На правах рукописи

Цыганок Владислав Викторович

# «Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия в оптической дипольной ловушке»

01.04.21 - Лазерная физика

ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2021

# Работа прошла апробацию на общем научном семинаре Российского Квантового Центра

Научный руководитель:

# кандидат физико-математических наук, Акимов Алексей Владимирович

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук.

Защита состоится 31.05.2021 в 11:00 на заседании диссертационного совета ЛФИ.01.04.21.002 по адресу 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Московского физико-технического института (национального исследовательского университета) https://mipt.ru/education/post-graduate/soiskateli-fiziko-matematicheskie-nauki.php

Работа представлена «10» февраля 2021 г. в Аттестационную комиссию федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» для рассмотрения советом по защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, доктора наук в соответствии с п.3.1 ст. 4 Федерального закона «О науке и государственной научно-технической политике».

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертационная работа посвящена изучению особенностей работы магнитооптической ловушки (МОЛ), а также степени поляризации атомов тулия, захваченных в оптическую дипольною ловушку (ОДЛ) на длине волны 532 нм, и исследованию динамической поляризуемости атомов тулия на длине волны 532 нм.

Актуальность проблемы. Одной из наиболее значимых задач современности является поиск И моделирование новых материалов, которые на фундаментальном уровне могут быть рассмотрены как сложные многочастичные системы. В случаях простых аналитических моделей такие задачи могут быть решены. Однако в более сложных ситуациях, требующих квантово-механических расчетов, мощностей современных суперкомпьютеров недостаточно. Примером может послужить система из N частиц со спинами 1/2. Для описания состояний данной системы необходимо 2<sup>N</sup> чисел, что означает что для всего 100 частиц требуется порядка 10<sup>18</sup> терабайт данных, что превосходит прогнозируемый объем глобального IP трафика в 2020 году более чем в  $2 \cdot 10^7$  раз [1].

На сегодняшний день задачи такого класса могут быть уже решены с помощью аналоговых квантовых симуляторов (далее КС). Реализация такого рода симуляторов возможна на основе ансамблей холодных атомов, загруженных в оптическую решетку. При этом для того, чтобы начальное состояние атомов было задано, необходимо получение состояния квантового вырожденного газа, в случае бозонов – Бозе-Эйнштейновской конденсации.

Ультрахолодные квантовые газы в оптических решетках позволяют изучать огромное количество явлений, с моделирования начиная сильно коррелированных систем [2-4], топологических свойств [5], материи диполярных квантовых газов [6–8] до оптических часов [9,10]. Все это стало

возможным благодаря высокой степени контроля параметров систем в КС таких, как сила взаимодействия [6,11–14], потенциал решетки [15,16], спин [17,18] и размерность системы [19,20]. Относительно недавнее развитие в разрешении в один узел оптической решетки с использованием объективов с большой числовой апертурой [21–24] увеличивает точность и универсальность экспериментов, т.к. позволяет напрямую наблюдать за данными явлениями.

Богатая и в то же время относительно простая электронная структура атома тулия позволяет не только получать относительно просто ультрахолодное атомное облако, но и рассматривать его как хорошего кандидата для атомных часов [25]. Наличие достаточно большого орбитального момента приводит к достаточно большому числу резонансов Фано-Фешбаха при малых магнитных полях (порядка 1 Гс) [26], что позволяет управлять взаимодействиями между атомами. Все вышеперечисленные свойства делают атом тулия привлекательным с точки зрения квантовых симуляций.

В 2010 году в лаборатории ФИАН впервые было продемонстрировано лазерное охлаждение и захват в МОЛ, работающую на длине волны 410.6 нм атомов тулия [27]. Затем было продемонстрировано лазерное охлаждение на квази-узком переходе 530.7 нм [28,29]. Наличие паразитных процессов в МОЛ приводит к тому, что более глубокое охлаждение вплоть до квантового вырождения, необходимого для создания КС, можно получить только при помощи испарительного охлаждения в оптической дипольной ловушке. Конденсация Бозе-Эйнштейна атомов тулия была продемонстрирована впервые в лаборатории РКЦ в 2020 году [30].

<u>Цели и задачи работы.</u> Целью данной работы являлась подготовка поляризованного атомного ансамбля атомов тулия-169 в оптической дипольной

ловушке, работающей на длине волны 532 нм, оптимизация процессов загрузки атомов в МОЛ и ОДЛ.

В рамках работы были поставлены и решены следующие задачи:

1. Измерение скорости бинарных столкновений в магнитооптической ловушке на длине волны  $\lambda = 530.7$  нм в зависимости от параметров охлаждающих лучей. Максимизация количества атомов в МОЛ.

