено заполнение возбуждённых уровней в эксперименте по получению двумерного ферми-газа 3.3, стр. 67, точнее, было показано, что это заполнение мало, что использовалось, как одно из доказательств двумерности приготовленного газа. Доказательства двумерности приведены в разделе 3.4, стр. 71.

6.1.3 Точность измерения температуры

При известных параметрах ловушки ω_{\perp} , и наличии измеренного профиля $n_1(x)$, можно определить температуру T, сфотографированного облака газа, путём аппроксимации измеренного профиля $n_1(x)$ теоретическим профилем (6.7). При этом параметр T/E_F , где E_F — энергия Ферми, выступает в качестве подгоночного.

Пример аппроксимации данных профилями, соответствующими разным температурам, приведены на рисунке 6.1. Оптимальное значение температуры газа на данной фотографии является $T = 0.08E_F$. Оптимальное значение подгоночного параметра такое, когда ошибка подгонки минимальна. Ошибка подгонки вычисляется как сумма квадратов разностей между модельным профилем и данными¹⁾. Искусственное увеличение температуры в 2,5 раза вызывает увеличение среднеквадратичной ошибки подгонки на 30%, а уменьшение в 2,5 раза вызывает увеличение ошибки подгонки на 1%. Небольшое увеличение ошибки при уменьшении температуры связано с тем, что газ уже достаточно холодный, и даже при заметном уменьшении температуры величина изменения профиля оказывается меньше величины шума.

¹⁾Аппроксимация осуществляется с помощью библиотечных функций программы Mathematica или Matlab



Рисунок 6.1: Одномерный профиль плотности двумерного ферми-газа и примеры аппроксимации теоретическими профилями, соответствующими разной температуре. Красным цветом обозначен профиль, соответствующий температуре $T/E_F = 0.2$, нормированная ошибка подгонки при этом равна 1,3, синим обозначена аппроксимация профилем, соответствующим температуре $T/E_F = 0.08$, это оптимальный профиль — нормированная ошибка равна 1, зелёным обозначен профиль, соответствующий температуре $T/E_F = 0.03$, нормированная ошибка равна 1,01.

При осуществлении аппроксимации, кроме температуры можно использовать другие параметры системы в качестве подгоночных: число частиц и/или частоты потенциала. Однако такой ситуации лучше избегать, поскольку параметры могут оказаться взаимозависимыми. Такая ситуация имеет место для величины радиуса Томаса-Ферми и величины температуры. Действительно, при большой температуре, когда газ становится классическим, размер облака атомов и температура являются напрямую связанными величинами, при нулевой же температуре, размер облака газа зависит лишь от числа частиц, и не зависит от температуры. Взаимную зависимость этих параметров можно показать в модельном эксперименте, где к теоретическому распределению, одномерному профилю Томаса-Ферми (6.7), добавляется шум, а затем методом аппоксимации определяется радиус Томаса-Ферми и температура. Результат моделирования для трёх разных изначальных температур $T/E_F = 0.1, 0.2, 0.3$ представлен на рисунке 6.2, где отчётливо видна взаимная зависимость температуры и радиуса Томаса-Ферми. При полной независимости указанных параметров следовало бы ожидать, что область, куда ложатся результаты подгонки, имела бы форму круга или эллипса, одна из осей которого имела бы строго горизонтальное расположение. Этого не наблюдается, однако видно, что при уменьшении температуры угол между большой полуосью «эллипса» и горизонтальной осью уменьшается, а сам «эллипс» становится больше похож на круг.

Таким образом для точного измерения температуры невзаимодействующего газа, необходимо точно измерить число частиц в газе и параметры ловушки, в которой газ удерживается. Эти процедуры описаны в главах 5, стр. 94, и 4, стр. 77, соответственно.

Описанный метод определения температуры даёт точный результат для случая невзаимодействующего газа и для случая слабовзаимодействующего газа. В последнем случае добавляется подгоночный параметр ω_{\perp} Для общего случая взаимодействующего газа нет подходящей модели, описывающей его состояние и форму его профиля, её зависимость от температуры. Для измерения температуры систем со взаимодействиями используют, так называемый, эмпирический термометр. Согласно этому методу профили газа со взаимодействиями подгоняют профилями невзаимодействующих газов. Очевидно, что значение определённой такой подгонкой температуры верно лишь с точностью до множителя ≈ 1 , но такой метод



Рисунок 6.2: Результаты определения температуры и радиуса Томаса-Ферми по зашумлённому модельному профилю, изначально имеющего размер R_{TF_0} и температуру $T/E_F = 0.1$ для синих точек, $T/E_F = 0.2$ для красных точек, $T/E_F = 0.3$ для жёлтых точек. Определение осуществляется методом аппроксимации зашумлённого профиля модельным профилем.

позволяет сравнивать температуры разных неидеальных систем между собой. При этом предполагается, что если температура неидеальной системы $\ll E_F$, то эмпирический термометр это покажет, поскольку описанный метод определения температуры чувствителен к остроте краёв распределения плотности газа. На рисунке 6.1 показано, что края одномерного профиля плотности, соответствующего более холодному газу, острее, чем у более горячего газа. Края распределения плотности холодного газа со взаимодействиями также острые.



Рисунок 6.3: Синие точки — экспериментальный профиль плотности двумерного бозе-газа, сплошная синяя линия — профиль Томаса-Ферми идеального двумерного бозе-газа, красная штриховая линия — профиль функции Гаусса.

Возможно измерить температуру системы, часть которой находится в состоянии бозе-эйнштейновского конденсата, в случае если на фоне друг друга хорошо различимы сконденсированная и надконденсатная фракции. Температура определяется отношением числа частиц в надконденсатной и сконденсированной фракциях. Для определения этого соотношения измеренный профиль плотности аппроксимируется бимодальным одномерным теоретическим профилем, который является суммой Гауссова профиля, описывающего надконденсатную часть, и профиля Томаса-Ферми бозе-газа, описывающего распределение плотности в конденсате. Площадь под каждым профилем пропорциональна соответствующему числу частиц. Пример подгонки одномерного профиля плотности молекулярного бозе-газа бимодальным профилем представлен на рисунке 6.3. Фотография облака атомов лития-6, находящихся в поле 720 Гаусс, т. е. система находится в бозонном режиме. Большая ширина распределения плотности конденсатной части обусловлена межчастичным отталкиванием. При увеличении отталкивающего взаимодействии профили расширяются и фракции могут быть неразличимы на фоне друг друга. Также при температурах столь малых, что почти все частицы находятся в конденсате, измерение температуры газа описанным методом становится затруднительным.

Существует метод измерения температуры газа по разлетающемуся облаку газа. Это измерение основывается на связи скорости расширения газа с его средней энергией. Профиль распределения плотности разлетающегося газа позволяет судить о распределении по скоростям. Однако в случае неидеальных газов, для определения абсолютной температуры необходимо применять модель разлёта такого газа. Однако на данный момент в общем случае не существует удовлетворительных моделей, с помощью которых можно было бы произвести необходимый расчёт разлёта газа со взаимодействиями.

