

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П.Н. ЛЕБЕДЕВА  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Головизин Артем Алексеевич

**ПРЯМОЕ ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЧАСОВОГО  
МАГНИТОДИПОЛЬНОГО ПЕРЕХОДА 1.14 МКМ В  
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМАХ ТУЛИЯ**

Специальность: 01.04.21 Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
член-корреспондент РАН,  
доктор физико-математических наук  
Колачевский Николай Николаевич

Москва — 2017

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Атом Тулия</b> . . . . .	12
1.1 Уровни часового перехода . . . . .	12
1.1.1 Тонкая и сверхтонкая структура основного состояния атома тулия . . . . .	12
1.1.2 Исследование тонкого расщепления основного состояния атома тулия и возможности его использования в стандарте частоты в облаке атомов . . . . .	14
1.1.3 Вероятность перехода 1.14 мкм между компонентами тонкой структуры . . . . .	16
1.1.4 Чувствительность частоты часового перехода к постоянной тонкой структуры . . . . .	17
1.2 Схема охлаждения и спектроскопии атомов тулия . . . . .	18
<b>Глава 2. Регистрация часового перехода в атомах тулия в МОЛ</b>	21
2.1 Метод регистрации слабых переходов в холодных атомах . . . . .	21
2.2 Моделирование динамики числа атомов в МОЛ . . . . .	23
2.3 Эксперимент . . . . .	28
2.4 Основные результаты Главы 2 . . . . .	32
<b>Глава 3. Загрузка атомов в оптическую дипольную ловушку и спектроскопия часового перехода</b> . . . . .	34
3.1 Модель оптической дипольной ловушки . . . . .	35
3.2 Перегрузка атомов из магнито-оптической в дипольную ловушку	38
3.2.1 Перегрузка атомов из магнито-оптической ловушки в оптическую решетку на длине волны 806 нм . . . . .	43
3.3 Параметрические резонансы в оптической ловушке . . . . .	45
3.4 Спектральный профиль часового перехода . . . . .	49
3.4.1 Спектральный профиль часового перехода в зависимости от мощности излучения часового лазера . . . . .	52

3.4.2	Спектральный профиль часового перехода в зависимости от мощности пучка, формирующего оптическую решетку на длине волны 532 нм . . . . .	53
3.4.3	Эксперименты в присутствии постоянного магнитного поля	55
3.5	Измерение времени жизни верхнего $ J = 5/2, F = 3\rangle$ часового уровня . . . . .	58
3.6	Основные результаты Главы 3 . . . . .	60
<b>Глава 4. Исследование сдвигов частоты часового перехода</b>		
	<b>1.14 мкм в атоме тулия . . . . .</b>	<b>61</b>
4.1	Сдвиг частоты часового перехода 1.14 мкм во внешнем электрическом поле . . . . .	61
4.1.1	Вычисление поляризуемости часовых уровней атома тулия	63
4.1.2	Дискретный спектр . . . . .	65
4.1.3	Непрерывный спектр . . . . .	68
4.1.4	Сравнение рассчитанных значений поляризуемостей . . . . .	69
4.1.5	Магические длины волн вблизи 807 нм . . . . .	71
4.1.6	Гиперполяризуемость . . . . .	75
4.1.7	Сдвиги частоты часового перехода в оптической решетке . . . . .	77
4.2	Магнитные взаимодействия . . . . .	78
4.2.1	Магнитное диполь-дипольное взаимодействие . . . . .	78
4.2.2	Взаимодействие атома с внешним магнитным полем . . . . .	81
4.3	Сдвиг вследствие взаимодействия с тепловым излучением . . . . .	84
4.4	Другие сдвиги . . . . .	86
4.4.1	Взаимодействие ван дер Ваальса . . . . .	86
4.4.2	Квадрупольное взаимодействие . . . . .	87
4.4.3	Эффект затягивания линии . . . . .	87
4.5	Итоговый бюджет ошибок . . . . .	88
4.6	Основные результаты Главы 4 . . . . .	89
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>90</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>		<b>92</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>93</b>

<b>Приложение А. Стандарты времени и частоты . . . . .</b>	<b>110</b>
А.1 Механические, кварцевые и астрономические часы . . . . .	111
А.2 Определение секунды и переход к атомным часам . . . . .	112
А.3 Девиация Аллана . . . . .	114
А.4 Микроволновые стандарты на цезиевом фонтане и ионах . . . . .	115
А.5 Переход в оптический диапазон . . . . .	117
А.5.1 Устранение эффектов Доплера 1-го и 2-го порядков и эффекта отдачи . . . . .	118
А.5.2 Делитель оптической частоты . . . . .	120
А.5.3 Ультростабильные лазерные системы . . . . .	122
А.6 Основные источники погрешности современных оптических часов	124
А.7 Лучшие современные оптические стандарты частоты . . . . .	127
А.8 Применение и перспективы . . . . .	129

## Введение

Диссертация посвящена прямому лазерному возбуждению и исследованию часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  на длине волны 1.14 мкм в ультрахолодных атомах тулия, который может быть использован в качестве репера для построения оптического стандарта частоты.

### Актуальность работы.

Стандарты частоты и времени различной точности используются во многих областях человеческой деятельности. Так, для бытовых нужд, где необходимо знать время с допустимой погрешностью несколько секунд или даже минут, используются обычные кварцевые и механические часы. В задачах передачи данных необходима синхронизация на уровне 1 нс и уже применяются стабилизированные кварцевые и другие диэлектрические осцилляторы или компактные микроволновые стандарты. В задачах глобального позиционирования [1] точность бортовых часов на спутниках поддерживается на уровне 12 – 14 знака с использованием микроволновых стандартов на атомах цезия и рубидия, а также водородных мазеров (см. например в [2]). И наконец, в сверхточных научных измерениях уже используются часы с погрешностью частоты на уровне единиц 17 знака и лучше [3–9].