2. Реализация конфигурации МОЛ, при которой происходит оптическая накачка атомов тулия на крайний магнитный подуровень основного состояния, т.е.  $|F = 4, m_F = -4\rangle$ . Загрузка атомов тулия в оптическую дипольную ловушку, работающую на длине волны  $\lambda = 532.07$  нм.

3. Измерение средней поляризации атомов тулия в ОДЛ. Подбор параметров МОЛ, при которых происходит полная накачка на крайний магнитный подуровень  $|F = 4, m_F = -4\rangle$ . Поиск диапазона магнитных полей, при которых поляризация ансамбля сохраняется.

4. Измерение скалярной, векторной и тензорной динамических поляризуемостей основного состояния атомов тулия на длине волны  $\lambda = 532.07$  нм, тем самым охарактеризовав потенциал ОДЛ.

#### Научная новизна:

1. Измерены скорости бинарных столкновения атомов тулия в магнитооптической ловушке в зависимости от параметров охлаждающих пучков МОЛ, работающей на переходе 530.7 нм.

2. В режимах высокой плотности был зарегистрирован эффект радиационного отталкивания.

3. Экспериментально измерена степень поляризации атомного облака. Измерена зависимость средней поляризации атомного облака в оптической дипольной ловушке от величины магнитного поля хранения. Найдены параметры

МОЛ, при которых атомное облако оптически поляризуется в МОЛ на крайний магнитный подуровень  $|F = 4, m_F = -4\rangle$ .

4. Измерены значения скалярной, векторной и тензорной динамических поляризуемостей на длине волны 532.07 нм.

5. Экспериментально получены зависимости времени жизни облака атомов тулия в ОДЛ на длине волны 532.07 нм от параметров луча ОДЛ.

**Практическая ценность.** В результате данной работы было получено спинполяризованное облако  $1 \times 10^7$  атомов тулия при температуре 18 мкК в оптической дипольной ловушке, работающей на длине волны 532.07 нм. Также был полностью охарактеризован потенциал ОДЛ, что позволяет полностью управлять глубиной потенциала ОДЛ. Данные результаты были использованы для получения квантово-вырожденного газа атомов тулия, конденсация которого была впервые продемонстрирована в нашей лаборатории.

#### Защищаемые положения:

1. Измерена скорость бинарных столкновений атомов тулия в зависимости от параметров охлаждающих пучков МОЛ, работающей на переходе 530.7 нм. Типичное значение скорости квадратичных потерь в ловушке составило  $\beta > 10^{-10}$  см<sup>-3</sup>/с.

2. Реализована конфигурация МОЛ, при которой атомы оптически накачиваются на крайний магнитный подуровень основного состояния  $|F = 4, m_F = -4\rangle$ .

3. Измерена средняя поляризация атомов в ОДЛ, перегруженных из поляризованной конфигурации МОЛ, в эксперименте, аналогичном опыту Штерна-Герлаха. Наилучшая степень поляризации составила более 97% и сохраняется при магнитных полях порядка 4 Гс.

4. Измерена скалярная  $\alpha_{sc} = 547 \pm 190$  отн. ед., векторная  $\alpha_{vec} = 676 \pm 240$  отн. ед. и тензорная  $\alpha_{tens} = -145 \pm 53$  отн. ед. динамическая поляризуемость атомов тулия в основном состоянии на длине волны 532.07 нм.

5. Захвачено более  $1 \times 10^7$  атомов тулия, поляризованных на крайний магнитный подуровень основного состояния  $|F = 4, m_F = -4\rangle$ , при температуре 18 мкК в оптическую дипольную ловушку, работающую на длине волны 532.07 нм.

<u>Достоверность и обоснованность</u> полученных результатов подтверждается воспроизводимостью экспериментальных данных, согласованием экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями, а также подтверждаются публикациями в рецензируемых научных журналах и обсуждениями на международных конференциях. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

<u>Методология и методы исследования.</u> Для получения экспериментальных результатов исследовалось поведение атомов тулия в магнитооптической и оптической дипольной ловушках. Для определения свойств атома тулия экспериментальные данные аппроксимировались теоретическими моделями.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы были представлены автором лично на четырех международных и всероссийских научных конференциях: Четвертая международная конференция по квантовым технологиям, 12-16 июля 2017, Москва; EGAS-2017, the 49<sup>th</sup> International Conference of the European Group on Atomic Systems, 17-21 июля 2017, Дарем; ICLO-2018, 18<sup>th</sup> International Conference on Laser Optics, 4-8 июня 2018, Санкт-Петербург; ФУХА-2019, Всероссийская научная конференция «Физика ультрахолодных атомов - 2019», 16-18 декабря 2019, Новосибирск.