О температуре газа, находящегося во взаимодействующем режиме можно делать предположения, в случае, если взаимодействующий режим был включен после невзаимодействующего, где предварительно было осуществлено измерение температуры. Однако в этом случае также требуется принимать во внимание процесс переключения из режима невзаимодействующего в режим сильновзаимодействующего газа.

6.2 Измерение локальных характеристик. Обратное преобразование Абеля

Фотографирование с высоким разрешением атомного газа, удерживаемого в ловушке, позволяет измерить двумерное распределение плотности атомного газа $n_2(x, z)$, а также одномерное распределение плотности $n_1(x)$. Информация о том, что газ удерживается в цилиндрически симметричной ловушке, позволяет перейти от описания распределения одномерной плотности к описанию распределения двумерной, зависящей от радиальной координаты $n_2(\rho)$, где $\rho^2 = x^2 + y^2$, при этом также предполагается, что по азимутальной координате ϕ газ является однородным. Примерами неоднородности могут быть вихрь или волна однако их возбуждение требует особой процедуры приготовления, чего не производится в описываемых экспериментах, а напротив, создаются условия для существования однородного и изотропного состояния.

Важно отметить, что если двумерное распределение плотности $n_2(x, z)$ — это распределение в плоскости фотографии, то распределение $n_2(\rho)$ — это распределение в плоскости свободного движения частиц двумерного газа. Таким образом возможно определить плотность в каждой точке облака, т. е. осуществить локальное описание.

Переход от $n_1(x)$ к $n_2(\rho)$ осуществляется путём обратного преобразования Абеля:

$$n_2(\rho) = -\frac{1}{\pi} \int_{\rho}^{\infty} \frac{dn_1(x)}{dx} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - \rho^2}}.$$
(6.20)

Ловушка может быть цилиндрически симметрична, так и эллиптического сечения. В диссертационной работе обсуждается ловушка эллиптического сечения, которая выбрана для улучшения разрешения при фотографировании газа, удерживаемого в этой ловушке. Таким образом, для созданной ловушки: $\omega_y/\omega_x \approx 1.5$. В этом случае для осуществления обратного преобразования Абеля необходимо выполнить преобразование растяжения координаты: $\tilde{y} \equiv y\omega_y/\omega_x$, что позволяет перейти к изотропному в плоскости x-y описанию распределения плотности. Преобразование растяжения координаты y на величину ω_y/ω_x описывается следующим выражением:

$$n_2(x,y) \rightarrow \frac{\omega_y}{\omega_x} n_2(x, \frac{\omega_y}{\omega_x}y),$$
 (6.21)

где в правой части множитель ω_y/ω_x перед распределением плотности в системе преобразованных координат необходим для сохранения числа частиц. Действительно,

$$\iint \frac{\omega_y}{\omega_x} n_2\left(x, \frac{\omega_y}{\omega_x}y\right) dxdy = \iint n_2\left(x, \tilde{y}\right) dxd\tilde{y} = \iint n_2\left(x, y\right) dxdy = N,$$
(6.22)

Введём обозначение $\tilde{\rho} = \sqrt{x^2 + (\frac{\omega_y}{\omega_x})^2 y^2}$. Тогда $\tilde{n}_2(\tilde{\rho}) = \tilde{n}_2(x, \tilde{y})$. Таким образом,

$$n_2(\tilde{\rho}) = -\frac{\omega_y/\omega_x}{\pi} \int_{\tilde{\rho}}^{\infty} \frac{dn_1(x)}{dx} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - \tilde{\rho}^2}}.$$
(6.23)

Измеряемое в эксперименте и получаемое после обработки фотографий распределение $n_1(x)$ является дискретным. Дискретность распределения $n_1(x)$ связана с дискретностью матрицы ПЗС. По причине дискретности $n_1(x)$ для определения $n_2(\rho)$ необходимо в формуле (6.23) перейти от интегрирования к суммированию. Пусть x_i координаты центров пикселей, индекс *i* обозначает номер пикселя, *i* принимает значения от 1 до 512, разница $x_{i+1} - x_i = \Delta x$ постоянная для всех *i*. Таким образом, значения $n_1(x)$ известны только в точках x_i . Производная $n'_1(x_i + \Delta x/2)$ считается постоянной на интервале от x_i до x_{i+1} и определённой на этом интервале как:

$$n_1'(x_i + \Delta x/2) = \frac{n_1(x_{i+1}) - n_1(x_i)}{\Delta x}.$$
(6.24)

Интервал интегрирования в уравнении (6.23) можно разбить на участки, где производная постоянна, и вынести её за знак интеграла на этих участках.

Для определения плотности в точке $\tilde{\rho}$ интегрирование в уравнении (6.23) должно вестись от этой точки до бесконечности. Поскольку набор значений, от которых может начинаться интегрирование ограничен дискретностью распределения $n_1(x_i)$, то набор значений $\tilde{\rho}$ также ограничен. Индекс начала интегрирования i_0 определяется исходя из интересующего значения величины $\tilde{\rho}$, т. е. из выражения $\tilde{\rho} = x_{i_0}$. Кроме номера пикселя с которого начинается суммирования i_0 необходимо ввести номер пикселя на котором суммирование заканчивается i_{cut} . Обычно это номер, соответствующий пискелю, близкому к крайнему в распределении $n_1(x_i)$.

Таким образом уравнение (6.23) предстанет в следующем виде:

$$n_2(\tilde{\rho}) = -\frac{\omega_y/\omega_x}{\pi} \sum_{i=i_0}^{i_{cut}} n'_1(x_i + \Delta x/2) \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{dx'}{\sqrt{x'^2 - \tilde{\rho}^2}}.$$
(6.25)

Таким образом, интеграл в правой части уравнения (6.25) выглядит следующим образом:

$$\int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{dx'}{\sqrt{x'^2 - x_{i_0}^2}} = \ln\left(x_{i+1} + \sqrt{x_{i+1}^2 - x_{i_0}^2}\right) - \ln\left(x_i + \sqrt{x_i^2 - x_{i_0}^2}\right),\tag{6.26}$$



Рисунок 6.4: (а) Одномерный модельный профиль плотности — чёрная линия; зашумлённый модельный профиль — синие точки; профиль, полученный при фильтрации шумного профиля — красная линия. На рисунке (б) представлены, соответствующие рисунку (а) профили $n_2(\tilde{\rho})$. Синие точки — преобразование шумных данных, красная ломаная — преобразование фильтрованных данных, чёрная ломаная — преобразование модельных данных. На рисунке (б) розовым отмечена точка, лежащая за пределами графика, её значение $\approx 1,5$ она относится к массиву данных, обозначаемых синими точками, и иллюстрирует ошибку в определении центральной плотности.

Удовлетворительность такого подхода была проверена в модельном эксперименте, который заключался в дискретизации одномерного модельного профиля $n_1(x)$ и дальнейшем получении дискретного $n_2(\tilde{\rho})$ путём осуществления преобразование Абеля. Точность оценивалась путём сравнения с модельным профилем $n_2(\tilde{\rho})$. Однако получающиеся при фотографировании профили в некоторой степени зашумлены. Источников шума может быть несколько: в основном это шум фотонов, рассеянный свет, шум фотокамеры (матрицы и считывающих регистров). По этой причине осуществлялась проверка точности процедуры преобразования при наличии шумов. Т. е. сравнение усреднённых результатов модельных экспериментов при наличии шумов и без.

Для моделирования была определена величина шума по измеренному одномерному распределению плотности. Профиль плотности, полученный в эксперименте, например, такой, как на рисунке 6.1, подгонялся модельным профилем невзаимодействующего газа, а затем производилось вычитание подогнанного профиля из данных. По полученному таким образом распределению определялась дисперсия шума – σ_n , среднее значение – ноль. Функция распределения шума считалась гауссовой. Величина дисперсии шума σ_n в разных реализациях варьировалась от 1% до 10% от максимума профиля. Однако в большинстве экспериментов (90%) величина σ_n лежит в интервале от 1,5% до 4%, среднее же значение величины $\sigma_n \approx 3\%$. Моделирование производилось следующим образом: на модельные профиль невзаимодействующего газа, накладывался гауссов шум с дисперсией, равной по величине дисперсии шума, определённой по экспериментальным данным (3%). Модельный профиль $n_1(x)$ с шумом показан синими точками на рисунке 6.4 (а). Затем проводилась процедура определения профиля $n_2(\tilde{\rho})$.

Обратное преобразование Абеля чувствительно к шуму. При построении профиля $n_2(\tilde{\rho})$ наиболее подвержены шуму области с малым $\tilde{\rho}$. Это видно из формул (6.25) и (6.26). Действительно, интеграл (6.26) расходится при $x_{i0} = 0$. Эта точка соответствует точке $\tilde{\rho} = 0$. В случае если из-за шумов в точке x = 0 величина $dn_1(x)/dx \neq 0$, то расходящийся интеграл не скомпенсирован. Он является множителем, усиливающим влияние отличия величины $dn_1(x)/dx$ от нуля. Чем дальше от точки $\tilde{\rho} = 0$, тем меньше значение интеграла (6.26) и, следовательно, влияние шумов. Ошибка определения плотности в центре облака может

достигать величины более 100%, в том числе измеренная плотность в центре облака может принимать и отрицательные значения. Такому определению плотности $n_2(\tilde{\rho})$ соответствуют синие точки на рисунке 6.4 (б). По этим причинам центральная плотность определялась путём подгонки распределения плотности, полученного после преобразования Абеля, перевёрнутой параболой. Из распределения $n_2(\tilde{\rho})$ удалялись точки близкие к $\tilde{\rho} = 0$. Подгонка производилась по интервалу $0.75R_{TF}$, при этом среднеквадратичная ошибка определения центральной плотности достигает значений $\approx 10\%$ от центральной плотности, известной из модели.

Для увеличения точности определения распределения $n_2(\tilde{\rho})$ одномерные профили $n_1(x)$ подвергаются фурье-фильтрации. В спектре $n_1(k)$ распределения $n_1(x)$ зануляются амплитуды всех пространственных гармоник, имеющих частоту выше определённой, конкретно в данной работе, соответствующей длине волны равной $0,4R_{TF}$. Такая фильтрация вызывает изменение центральной плотности меньше, чем на 1% и не вызывает ошибки в определении температуры профиля при температурах больше, чем $0,1E_F$, где E_F — энергия ферми системы частиц. Такая фильтрация позволяет уменьшить среднеквадратичную ошибку определения центральной плотности до величин равных $\approx 3,5\%$. Примеры зашумлённого, но после фурье-фильтрации и незашумлённого модельных профилей $n_1(x)$ и их преобразования Абеля приведены на рисунке 6.4 (а) и (б) соответственно. Фильтрованные модельные профили профили при повторении эксперимента и усреднении результатов стремятся к истинному (модельному без шума) значению достаточно быстро, т. е. достаточно около 10-ти повторений эксперимента.

Ошибку в определении центральной плотности по фильтрованным данным можно ещё уменьшить, определяя центральную плотность из подгонки. При этом из области подгонки убираются точки, лежащие наиболее близко к центру облака. В используемой процедуре удаляются первые две точки. Таким образом, величина среднеквадратичной ошибки определения центральной плотности получается 2% для фильтрованных данных. Т. е. в среднем ошибка ещё меньше. При этом ошибка фильтрованных данных всегда меньше, чем нефильтрованных.

6.3 Измерение локального давления двумерного ферми-газа

В этом разделе описан метод определения локального давления в любой точке облака двумерного ультрахолодного атомного газа, удерживаемого в оптической ловушке. Возможность измерения давления совместно с плотностью и температурой позволяет осуществить полное описание термодинамического состояния исследуемой системы. Это открывает путь к количественному изучению и проверке теорий, описывающих состояния квантовых многочастичных систем.

Измерение распределения локальной плотности $n_2(\rho)$ позволяет осуществить измерение распределения локального давления из уравнения баланса сил в удерживающем потенциале U(x, y):

$$\nabla_{\perp} P = -n_2(x, y) \nabla_{\perp} U. \tag{6.27}$$

В двумерной системе давление измеряется в Н/м.

В случае анизотропного потенциала удобно изначально провести преобразование растяжения пространства вдоль координаты y: $\tilde{y} = \omega_y/\omega_x y$, а $\tilde{\rho} = \sqrt{x^2 + (y\omega_y/\omega_x)^2}$.

Уравнение (6.27) будет записано в следующем виде:

$$\frac{dP}{d\tilde{\rho}} = -n_2(\tilde{\rho})\frac{dU}{d\tilde{\rho}}.$$
(6.28)

Рассмотрим случай гауссова потенциала: $U(\tilde{\rho}) = U_0 \left(1 - e^{-\tilde{\rho}^2/\rho_x^2}\right)$. Тогда, выполняя интегрирование в (6.28), получим:

$$P(\tilde{\rho}) = -U_0 \int_{\tilde{\rho}}^{\infty} n_2(\tilde{\rho}') e^{-\frac{\tilde{\rho}^2}{\rho_x^2}} \frac{2\tilde{\rho}'}{\rho_x} d\tilde{\rho}'.$$
(6.29)

Пути вычисления давления могут быть разными, один из них — сначала определить $n_2(\tilde{\rho})$, а затем выполнить интегрирование, другой заключается в комбинировании формулы (6.20) и (6.29). Второй путь удобно применить для ловушки в чисто гармоническом потенциале:

$$P(\rho) = \frac{m\omega_{\perp}^2}{\pi} \int_{\rho}^{\infty} n_1(x) \frac{xdx}{\sqrt{x^2 - \rho^2}}.$$
 (6.30)

Для случая $\rho = 0$, т. е. для центра ловушки:

$$P(0) = \frac{m\omega_{\perp}^2 N}{2\pi}.$$
(6.31)

Таким образом, давление в центре облака двумерного ферми-газа, удерживаемого в гармонической ловушке, зависит лишь от числа частиц и параметров ловушки и не зависит от температуры и чего-либо ещё.