<u>Личный вклад автора.</u> Все результаты, изложенные в диссертации, получены лично автором либо при его решающем участии.

#### ОСНОВОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** даётся обоснование актуальности диссертационной работы, формируется научная проблема. Кратко описывается история изучаемой проблемы, ставится цель и задачи диссертационной работы.

В <u>первой главе</u> дается краткое описание некоторых особенностей атома тулия, а также историческая справка открытия атома. В п.1.1 рассматривается электронная конфигурация атома тулия, который обладает одной вакансией на внутренней 4*f* оболочке (внутри заполненных 5s2 и 6s2 оболочек). Наличие у 169тулия спина ядра I = 1/2 обеспечивает расщепление всех его уровней на две сверхтонкие компоненты по величине полного момента  $F = J \pm 1/2$ . Для нижнего уровня с полным электронным моментом J = 7/2 полные моменты сверхтонких компонент составляют F = 3 и F = 4, поэтому тулий подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна.

Для лазерного охлаждения в работе используются два охлаждающих магнитооптических перехода:  $4f^{13}({}^{2}F^{0})6s^{2} \rightarrow 4f^{12}({}^{3}H_{5})5d_{3/2}6s^{2}$  с длиной волны  $\lambda = 410.6$  нм и естественной шириной  $\Gamma = 2\pi\gamma = 2\pi \cdot 10.5$  МГц;  $4f^{13}({}^{2}F^{o})6s^{2} \rightarrow 4f^{12}({}^{3}H_{6})5d_{5/2}6s^{2}$  с длиной волны  $\lambda = 530.7$  нм и естественной шириной  $\Gamma = 2\pi\gamma = 2\pi \cdot 345.5$  кГц. В **п.1.2** описываются их особенности и приводятся доплеровские пределы, которые равны  $T_{D} = 252$  мкК для перехода 410.6 нм и  $T_{D} = 8$  мкК для перехода 530.7 нм.

Особенности сверхтонкой структуры основного состояния рассматриваются в **п.1.3**. Для состояния атома с J = 7/2  $A_{7/2} = -374.137661(3)$  МГц, поэтому порядок

сверхтонких компонент имеет обратный вид. Также в **п.1.4** приводятся g - факторы используемых магнито-дипольных переходов, по результатам которых в **п.1.5** приводится моделирование зеемановского расщепления подуровней основного состояния.

<u>Вторая глава</u> посвящена описанию особенностей экспериментальной установки по получению и детектированию ультрахолодных атомов тулия. Экспериментальные требования к установке формулируются в **п.2.1.** Далее в **п.2.2** описывается вакуумная часть и приводится ее схема.

Особенности работы и настройки «зеемановского» замедлителя рассмотрены в **п.2.3.** Настройка эффективности работы «зеемановского» замедлителя производилась экспериментально. Для этого исследовалось распределение атомов по скоростям после прохождения большой и малой катушки замедлителя по сигналу флуоресценции атомов. Итоговая скорость атомного пучка составила 38 м/с, а итоговый поток таких холодных атомов – порядка 10<sup>8</sup> атомов в секунду. Полученная скорость практически в 5 раз превышает скорость захвата МОЛ, поэтому атомы дополнительно замедляются с помощью так называемой 2D патоки, которая описывается в **п.2.5.1**.

Магнитное поле играет очень важную роль экспериментах В С ультрахолодными атомами. Благодаря эффекту Зеемана можно снимать вырождение основного и возбужденных атомных уровней, что позволяет поляризовать атомное облако (п.4.1), создавать спиново-зависимую силу в эксперименте Штерна-Герлаха (п.4.3.2). Также, что особенно важно для квантовых симуляторов, с помощью магнитного поля можно контролировать магнитные диполь-дипольные взаимодействия [26,31,32]. Поэтому в п.2.4, п.2.4.1 и п.2.4.2 рассматриваются все катушки магнитного поля, используемые в установке: «Зеемановские» катушки, градиентные катушки магнитооптической

ловушки (МОЛ), компенсационные катушки и «фешбаховские» катушки. Приводятся результаты калибровки магнитных полей, из которых следует, что точность выставления магнитного поля в центре главной вакуумной камеры составляет 5 мГс. Максимально достижимый градиент магнитного поля в установке составил 29 Гс\см и был измерен по геометрическому смещению магнитной ловушки при добавлении известного постоянного магнитного поля.

П.2.5.1-2.5.3 посвящены оптической части установки. В них описываются генераторы лазерного излучения и особенности схемы оптической дипольной ловушки (ОДЛ). Геометрическое пересечение МОЛ и ОДЛ является одним из ключевых параметров, влияющих на эффективность перезахвата атомов в ОДЛ. Поэтому было решено использовать конфигурацию сканирующей оптической дипольной ловушки [33–35]. Основная идея заключается в использовании модулированного сигнала, подающегося на частотный вход АОМа (Рисунок 1А), в результате чего угол дифракции также становится периодическим. Таким образом, весь луч после АОМа испытывает небольшие периодические смещения и при фокусировке последней линзой с фокусным расстоянием 250 мм, сфокусированный луч также сканируется на частоте модуляции 111 кГц, что значительно превосходит механическую частоту ловушки. Таким образом, атомы, находящиеся в такой ловушке, чувствуют усреднённый потенциал, зависящий от функции сканирования. Благодаря схеме сканирующей ОДЛ, а также после исследования динамической поляризуемости атома тулия (<u>Глава 5</u>), удалось больше чем в 21 раз увеличить количество атомов, перегруженных в ОДЛ (Рисунок 1Б) при неизменной температуре (порядка 20 мкК), что значительно улучшило начальную фазовую плотность (порядка 4.10<sup>-5</sup>). Оптическая и электрическая схемы детектирования, а также их особенности описаны в п.2.6. Также в п.2.6.2 приводится описание использования быстрого преобразования Фурье для фильтрации периодических шумов изображения.



Рисунок 1. А) Фотография сканируемого горизонтального пучка в перетяжке и ее аппроксимация. На вставке рисунка изображен спектр VCO при подаче специально подобранного сигнала. Б) Зависимость количества перегруженных атомов в ОДЛ от ширины горизонтального луча ОДЛ.

**Третья глава** посвящена исследованию светоиндуцированных столкновений в МОЛ. В ней сначала даётся краткое описание принципа действия оптической патоки (**п.3.1**) и магнитооптической ловушки (**п.3.2**). Далее даётся описание динамики количества атомов в МОЛ после загрузки (**п.3.3**), которое зависит от скорости неэластичных бинарных столкновений. Для измерения распада МОЛ в **п.3.4** приводится импульсная схема эксперимента, а также типичные параметры МОЛ, при которых производился эксперимент по измерению скорости двухчастичных потерь  $\beta$ . Суть эксперимента заключалась в измерении количества атомов, оставшихся в ловушке, от времени хранения. Полученные экспериментальные данные (пример кривых распада изображён на рисунке 2A) аппроксимировались теоретическими кривыми, по результатам чего находилась скорость двухчастичных потерь. В качестве параметров аппроксимации использовались обратное время жизни ловушки  $\gamma$  и по измерению скорости двухчастичных потерь  $\beta$ .



Рисунок 2. А) Типичные кривые распада ловушки МОЛ при разных параметрах МОЛ. Синие круглые точки -  $\delta_{530} = -2$  МГц, оранжевые квадратные точки -  $\delta_{530} = -3.4$  МГц, мощность одного пучка МОЛ при этом 26 мВт. Б) Зависимость скорости двухчастичных потерь в МОЛ от мощности лазерного излучения пучков МОЛ для разных отстроек. В) Зависимость скорости бинарных столкновений при разных мощностях лазерного излучения от отстройки охлаждающих пучков МОЛ

Изменяя параметры пучков МОЛ, исследовалась зависимость по измерению скорости двухчастичных потерь  $\beta$  от параметра насыщения и отстройки от резонанса пучков МОЛ. Экспериментальные результаты изображены на рисунках 2Б и 2В. Типичные значения по измерению скорости двухчастичных потерь  $\beta$  для обычной конфигурации МОЛ, при которой происходит загрузка составляют порядка  $\beta > 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с. Данное значение накладывает ограничение на максимальное количество атомов, загруженных в МОЛ (типичные значения  $R_c = 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $\gamma = 0.12$  с<sup>-1</sup>,  $V = 40 \times 10^{-5}$  см<sup>-1</sup>,  $\beta = 2 \times 10^{-10}$  см<sup>-3</sup>/с), порядка  $14 \times 10^6$ , что достаточно хорошо соответствует экспериментально найденным значениям (порядка  $11.5 \times 10^6$ ). Итоговый бюджет ошибок представлен в **п.3.5**.