В случае ангармонического потенциала для расчёта локального давления необходимо сначала расчитать $n_2(\tilde{\rho})$, а затем применять формулу (6.29). Распределение $n_2(\tilde{\rho})$ является дискретным, поэтому для расчёта $P(\tilde{\rho})$ необходимо в (6.29) от интегрирования перейти к суммированию:

$$P(\tilde{\rho}) = -U_0 \sum_{i=i_0}^{i_{cut}} n_2(\tilde{\rho}_i) \int_{\tilde{\rho}_i}^{\rho_{i+1}} e^{-\rho'^2/\rho_x^2} \frac{2\rho'}{\rho_x^2} d\rho'.$$
(6.32)

Результаты расчёта локального давления по экспериментальным данным в сравнении с теоретическим профилем давления идеального двумерного ферми-газа при нулевой температуре представлены на рисунке 6.5.

Экспериментальный профиль давления был определён по одномерному профилю $n_1(x)$ вырожденного газа атомов лития-6, находящегося в поле 1200 Гаусс, при температуре $\approx 0.06E_F$, в ловушке с частотами $\omega_z/2\pi = 6114$ Гц, $\omega_x/2\pi = 92.3$ Гц, $\omega_y/2\pi = 139.6$ Гц, с числом атомов в каждом спиновом состоянии 490. По профилю $n_1(x)$ с помощью обратного преобразования Абеля (6.20) получен профиль $n_2(\tilde{\rho})$, затем по формуле (6.29) определён профиль давления, отнормированный на давление в центре облака идеального двумерного ферми-газа в гармоническом потенциале (6.31).

Теоретический профиль на рисунке 6.5 получен согласно нижеследующим рассуждениям. Прежде всего необходимо выразить основные величины в локальных переменных, поскольку подразумевается справедливость приближения локальной однородности:

$$\varepsilon_{F_{loc}} = \frac{4\pi\hbar^2 n_2}{2m}, \qquad P_{loc} = \frac{n_2 \varepsilon_{F_{loc}}}{2}, \tag{6.33}$$

тогда

$$P_{loc} = \frac{\pi \hbar^2 n_2^2}{m},$$
(6.34)

где n_2 обозначает локальную плотность в какой-либо точке облака невзаимодействующего двумерного ферми-газа при нулевой температуре. Таким образом, для построения теоретического профиля локального давления необходимо построить распределение $n_2(\tilde{\rho})$ в ангармоническом потенциале. Для этого воспользуемся первой формулой из (6.33) и выражением



Рисунок 6.5: Синие точки — экспериментальный профиль давления слабовзаимодействующего двумерного ферми-газа, удерживаемого в потенциале гауссовой формы. Сплошная красная линия — профиль давления идеального газа в гауссовом потенциале. Вертикальная шкала отнормирована на давление в центре облака двумерного ферми-газа, удерживаемого в гармоническом потенциале — (6.31). Горизонтальная шкала отнормирована на радиус Томаса–Ферми идеального двумерного ферми-газа при нулевой температуре в гармоническом потенциале, определённый по формуле (6.11). Слабое отличие формы экспериментального

профиля от теоретического обусловлено влиянием межчастичного взаимодействия.

связывающим локальную и глобальную энергию Ферми E'_F в ангармоническом потенциале. Штрих в обозначении E'_F указывает на то, что это энергия Ферми для газа в ангармоническом потенциале.

$$\varepsilon_{F_{loc}}(\tilde{\rho}) = E'_F - U_0 \left(1 - e^{-\tilde{\rho}^2/\rho_x^2} \right).$$
(6.35)

Глобальная энергия Ферми определяется путём интегрирования этого уравнения по объёму газа в ловушке:

$$\frac{2\pi\hbar^2}{m}\frac{\omega_y}{\omega_x}N = \int_0^R \left[E'_F - U_0\left(1 - e^{-\tilde{\rho}^2/\rho_x^2}\right)\right] 2\pi\tilde{\rho}d\tilde{\rho},$$

$$R = \rho_x\sqrt{-\ln(1 - E'_F/U_0)},$$
(6.36)

где N — число частиц.

Таким образом определяется глобальная энергия Ферми. При известной форме потенциала, с помощью формулы (6.35) и первой формулы (6.33), определяется теоретический профиль плотности $n_2(\tilde{\rho})$, а затем с помощью формулы (6.34) распределение давления $P(\tilde{\rho})$.

Удобно использовать аналитическое выражение для оценки влияния ангармонизма на давление. Далее представлена оценка поправки к давлению в центре облака двумерного ферми-газа, связанной с ангармонизмом ловушки. Для определения поправки, потенциал представляется в виде разложения и учитываются высшие по отношению к гармоническому члены разложения потенциала:

$$U(\tilde{\rho}) = \frac{m\omega_x^2}{2} \left(\tilde{\rho}^2 - \frac{m\omega_x^2}{4U_0} \tilde{\rho}^4 \right), \tag{6.37}$$

где $\tilde{\rho}^2 = x^2 + y^2 \omega_y^2 / \omega_x^2$. При вычислении давления в центре первый член даёт выражение (6.31). Второй член выражает поправку, связанную с ангармонизмом. При подстановке (6.37) в уравнение баланса (6.28) и осуществлении интегрирования получается выражение для поправки к давлению в центре:

$$\Delta P_{cen} = -\frac{m\omega_{\perp}^2}{2} \frac{m\omega_x^2}{U_0} \int_0^\infty n_2(\tilde{\rho}) \tilde{\rho}^3 d\tilde{\rho} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi}.$$
(6.38)

Второй интеграл в правой части этого равенства $\int_{0}^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} = 1$. Он введён для удобства дальнейших преобразований. Далее производится замена переменных $(\tilde{\rho}, \phi) \to (x, y)$:

$$n_2(\tilde{\rho})\tilde{\rho}d\tilde{\rho}d\phi = n_2(x,\tilde{y})dxd\tilde{y} = n_2(x,y)dxdy.$$
(6.39)

Тогда выражение для поправки представляется в виде:

$$\Delta P_{cen} = -\frac{m\omega_{\perp}^2}{2} \frac{m\omega_x^2}{U_0} \iint_{-\infty -\infty}^{\infty} n_2(x, y) \left(x^2 + \left(\frac{\omega_y}{\omega_x}\right)^2 y^2\right) dxdy.$$
(6.40)

После интегрирования получается:

$$\Delta P_{cen} = -\frac{m}{2\pi} \frac{m}{2U_0} \omega_{\perp}^2 \omega_x^2 N\left(\langle x^2 \rangle + \left(\frac{\omega_y}{\omega_x}\right)^2 \langle y^2 \rangle\right),\tag{6.41}$$

где

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \int x^2 n_1(x) dx \quad \mathbf{H} \quad \langle y^2 \rangle = \frac{1}{N} \int y^2 n_1(y) dy. \tag{6.42}$$

Поскольку масштабы облака газа вдоль x и y отличаются на ω_y/ω_x , то величины $\langle x^2 \rangle$ и $(\omega_y/\omega_x)^2 \langle y^2 \rangle$ равны. Тогда окончательная формула для давления в центре примет вид:

$$P_{cen} = \frac{m\omega_{\perp}^2}{2\pi} N\left(1 - \frac{m\omega_x^2 \langle x^2 \rangle}{U_0}\right).$$
(6.43)

Для идеального газа при нуле температуры T = 0 справедливо соотношение:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\rho_{TF_x}^2}{6}.\tag{6.44}$$

Таким образом, второй член в скобках формулы (6.43) может быть представлен в виде:

$$\frac{m\omega_x^2\langle x^2\rangle}{U_0} = \frac{E_F}{3U_0}.$$
(6.45)

На рисунке 6.5 приведён пример измерения давления для случая слабовзаимодействующего газа. Отличие от давления газа в гармоническом потенциала обусловлено влиянием ангармонизма. Величина уменьшение давления по сравнению с гармоническим потенциалом, определённая по формуле (6.43), согласуется с экспериментальынми данными и составляет \approx 3,5%. Таким образом, давление в центре облака согласуется с теорией идеального ферми-газа. Для полученного профиля, представленного на рисунке 6.5, должно наблюдаться влияние притяжательных взаимодействий. Это отличие наблюдается при отходе от центра облака.