<u>Четвертая глава</u> посвящена методу оптической накачки на крайний нижний магнитный подуровень основного состояния атома тулия в МОЛ. Основная идея данного метода заключается в уменьшении силы светового давления пучков МОЛ и использовании гравитационной силы. При увеличении отстройки и уменьшению параметра насыщения пучков МОЛ атомное облако «проседает» под действием гравитации и собирается в узкой части сплюснутого сфероида

вращения (поверхность с одинаковым значением магнитного поля), где отстройка пучков компенсируется эффектом Зеемана, что автоматически создает ситуацию, в которой атомы взаимодействуют в основном с нижним пучком МОЛ, который является  $\sigma^-$ -поляризованным. Такая асимметрия и создает оптическую накачку на крайний нижний магнитный подуровень основного состояния  $|F = 4, m_F = -4\rangle$ . В **п.4.2** производится моделирование данной оптической Для этого рассматривается накачки. переход  $|F_{e} = 4, J = 7/2 \rightarrow |F_{e} = 5, J = 9/2 \rangle$ , который приводит к 20 магнитным состояниям. Система взаимодействует с шестью циркулярно-поляризованными пучками МОЛ, которые возбуждают переходы  $|F = 4, m_F \rangle \rightarrow |F = 5, m_F - 1 \rangle$  и  $|F=4,m_F\rangle \rightarrow |F=5,m_F+1\rangle$ . Далее записывается гамильтониан системы и исследуется уравнение Линдблада, решение которого дает представление об уровне поляризации атомов тулия спустя некоторое время. Для типичных параметров МОЛ теоретическая оценка давала время 30 мс, спустя которое атомное облако практически полностью было поляризовано на крайний нижний магнитный подуровень с  $m_F = -4$ .

Экспериментальное измерение поляризации атомного облака производилось методом, аналогичным опыту Штерна-Герлаха [36]. Атомы с разными магнитными квантовыми числами  $m_F$  в градиентном магнитном поле будут испытывать разные магнитные силы. Таким образом, по смещению центра масс атомного облака при баллистическом разлете, можно судить о степени поляризации атомов в облаке. В случае достаточно холодного атомного облака и большого градиента магнитного поля, облако может разделиться на несколько независимых облаков с разными магнитными квантовыми числами. Размер атомного облака и его специфическая форма в МОЛ не позволяли детально исследовать поляризацию атомов с помощью опыта Штерна-Герлаха

непосредственно в ней. Поэтому было решено использовать ОДЛ на длине волны 532 нм. По ряду причин (температура и количество атомов в облаке, а также максимально достижимый градиент магнитного поля в 29 Гс\см) разделение атомного облака в опыте Штерна-Герлаха не могло наблюдаться, поэтому было решено исследовать динамику разлета атомного облака от времени. В п.4.3.1 и п.4.3.2 приводятся типичные параметры МОЛ и импульсная схема по измерению поляризации атомов в ОДЛ. Экспериментальные данные координаты центра масс в опыте Штерна-Герлаха (Рисунок 3Б) аппроксимировались теоретическими зависимостями, в результате которых было показано, что атомное облако имеет  $\langle m_{\rm F} \rangle = -3.91 \pm 0.26$ . поляризацию Основной вклад ошибку среднюю В определения поляризации дает калибровка магнитного поля порядка 6%.



Рисунок 3. Результат аппроксимации опыта Штерна-Герлаха для поляризованного атомного облака. А) Зависимость ширины атомного облака от времени. Проколотые точки относятся к правой оси ОҮ и иллюстрируют разницу между ширинами атомных облаков при разлете в и без градиента магнитного поля. Б) Зависимость координаты центра масс атомного облака от времени с и без магнитного поля. Пунктиром построены теоретические кривые для чистых поляризаций с  $m_F = -4$  и  $m_F = -3$ . На обоих графиках синие точки – с градиентом магнитного поля, а оранжевые без градиента магнитного поля.

Отличие в размерах атомного облака в обоих экспериментах (Рисунок 3А) качественно показывает степень поляризации атомного облака. Если бы в

ансамбле присутствовала значительная примесь другого магнитного подуровня, то на большом разлёте наблюдалось бы значительное уширение размера облака. Эксперимент для неполяризованного облака (Рисунок 4Б) также проводился и описан в **п.4.3.3**. Также в данном пункте описан эксперимент по измерению средней поляризации атомов в облаке от магнитного поля хранения (Рисунок 4A). На бесконечном времени состояние системы будет описываться распределением Больцмана, которое зависит от глубины оптической дипольной ловушки. Наличие у атома тулия значительной тензорной и векторной поляризуемости в основном состоянии (см. <u>Глава 5</u>) уменьшает энергетический барьер и способствует процессу деполяризации атомов в ловушке. По моделированию было предсказано наличие большой (порядка 1000 отн.ед.) векторной поляризуемости атома тулия в ОДЛ на длине волны 532 нм.



Рисунок 4. А) Зависимость поляризации от магнитного поля хранения. Линии – аппроксимация средней поляризации атомного облака из распределения Больцмана. Сплошная красная линия – с учетом только скалярной поляризуемости. Пунктирная синяя – с учетом скалярной и тензорной поляризуемостей. Штрих пунктирная оранжевая линия – с учетом всех поляризуемостей. Б) Пример аппроксимации неполяризованного атомного облака на разлете 5.5 мс в градиентном магнитном поле вблизи нуля магнитного поля хранения.

Последняя, <u>пятая глава</u> посвящена оптической дипольной ловушке на длине волны 532 нм. В **п.5.1** дается теоретическое описание принципа действия ОДЛ на

примере модели осциллятора (п.5.1.1). Далее приводится моделирование потенциала, создаваемого ОДЛ, делается гармоническое приближение потенциала и показывается связь частоты ловушки с глубиной потенциала.



Рисунок 5. Схема идеи эксперимента по измерению скалярной, тензорной и векторной поляризуемости. Поляризованное атомное облако находится в электромагнитном поле горизонтального пучка ОДЛ, который распространяется вдоль оси Ох. Ось квантования задается магнитным полем, направленным по оси Оz.

Не сферически-симметричные атомы, а к таким относятся лантаноиды, в свою очередь имеют ненулевой орбитальный момент в основном состоянии, что приводит к значительному вкладу тензорной и векторной части в динамическую поляризуемость в основном состоянии [37–39]. Таким образом, полная поляризуемость представляет собой линейную комбинацию трех слагаемых: скалярной, векторной и тензорной. В **п.5.1.3** описано вычисление вклада дискретного спектра в диапазоне длин волн 250-1200 нм в рамках второго порядка теории возмущений на основе экспериментальных данных, взятых из NIST [40]. В некоторых случаях слагаемые, отвечающие за тензорную, скалярную и векторную часть, могут быть отделены друг от друга, что позволяет их измерить. В **п.5.2.** описаны эксперименты и импульсные схемы по измерению скалярной и тензорной части поляризуемости, скалярной и векторной

поляризуемости. **П.5.2.1** описан метод определения частот ОДЛ и особенность точного измерения перетяжек ОДЛ (**п.5.2.2**), которые являются основным источником вклада в ошибку определения поляризуемости атома тулия.

Основная идея измерения тензорной поляризуемости (**п.5.2.3**) заключается в использовании линейно поляризованного света с параметром эллиптичности поляризации света  $\varepsilon = |\mathbf{u}^* \times \mathbf{u}|$  равному нулю и углу  $\theta_k = 90^\circ$  между направлением распространения пучка ОДЛ и осью квантования, которую задает направление магнитного поля (Рисунок 5). При этом векторная часть поляризуемости становится равной нулю.



Рисунок 6. Измерение тензорной и скалярной поляризуемостей. А) Зависимость времени жизни ОДЛ от угла  $\theta_p$ . Вставка – демонстрация линейных потерь в ОДЛ в логарифмическом масштабе от угла  $\theta_p$ . Линии - линейная аппроксимация экспериментальных данных. Б) Зависимость динамической поляризуемости атома тулия от угла  $\theta_p$ . Точки – экспериментальные данные, красная линия -их аппроксимация. Серая закрашенная область показывает систематическую ошибку в измерениях. Синяя линия – результат моделирования.

В такой конфигурации при каждом изменении угла  $\theta_p$  измерялась частота ОДЛ и время жизни (Рисунок 5А) атомов в ОДЛ. Экспериментальные

результаты, приведенные на рисунке 6Б, при аппроксимации теоретическими зависимостями приводят к значениям  $\alpha_{scal} = 547 \pm 13$  отн.ед.,  $\alpha_{tens} = -145 \pm 14$  отн.ед, что очень хорошо находит соответствие с теоретической оценкой.

Аналогичные эксперименты проводились для вычисления векторной поляризуемости. Для этого ось квантования направлялась по пучку. Тогда тензорная часть всегда давала постоянный вклад (п.5.2.4). В результате было найдено, что векторная поляризуемость находится в диапазоне  $\alpha_{vect} = 678 \pm 24$  отн. ед.

В заключении приведены основные результаты, состоящие в следующем:

- Экспериментально измерены скорости бинарных столкновений атомов тулия в магнитооптической ловушке в зависимости от параметров охлаждающих пучков МОЛ, работающей на переходе 530.7 нм. Типичное значение скорости двухчастичных потерь составило β > 10<sup>-10</sup> см<sup>-3</sup>/с.
- В режимах высокой плотности был зарегистрирован эффект радиационного отталкивания, также накладывающий ограничение на максимальную концентрацию атомов в МОЛ.
- 3. Реализована схема оптической накачки атомов тулия на крайний магнитный подуровень основного состояния  $|F = 4, m_F = -4\rangle$  в МОЛ.
- Экспериментально измерена степень поляризации атомного облака с помощью опыта, аналогичного эксперименту Штерна-Герлаха. Найдены параметры МОЛ, при которых атомное облако оптически поляризуется в МОЛ на крайний магнитный подуровень |*F* = 4, *m<sub>F</sub>* = −4⟩ со степенью поляризации более 97%.