Описанный метод был применён для измерения давления в двумерной ферми-системе в режимах взаимодействия разной интенсивности [65]. Теоретическое описание однородных квантовых систем представляется более простым, чем неоднородных, благодаря отсутствию необходимости включать в описание распределение потенциала, удерживающего систему. Таким образом возможность измерения локальных характеристик многочастичных квантовых систем открывает дорогу к более простому описанию состояний системы. Это позволяет осуществить проверку наиболее фундаментальных моделей состояний многочастичных квантовых систем.

Заключение

В ходе диссертационной работы создана установка по лазерному охлаждению для приготовления и изучения вырожденных атомных и молекулярных газов. На этой установке приготовлен первый в мире двумерный ферми-газ атомов, а также осуществлено первое в мире измерение распределения плотности и температуры двумерного ферми-газа.

В установке реализованы методы управления различными параметрами газа, такими, как плотность, межчастичное взаимодействие, температура, спиновый состав, кинематическая размерность. Создана система, позволяющая с высоким разрешением осуществлять измерение распределения плотности газа, описаны методы учёта различных эффектов, влияющих на величину поглощения излучения. Предложен и применён метод прецизионного измерения параметров удерживающего потенциала, что необходимо для прецизионного измерения термодинамических характеристик удерживаемого газа.

В результате экспериментов соискателем установлено, что:

- двумерный газ, соответствующий базовым положениям теории Ферми [59]²⁾ и Дирака [61], — реально существующий физический объект, доступный в эксперименте;

- ангармонизм, присущий оптическим дипольным ловушкам, ранее считавшийся нежелательным эффектом, может быть использован для прецизионных измерений параметров ловушек;

- при взаимодействии газа атомов с резонансным излучением коллективные эффекты наблюдаются даже в средах с малой оптической плотностью и должны учитываться в прецизионных измерениях.

Созданный двумерный ферми-газ атомов может стать полигоном для изучения общих вопросов физики двумерных систем и количественной проверки теорий, применимых к другим двумерным системам. В литературе обсуждается экспериментальное моделирование ВТСП в экспериментах с ультрахолодным газом [54]. В этом ключе, а также само по себе, интересно создание двумерного ферми-газа с p- или d-волновыми взаимодействиями. В литературе предложены эксперименты по созданию майорановских фермионов в двумерном атомном газе [55,56]. Предлагается наблюдать новые фазовые состояния и фазовые переходы в ультрахолодных двумерных газах [45,57,58].

²⁾Англоязычная версия: [60]

Литература

- Hänsch T. W., Schawlow A. L. Cooling of gases by laser radiation // Optics Communications. 1975. Vol. 13, no. 1. pp. 68–69.
- Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well / W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt // Physical Review Letters. 1978. Jul. Vol. 41. pp. 233–236.
- 3. Wineland D. J., Drullinger R. E., Walls F. L. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers // Physical Review Letters. 1978. Jun. Vol. 40. pp. 1639–1642.
- Балыкин В. И., Летохов В. С., Мишин В. И. Наблюдение охлаждения свободных атомов натрия в резонансном лазерном поле со сканируемой частотой // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1979. май. Т. 29. С. 614–617.
- 5. Балыкин В. И., Летохов В. С., Сидоров А. И. Радиационная коллимация атомного пучка путем двухмерного охлаждения лазерным излучением // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1984. сен. Т. 40. С. 251–253.
- Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure / S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin // Physical Review Letters. 1985. Jul. Vol. 55. pp. 48–51.
- Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure / E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard // Physical Review Letters. 1987. Dec. Vol. 59, no. 23. pp. 2631–2634.
- Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor / M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell // Science. 1995. Vol. 269, no. 5221. pp. 198–201.
- DeMarco B., Jin D. S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas // Science. 1999. Sep. Vol. 285. p. 1703.
- Barrett M. D., Sauer J. A., Chapman M. S. All-optical formation of an atomic Bose–Einstein condensate // Physical Review Letters. 2001. Jun. Vol. 87. p. 010404.
- All-optical production of a degenerate Fermi gas / S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O'Hara, J. E. Thomas // Physical Review Letters. 2002. Mar. Vol. 88, no. 12. p. 120405.
- Spin Gradient Demagnetization Cooling of Ultracold Atoms / P. Medley, D. M. Weld, H. Miyake, D. E. Pritchard, W. Ketterle // Physical Review Letters. 2011. May. Vol. 106. p. 195301.
- 13. NIST F1 and F2 / T. P. Heavner, T. E. Parker, J. H. Shirley, S. R. Jefferts // Proc. 7th Symp. Freq. Stds. Metrology. 2008. pp. 299–307.

- 14. Makdissi A., de Clercq E. Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of BNM-LPTF // Metrologia. 2001. Vol. 38, no. 5. p. 409.
- 15. Lemonde P. Optical lattice clocks // Eur. Phys. J. Special Topics. 2009. Jun. Vol. 172. pp. 81–96.
- Atomic clocks with suppressed blackbody radiation shift / V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. V. Okhapkin, S. N. Bagayev, C. Tamm, E. Peik, N. Huntemann, T. E. Mehlstäubler, F. Riehle // Physical Review Letters. 2011. Jul. Vol. 107. p. 030801.
- 17. Atom-interferometry tests of the isotropy of post-newtonian gravity / H. Müller, S.-w. Chiow, S. Herrmann, S. Chu, K.-Y. Chung // Physical Review Letters. 2008. Jan. Vol. 100. p. 031101.
- Precision measurement of gravity with cold atoms in an optical lattice and comparison with a classical gravimeter / N. Poli, F.-Y. Wang, M. G. Tarallo, A. Alberti, M. Prevedelli, G. M. Tino // Physical Review Letters. 2011. Jan. Vol. 106. p. 038501.
- 19. Gustavson T. L., Landragin A., Kasevich M. A. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope // Classical and Quantum Gravity. 2000. Vol. 17, no. 12. p. 2385.
- 20. Marti G. E., Olf R., Stamper-Kurn D. M. Collective excitation interferometry with a toroidal Bose–Einstein condensate. arXiv:1210.0033v2.
- Bloch I., Dalibard J., Zwerger W. Many-body physics with ultracold gases // Reviews of Modern Physics. 2008. Vol. 80, no. 3. p. 885.
- Giorgini S., Pitaevskii L. P., Stringari S. Theory of ultracold atomic Fermi gases // Reviews of Modern Physics. 2008. Vol. 80, no. 4. p. 1215.
- Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния / под ред. Л. П. Питаевский. 3-е изд. Москва: Физматлит, 2004. Т. IX из серии Теоретическая физика.
- 24. Kapitza P. Viscosity of liquid helium below the λ -point // Nature (London). 1938. Jan. Vol. 141. pp. 74–74.
- Measurement of the zero crossing in a Feshbach resonance of fermionic ⁶Li / K. M. O'Hara, S. L. Hemmer, S. R. Granade, M. E. Gehm, J. E. Thomas, V. Venturi, E. Tiesinga, C. J. Williams // Physical Review A. 2002. Oct. Vol. 66, no. 4. p. 041401.
- Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms / A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, R. G. Hulet // Science. 2001. Mar. Vol. 291, no. 5513. pp. 2570–2572.
- Volovik G. E. The topology of the quantum vacuum // Analogue Gravity Phenomenology / Ed. by D. Faccio, F. Belgiorno, S. Cacciatori, V. Gorini, S. Liberati, U. Moschella. Springer, 2013. Vol. 870 of *Lecture Notes in Physics*. pp. 343–383.
- Observation of a strongly interacting degenerate Fermi gas of atoms / K. M. O'Hara, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, S. R. Granade, J. E. Thomas // Science. 2002. Vol. 298, no. 5601. pp. 2179–2182.
- Mechanical stability of a strongly interacting Fermi gas of atoms / M. E. Gehm, S. L. Hemmer, S. R. Granade, K. M. O'Hara, J. E. Thomas // Physical Review A. 2003. Vol. 68, no. 1. p. 011401.

- 30. Келдыш Л. В., Козлов А. Н. Коллективные свойства экситонов в полупроводниках // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1968. Т. 54, № 3. С. 978–993.
- 31. Kerbikov B. Unusual condensates in quark and atomic systems // Surveys in High Energy Physics. 2006. Vol. 20. pp. 47 57. arXiv:hep-ph/0510302.
- 32. Crossover from a molecular Bose-Einstein condensate to a degenerate Fermi gas / M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. H. Denschlag, R. Grimm // Physical Review Letters. 2004. Vol. 92, no. 12. p. 120401.
- 33. Efimov V. Energy levels arising from resonant two-body forces in a three-body system // Physics Letters B. 1970. Dec. Vol. 33, no. 8. pp. 563 564.
- Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms / T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, R. Grimm // Nature (London). 2006. Mar. Vol. 440. pp. 315–318.
- Radio-frequency association of Efimov trimers / T. Lompe, T. B. Ottenstein, F. Serwane, A. N. Wenz, G. Zürn, S. Jochim // Science. 2010. Nov. Vol. 330, no. 6006. pp. 940–944.
- 36. Турлапов А. В. Ферми-газ атомов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. янв. Т. 95. С. 104–112.
- 37. Girardeau M. Relationship between systems of impenetrable bosons and fermions in one dimension // Journal of Mathematical Physics. 1960. Vol. 1. p. 516.
- Tonks–Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice / B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch, I. Bloch // Nature. 2004. Vol. 429, no. 6989. pp. 277–281.
- 39. Kinoshita T., Wenger T., Weiss D. S. Observation of a one-dimensional Tonks-Girardeau gas // Science. 2004. Vol. 305, no. 5687. pp. 1125–1128.
- Aleiner I. L., Altshuler B. L., Shlyapnikov G. V. A finite-temperature phase transition for disordered weakly interacting bosons in one dimension // Nature Physics. 2010. Sep. Vol. 6. pp. 900–904.
- Березинский В. Л. Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах. Квантовый случай // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1971. Т. 61. С. 1144–1156.
- 42. Kosterlitz J. M., Thouless D. J. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems // Journal of Physics C: Solid State Physics. 1973. Apr. Vol. 6, no. 7. pp. 1181–1203.
- 43. Berezinskii–Kosterlitz–Thouless crossover in a trapped atomic gas / Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, J. Dalibard // Nature. 2006. Vol. 441, no. 7097. pp. 1118–1121.
- 44. Volovik G. E., Yakovenko V. M. Fractional charge, spin and statistics of solitons in superfluid ³He film // Journal of Physics: Condensed Matter. 1989. Vol. 1, no. 31. p. 5263.
- 45. Gurarie V., Radzihovsky L., Andreev A. V. Quantum phase transitions across a *p*-wave Feshbach resonance // Physical Review Letters. 2005. Jun. Vol. 94, no. 23. p. 230403.
- 46. Gu Z.-C., Wang Z., Wen X.-G. A classification of 2D fermionic and bosonic topological orders. arXiv:1010.1517.

- 47. Leijnse M., Flensberg K. Introduction to topological superconductivity and Majorana fermions // Semiconductor Science and Technology. 2012. Nov. Vol. 27, no. 12. p. 124003.
- Theory of topological quantum phase transitions in 3D noncentrosymmetric systems / B.-J. Yang, M. S. Bahramy, R. Arita, H. Isobe, E.-G. Moon, N. Nagaosa // Physical Review Letters. 2013. Feb. Vol. 110. p. 086402.
- 49. Bertaina G., Giorgini S. BCS-BEC crossover in a two-dimensional Fermi gas // Physical Review Letters. 2011. Mar. Vol. 106. p. 110403.
- Superconductivity up to 164 K in HgBa₂Ca_{m-1}Cu_mO_{2m+2+δ} (m=1, 2, and 3) under quasihydrostatic pressures / L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert, H. K. Mao // Physical Review B. 1994. Vol. 50, no. 6. p. 4260.
- 51. Tsuei C. C., Kirtley J. R. Pairing symmetry in cuprate superconductors // Reviews of Modern Physics. 2000. Oct. Vol. 72, no. 4. p. 969.
- 52. Копаев Ю. В., Белявский В. И., Капаев В. В. С купратным багажом к комнатнотемпературной сверхпроводимости // Успехи физических наук. 2008. Т. 178, № 2. С. 202–210.
- 53. Jackiw R. Fractional and Majorana fermions: the physics of zero-energy modes // Physica Scripta. 2012. Jan. Vol. 2012, no. T146. p. 014005.
- 54. BCS-BEC crossover: From high temperature superconductors to ultracold superfluids / Q. Chen, J. Stajic, S. Tan, K. Levin // Physics Reports. 2005. Vol. 412, no. 1. pp. 1–88.
- 55. Quantum computation using vortices and Majorana zero modes of a $p_x + ip_y$ superfluid of fermionic cold atoms / S. Tewari, S. Das Sarma, C. Nayak, C. Zhang, P. Zoller // Physical Review Letters. 2007. Jan. Vol. 98. p. 010506.
- 56. Probing Majorana fermions in spin-orbit-coupled atomic Fermi gases / X.-J. Liu, L. Jiang, H. Pu, H. Hu // Physical Review A. 2012. Feb. Vol. 85. p. 021603.
- Pairing in a two-dimensional Fermi gas with population imbalance / M. J. Wolak, B. Grémaud, R. T. Scalettar, G. G. Batrouni // Physical Review A. 2012. Aug. Vol. 86. p. 023630.
- 58. Strack P., Jakubczyk P. Fluctuations of imbalanced fermionic superfluids in two dimensions induce continuous quantum phase transitions and non-Fermi-liquid behavior // Physical Review X. 2014. Apr. Vol. 4. p. 021012.
- 59. Fermi E. Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico // Rend. Lincei. 1926. Vol. 3. pp. 145–149.
- 60. Zannoni A. On the Quantization of the Monoatomic Ideal Gas // arXiv preprint cond-mat/9912229. 1999.
- Dirac P. A. M. On the Theory of Quantum Mechanics // Royal Society of London Proceedings Series A. 1926. oct. Vol. 112. pp. 661–677.
- 62. Stajic J. Squeezing Fermi Gases into Two Dimensions // Science. 2010. Jul. Vol. 329. p. 492.
- 63. Enss T. Crossing a Quantum Fluid Divide // Physics. 2014. Jan. Vol. 7. p. 9.
- CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms / S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz, T. W. Hänsch // Physical Review A. 1998. Jan. Vol. 57. pp. R20–R23.