- 5. Измерена зависимость средней поляризации атомного облака в оптической дипольной ловушке от величины магнитного поля хранения. Найдены магнитные поля, при которых поляризация атомного облака сохраняется.
- 6. Измерена скалярная  $\alpha_{sc} = 547 \pm 190$  отн. ед., векторная  $\alpha_{vec} = 676 \pm 240$  отн. ед. и тензорная  $\alpha_{tens} = -145 \pm 51$  отн. ед. динамическая поляризуемость на длине волны 532.07 нм. Охарактеризован потенциал, создаваемый оптической дипольной ловушкой.
- Экспериментально получены зависимости времени жизни облака атомов тулия в ОДЛ на длине волны 532.07 нм от параметров луча ОДЛ. Найдены параметры пучка ОДЛ, при которых время жизни атомов в ОДЛ максимально.

В <u>приложении</u> приводится моделирование потенциала дипольной ловушки при добавлении магнитной и гравитационной силы, оценка систематической погрешности в измерении перетяжек пучка ОДЛ, а также таблица всех известных переходов, разрешённых с основного состояния.

### Публикации автора по теме диссертации

#### Научные журналы, входящие в базу данных Web of Science:

S. S. Cojocaru, S. V. Pyatchenkov, S. A. Snigirev, I. A. Luchnikov, E. S. Kalganova, G. A. Vishnyakova, D. N. Kublikova, V. S. Bushmakin, E. T. Davletov, V. V. Tsyganok, O. V. Belyaeva, A. Khoroshilov, V. N Sorokin, D. D. Sukachev, A. V. Akimov / Light-assisted collisions in ultracold Tm atoms // Physical Review A 2017 Vol. 95, P. 012706

DOI: 10.1103/PhysRevA.95.012706

2. V. V Tsyganok, V. A. Khlebnikov, E. S. Kalganova, D. A. Pershin, E. T. Davletov, I. S. Cojocaru, I. A. Luchnikov, A. V Berezutskii, V. S. Bushmakin, V. N. Sorokin, A. V Akimov / Polarized cold cloud of thulium atom // Journal of Physics B: Atomic, Mololecular and Optical Physics 2018 Vol. 51, №16 P. 165001

DOI: 10.1088/1361-6455/aad445

3. V. V Tsyganok, D. A. Pershin, E. T. Davletov, V. A. Khlebnikov, A. V Akimov
/ Scalar, tensor, and vector polarizability of Tm atoms in a 532-nm dipole trap //
Physical Review A 2019 Vol. 100, P. 042502

DOI: 10.1103/PhysRevA.100.042502

### Список литературы

- 1. Reinsel D., Gantz J., Rydning J. The Digitization of the World From Edge to Core. 2018.
- 2. Greiner M. et al. Quantum phase transition from a superfluid to a mott insulator in a gas of ultracold atoms // Nature. Nature, 2002. Vol. 415, № 6867. P. 39–44.
- 3. Hart R.A. et al. Observation of antiferromagnetic correlations in the Hubbard model with ultracold atoms. // Nature. 2015. Vol. 519, № 7542. P. 211–214.
- 4. Köhl M. et al. Fermionic atoms in a three dimensional optical lattice: Observing Fermi surfaces, dynamics, and interactions // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2005. Vol. 94, № 8. P. 080403.
- 5. Jotzu G. et al. Experimental realization of the topological Haldane model with ultracold fermions // Nature. 2014. Vol. 515, № 7526. P. 237–240.
- 6. Baier S. et al. Extended Bose-Hubbard models with ultracold magnetic atoms // Science (80-. ). 2016. Vol. 352, № 6282. P. 201–205.
- 7. Koch T. et al. Stabilization of a purely dipolar quantum gas against collapse // Nat. Phys. 2008. Vol. 4, № 3. P. 218–222.
- 8. Lahaye T. et al. The physics of dipolar bosonic quantum gases // Reports Prog. Phys. 2009. Vol. 72, № 12. P. 126401.
- 9. Golovizin A.A. et al. Detection of the clock transition (1.14 μm) in ultra-cold thulium atoms // Quantum Electron. 2015. Vol. 45, № 5. P. 482–485.
- 10. Takamoto M. et al. Prospects for optical clocks with a blue-detuned lattice // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2009. Vol. 102, № 6. P. 063002.
- 11. Kotochigova S. Controlling interactions between highly magnetic atoms with Feshbach resonances // Reports Prog. Phys. 2014. Vol. 77, № 9. P. 093901.
- Chin C. et al. Feshbach resonances in ultracold gases // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol. 82, № 2. P. 1225–1286.
- 13. Duarte P.M. et al. Compressibility of a Fermionic Mott Insulator of Ultracold Atoms // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114, № 7. P. 070403.
- 14. Bloch I., Dalibard J., Nascimbène S. Quantum simulations with ultracold quantum gases // Nat. Phys. Nature Publishing Group, 2012. Vol. 8, № 4. P. 267–276.
- Kolovsky A.R. Topological phase transitions in tilted optical lattices // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2018. Vol. 98, № 1.