- Makhalov V., Martiyanov K., Turlapov A. Ground-State Pressure of Quasi-2D Fermi and Bose Gases // Physical Review Letters. 2014. Vol. 112. p. 045301.
- 66. Мартьянов К. А., Махалов В. Б., Турлапов А. В. Наблюдение вырожденного ферми-газа, пленённого стоячей электромагнитной волной // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2010. апр. Т. 91. С. 401–404.
- 67. Звелто Орацио. Принципы лазеров: Пер. с англ. Шмаонов, Т. А. Мир, 1990.
- Suppression of density fluctuations in a quantum degenerate Fermi gas / C. Sanner, E. J. Su, A. Keshet, R. Gommers, Y.-i. Shin, W. Huang, W. Ketterle // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105, no. 4. p. 040402.
- Revealing the superfluid lambda transition in the universal thermodynamics of a unitary Fermi gas / M. J. H. Ku, A. T. Sommer, L. W. Cheuk, M. W. Zwierlein // Science. 2012. Vol. 335, no. 6068. pp. 563–567.
- Higher-nodal collective modes in a resonantly interacting Fermi gas / E. R. S. Guajardo, M. K. Tey, L. A. Sidorenkov, R. Grimm // Physical Review A. 2013. Vol. 87, no. 6. p. 063601.
- Absorption imaging of a quasi-two-dimensional gas: a multiple scattering analysis / L. Chomaz, L. Corman, T. Yefsah, R. Desbuquois, J. Dalibard // New Journal of Physics. Vol. 14, no. 5. p. 055001.
- 72. Piovella N., Bachelard R., Courteille P. W. Fluid description of the cooperative scattering of light by spherical atomic clouds // Journal of Plasma Physics. 2013. Vol. 79, no. 04. pp. 413–419.
- 73. Bose S. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese // Zeitschrift für Physik. 1924.
- 74. Einstein A. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases // Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften. 1924. Vol. Physikalisch-mathematische Klasse.
- 75. Stoner E. C. Atomic moments in ferromagnetic metals and alloys with non-ferromagnetic elements // Phylosophical Magazine. 1933. Vol. 15. p. 1018.
- 76. Itinerant ferromagnetism in a Fermi gas of ultracold atoms / G.-B. Jo, Y.-R. Lee, J.-H. Choi, C. A. Christensen, T. H. Kim, J. H. Thywissen, D. E. Pritchard, W. Ketterle // Science. 2009. Sep. Vol. 325, no. 5947. p. 1521.
- Correlations and pair formation in a repulsively interacting Fermi gas / C. Sanner, E. J. Su, W. Huang, A. Keshet, J. Gillen, W. Ketterle // Physical Review Letters. 2012. Jun. Vol. 108. p. 240404.
- 78. Balykin V. I., Minogin V. G., Letokhov V. S. Electromagnetic trapping of cold atoms // Reports on Progress in Physics. 2000. Vol. 63, no. 9. p. 1429.
- 79. Phillips W. D., Metcalf H. Laser deceleration of an atomic beam // Physical Review Letters. 1982. Mar. Vol. 48, no. 9. pp. 596–599.
- 80. Laser cooling and trapping of Li / Z. Lin, K. Shimizu, M. Zhan, F. Shimizu, H. Takuma // Japanese Journal of Applied Physics. 1991. Jun. Vol. 30, no. 7B. pp. L1324–L1326.
- Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y. B. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms / Ed. by B. Bederson, H. Walther. Academic Press, 2000. Vol. 42 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. pp. 95–170.

- 82. Ketterle W., Durfee D., Stamper-Kurn D. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates // arXiv preprint cond-mat/9904034. 1999. Apr. Vol. 5.
- 83. Nesmeyanov A. N., Gary R. Vapor pressure of the chemical elements. Elsevier Amsterdam, 1963. Vol. 307.
- 84. Arimondo E., Inguscio M., Violino P. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms // Reviews of Modern Physics. 1977. Vol. 49, no. 1. p. 31.
- Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д. Охлаждение и пленение атомов резонансным световым полем // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1977. anp. T. 72. C. 1328–1341.
- 86. Optical molasses / P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, C. I. Westbrook // JOSA B. 1989. Vol. 6, no. 11. pp. 2084–2107.
- Bose-Einstein condensation of atoms in a uniform potential / A. L. Gaunt, T. F. Schmidutz, I. Gotlibovych, R. P. Smith, Z. Hadzibabic // Physical Review Letters. 2013. Vol. 110, no. 20. p. 200406.
- Reusable ultrahigh vacuum viewport bakeable to 240 C / S. G. Cox, P. F. Griffin, C. S. Adams, D. DeMille, E. Riis // Review of scientific instruments. 2003. Vol. 74, no. 6. pp. 3185–3187.
- 89. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). 5-е изд. Москва: Физматлит, 2002. Т. III из серии *Теоретическая физика*.
- Feshbach resonances in ultracold gases / C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga // Reviews of Modern Physics. 2010. Vol. 82, no. 2. p. 1225.
- Derevianko A., Babb J. F., Dalgarno A. High-precision calculations of van der Waals coefficients for heteronuclear alkali-metal dimers // Physical Review A. 2001. Apr. Vol. 63, no. 5. p. 052704.
- 92. Ab initio determination of polarizabilities and van der Waals coefficients of Li atoms using the relativistic coupled-cluster method / L. W. Wansbeek, B. K. Sahoo, R. G. E. Timmermans, B. P. Das, D. Mukherjee // Physical Review A. 2008. Jul. Vol. 78, no. 1. p. 012515.
- 93. Erratum: Ab initio determination of polarizabilities and van der Waals coefficients of Li atoms using the relativistic coupled-cluster method [Physical Review A 78, 012515 (2008)] / L. W. Wansbeek, B. K. Sahoo, R. G. E. Timmermans, B. P. Das, D. Mukherjee // Physical Review A. 2010. Aug. Vol. 82, no. 2. p. 029901.
- 94. Precise Characterization of ⁶Li Feshbachf Resonances Using Trap-Sideband-Resolved RF Spectroscopy of Weakly Bound Molecules / G. Zürn, T. Lompe, A. N. Wenz, S. Jochim, P. S. Julienne, J. M. Hutson // Physical Review Letters. 2013. Mar. Vol. 110. p. 135301.
- Evaporative cooling of unitary Fermi gas mixtures in optical traps / L. Luo, B. Clancy, J. Joseph, J. Kinast, A. Turlapov, J. E. Thomas // New Journal of Physics. 2006. Sep. Vol. 8. p. 213.
- 96. Бэкстер Р. Точно решаемые модели в статистической механике // Пер. с англ. Е. П. Вольского, Л. И. Дайхина. 1985.
- 97. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн: Учебное пособие. Наука, 1990.
- 98. Martiyanov K., Makhalov V., Turlapov A. Observation of a two-dimensional Fermi gas of atoms // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105, no. 3. p. 030404.
- 99. Petrov D. S., Holzmann M., Shlyapnikov G. V. Bose-Einstein condensation in quasi-2D trapped gases // Physical Review Letters. 2000. Mar. Vol. 84, no. 12. pp. 2551–2555.
- 100. Production of a Fermi gas of atoms in an optical lattice / G. Modugno, F. Ferlaino, R. Heidemann, G. Roati, M. Inguscio // Physical Review A. 2003. Jul. Vol. 68, no. 1. p. 011601.
- 101. p-wave interactions in low-dimensional fermionic gases / K. Günter, T. Stöferle, H. Moritz, M. Köhl, T. Esslinger // Physical Review Letters. 2005. Nov. Vol. 95, no. 23. p. 230401.
- 102. Du X., Zhang Y., Thomas J. E. Inelastic collisions of a Fermi gas in the BEC-BCS crossover // Physical Review Letters. 2009. Jun. Vol. 102, no. 25. p. 250402.
- 103. Pure gas of optically trapped molecules created from fermionic atoms / S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, C. Chin, J. H. Denschlag, R. Grimm // Physical Review Letters. 2003. Dec. Vol. 91, no. 24. p. 240402.
- 104. Atom interferometry with trapped Fermi gases / G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno, M. Inguscio // Physical Review Letters. 2004. Jun. Vol. 92, no. 23. p. 230402.
- 105. Fermionic atoms in a three dimensional optical lattice: Observing Fermi surfaces, dynamics, and interactions / M. Köhl, H. Moritz, T. Stöferle, K. Günter, T. Esslinger // Physical Review Letters. 2005. Mar. Vol. 94, no. 8. p. 080403.
- 106. Confinement induced molecules in a 1D Fermi gas / H. Moritz, T. Stöferle, K. Günter, M. Köhl, T. Esslinger // Physical Review Letters. 2005. Vol. 94, no. 21. p. 210401.
- 107. Kestner J. P., Duan L.-M. Conditions of low dimensionality for strongly interacting atoms under a transverse trap // Physical Review A. 2006. Nov. Vol. 74, no. 5. p. 053606.
- 108. Two-dimensional quantum gas in a hybrid surface trap / J. I. Gillen, W. S. Bakr, A. Peng, P. Unterwaditzer, S. Fölling, M. Greiner // Physical Review A. 2009. Vol. 80, no. 2. p. 021602.
- 109. Feshbach resonances in ultracold gases / C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga // Reviews of Modern Physics. 2010. Apr. Vol. 82, no. 2. pp. 1225–1286.
- Anharmonic parametric excitation in optical lattices / R. Jáuregui, N. Poli, G. Roati, G. Modugno // Physical Review A. 2001. Aug. Vol. 64. p. 033403.
- 111. Metastability in Spin-Polarized Fermi Gases / Y. A. Liao, M. Revelle, T. Paprotta, A. S. C. Rittner, W. Li, G. B. Partridge, R. G. Hulet // Physical Review Letters. 2011. Vol. 107, no. 14. p. 145305.
- 112. Evidence for superfluidity in a resonantly interacting Fermi gas / J. Kinast, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, A. Turlapov, J. E. Thomas // Physical Review Letters. 2004. Vol. 92, no. 15. p. 150402.
- 113. Balik S., Win A. L., Havey M. D. Imaging-based parametric resonance in an optical dipoleatom trap // Physical Review A. 2009. Aug. Vol. 80. p. 023404.
- Precision measurements of collective oscillations in the BEC-BCS crossover / A. Altmeyer, S. Riedl, C. Kohstall, M. J. Wright, R. Geursen, M. Bartenstein, C. Chin, J. H. Denschlag, R. Grimm // Physical Review Letters. 2007. Jan. Vol. 98, no. 4. p. 040401.

- 115. Collective Excitations of a Degenerate Gas at the BEC-BCS Crossover / M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. H. Denschlag, R. Grimm // Physical Review Letters. 2004. May. Vol. 92, no. 20. p. 203201.
- 116. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика / под ред. Л. П. Питаевский. 5-е изд. Москва: Физматлит, 2004. Т. I из серии *Теоретическая физика*.
- 117. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. перев. с англ. ГП Мотулелича. М.: Наука. ГРФМЛ, 1973.
- 118. Введение в фурье-оптику: Пер. с англ / Д. У. Гудмен, В. Ю. Галицкий, М. П. Головей, Г. И. Косоуров. Мир, 1970.
- 119. Nelson K. D., Li X., Weiss D. S. Imaging single atoms in a three-dimensional array // Nature Physics. 2007. Vol. 3, no. 8. pp. 556–560.
- 120. High-resolution scanning electron microscopy of an ultracold quantum gas / T. Gericke, P. Würtz, D. Reitz, T. Langen, H. Ott // Nature Physics. 2008. Vol. 4, no. 12. pp. 949–953.
- 121. Pairing and phase separation in a polarized Fermi gas / G. B. Partridge, W. Li, R. I. Kamar, Y. Liao, R. G. Hulet // Science. 2006. Jan. Vol. 311. p. 503.
- 122. Collective excitation of a Bose-Einstein condensate by modulation of the atomic scattering length / S. Pollack, D. Dries, R. Hulet, K. Magalhaes, E. Henn, E. Ramos, M. Caracanhas, V. Bagnato // Physical Review A. 2010. Vol. 81, no. 5. p. 053627.
- 123. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice / W. S. Bakr, J. I. Gillen, A. Peng, S. Fölling, M. Greiner // Nature. 2009. Vol. 462, no. 7269. pp. 74–77.
- 124. Local observation of antibunching in a trapped Fermi gas / T. Müller, B. Zimmermann, J. Meineke, J.-P. Brantut, T. Esslinger, H. Moritz // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105, no. 4. p. 040401.
- 125. Talbot H. F. Facts related to optical science // Philosophical Magazine. 1836. Vol. 6. p. 401.
- 126. Квантовая оптика / М. О. Скалли, М. С. Зубайри, А. А. Калачев, В. В. Самарцев. Физматлит М., 2003.
- 127. Molecular Probe of Pairing in the BEC-BCS Crossover / G. B. Partridge, K. E. Strecker, R. I. Kamar, M. W. Jack, R. G. Hulet // Physical Review Letters. 2005. Jul. Vol. 95. p. 020404.