- Thommen Q., Garreau J.C., Zehnlé V. Atomic motion in tilted optical lattices: An analytical approach // Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics. IOP Publishing, 2004. Vol. 6, № 7. P. 301–308.
- 17. Mahmud K.W., Tiesinga E. Dynamics of spin-1 bosons in an optical lattice: spin mixing, quantum phase revival spectroscopy and effective three-body interactions // Phys. Rev. A At. Mol. Opt. Phys. 2013. Vol. 88, № 2.
- 18. Kuzmenko I. et al. Atoms trapped by a spin-dependent optical lattice potential: Realization of a ground-state quantum rotor // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2019. Vol. 100, № 3. P. 033415.
- 19. Cooper A. et al. Alkaline-Earth Atoms in Optical Tweezers // Phys. Rev. X. American Physical Society, 2018. Vol. 8, № 4. P. 41055.
- 20. Norcia M.A., Young A.W., Kaufman A.M. Microscopic Control and Detection of Ultracold Strontium in Optical-Tweezer Arrays // Phys. Rev. X. American Physical Society, 2018. Vol. 8, № 4. P. 41054.
- 21. Sherson J.F. et al. Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator // Nature. Nature Publishing Group, 2010. Vol. 467, № 7311. P. 68–72.
- 22. Cheuk L.W. et al. Quantum-gas microscope for fermionic atoms // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2015. Vol. 114, № 19. P. 193001.
- Bakr W.S. et al. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice // Nature. Nature, 2009. Vol. 462, № 7269. P. 74–77.
- 24. Parsons M.F. et al. Site-Resolved imaging of fermionic li 6 in an optical lattice // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2015. Vol. 114, № 21. P. 213002.
- 25. Golovizin A. et al. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift // Nat. Commun. Nature Publishing Group, 2019. Vol. 10, № 1.
- 26. Khlebnikov V.A. et al. Random to Chaotic Statistic Transformation in Low-Field Fano-Feshbach Resonances of Cold Thulium Atoms // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2019. Vol. 123, № 21. P. 213402.
- 27. Sukachev D. et al. Magneto-optical trap for thulium atoms // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 82, № 1. P. 011405.
- 28. Sukachev D.D. et al. Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps // Quantum Electron. IOP Publishing, 2014. Vol. 44, № 6. P. 515–520.
- 29. Golovizin A. et al. Laser Cooling of Lanthanides: From Optical Clocks to Quantum Simulators // EPJ Web of Conferences. EDP Sciences, 2015. Vol. 103.

- 30. Davletov E.T.T. et al. Machine learning for achieving Bose-Einstein condensation of thulium atoms // Phys. Rev. A. 2020. Vol. 102, № 1. P. 011302.
- 31. Lucioni E. et al. Dysprosium dipolar Bose-Einstein condensate with broad Feshbach resonances // Phys. Rev. A. 2018. Vol. 97, № 6. P. 1–5.
- 32. Aikawa K. et al. Bose-Einstein condensation of erbium // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108, № 21. P. 1–5.
- 33. Kohstall C., Grimm R. A New Toolbox for Experiments with Ultracold 6Li // Thesis. Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2007. 1–68 p.
- 34. Schobel H. Ultrakalte Cs 2 -Molekule in einer optischen Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizitat. Leopold-Franzens-Universit at Innsbruck, 2007.
- 35. Baier S. An optical dipole trap for Erbium with tunable geometry // Masterarbeit, Universität Innsbruck. 2012. № October.
- 36. Gerlach W., Stern O. Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld // Zeitschrift für Phys. 1922. Vol. 9, № 1. P. 349–352.
- 37. Li H. et al. Anisotropic optical trapping as a manifestation of the complex electronic structure of ultracold lanthanide atoms: The example of holmium // Phys. Rev. A. 2017. Vol. 95, № 6.
- 38. Lepers M., Wyart J.F., Dulieu O. Anisotropic optical trapping of ultracold erbium atoms // Phys. Rev. A. 2014. Vol. 89, № 2.
- 39. Sukachev D. et al. Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2016. Vol. 94, № 2. P. 022512.
- 40. Kramida A. et al. NIST Atomic Spectra Database // NIST At. Spectra Database (ver. 5.6.1). 2019.