В течение последних 50 лет атомные часы используются для определения секунды<sup>1</sup> и формирования международной шкалы времени, и на сегодняшний день точность первичных стандартов на фонтане атомов цезия составляет несколько единиц 16-го знака [10]. В связи с тем, что частота является наиболее точно измеримой физической величиной, ряд других физических величин могут быть определены путем измерения частоты или времени некоторого процесса. После фиксирования значения скорости света в 1983 году, равной 299 792 458 м/с, единица длины «метр» определяется как расстояние, прошедшее светом в вакууме за  $1/299\,792\,458$  с. Помимо этого, Международной Палатой Мер и Весов уже рекомендована практическая реализация единицы напряжения «вольт» на массивах джозефсоновских контактов, обеспечивающих относи-

<sup>1</sup>Секунда есть время, равное 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133 ([www.bipm.org](http://www.bipm.org))

тельную погрешность  $10^{-9}$ , и в ближайшее время будут переопределены основные единицы системы SI через фундаментальные константы [11–13].

Оптические стандарты частоты в последнее десятилетие демонстрируют характеристики, превосходящие первичные цезиевые стандарты [6–8]. Для сличения удаленных оптических часов в настоящее время создается сеть волоконных оптических каналов, которая, в отличие от синхронизации с использованием GPS, позволит проводить сравнение часов практически без потери точности [14, 15]. Выход на уровень 18 знака в нестабильности и систематической погрешности современных оптических часов открывает новые возможности по улучшению современных технологий и появлению новых. В прикладных задачах использование оптических часов может значительно повысить точность глобального позиционирования как на Земле (GPS, ГЛОНАСС), так и в исследовательских миссиях в глубоком космосе [16]. Чувствительность таких часов к изменению гравитационного потенциала может быть использована для построения точного геоида [17–19] и в других геодезических целях. Микроволновый сигнал, генерируемый оптической фемтосекундной гребенкой, стабилизированной по оптическому стандарту [20, 21], демонстрирует наименьшие шумы частоты, что крайне востребовано для создания чувствительных радаров. Стабилизированная фемтосекундная гребенка также используется для точной калибровки астрономических спектрографов [4]. Проведение сравнения частоты различных атомных часов в течение продолжительного времени позволяет наложить ограничение на дрейф некоторых фундаментальных постоянных, таких как постоянная тонкой структуры  $\alpha$  и отношение масс электрона и протона  $m_e/m_p$  [9]. Это далеко не полный список применения атомных, и в частности оптических, часов.

В настоящее время наибольший прогресс и распространение получили оптические часы на нейтральных атомах стронция [7, 22] и иттербия [23, 24], которые демонстрируют одни из лучших характеристик (полная систематическая погрешность  $\leq 10^{-17}$ ), вместе со стандартами на ионах алюминия [8, 25] и иттербия [6]. Погрешность  $10^{-15} - 10^{-16}$ , сравнимую с первичными цезиевыми стандартами, демонстрируют часы на ансамблях нейтральных атомах магния, кальция и ртути, а также на одиночных ионах кальция, ртути и индия (обзоры [26, 27] и ссылки в них).

Несмотря на внушительные характеристики современных оптических часов, научным сообществом ведется поиск новых систем с лучшими характеристиками. Наиболее амбициозным проектом является поиск ядерного часового перехода на длине волны  $\sim 160$  нм в атомах  $^{229}\text{Th}$ , который по оценкам будет иметь погрешность на уровне 19 знака вследствие малой чувствительности ядерного перехода к внешним полям [28]. Помимо этого рассматривается возможность использования переходов в многозарядных ионах [29].

В нашей лаборатории ведется разработка и исследование стандарта частоты на магнитодипольном переходе  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  на длине волны 1.14 мкм в атоме тулия. Особенностью данного перехода, отличающего его от типично используемых в оптических часах интеркомбинационных переходов  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ , является то, что он происходит между подуровнями тонкой структуры основного состояния атома при перевороте спина неспаренного  $4f$ -электрона. Наличие внешних, в сравнении с  $4f$  оболочкой, заполненных  $5s^2$ ,  $5p^6$  и  $6s^2$  электронных оболочек приводит к значительному экранированию  $4f$ -электронов от внешних возмущений, что проявляется в малой чувствительности перехода к внешним полям и столкновениям с буферным газом [30, 31]. В частности ожидается, что для часового магнитодипольного перехода в атоме тулия сдвиг частоты при взаимодействии с среднеквадратичным электрическим полем теплового излучения будет на несколько порядков меньше, чем в стандартах на атомах иттербия и стронция.

В 2010 году в ФИАНе впервые было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов тулия и захват в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) на длине волны 410.6 нм [32]. Затем было осуществлено более глубокое охлаждение атомов тулия во вторичной магнито-оптической ловушке на длине волны 530.7 нм [33, 34]. Первичному и вторичному охлаждению атомов тулия посвящены диссертационные работы Сукачева Д.Д. [35] и Вишняковой Г.А. [36]. Помимо метрологических целей, описанных выше, атом тулия также интересен в исследовании магнитного диполь-дипольного взаимодействия в ультрахолодных атомах (см. н.р. [37, 38]) и в квантовых симуляциях вследствие большого дипольного момента атома в основном состоянии [34], равного  $4\mu_B$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора.

**Целью** данной работы является экспериментальное изучение спектральных характеристик часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow$

$|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в ультрахолодных атомах тулия и исследование его применимости в качестве репера для построения высокоточных оптических часов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Методом лазерного возбуждения зарегистрировать магнитодипольный переход 1.14 мкм в МОЛ.
2. Осуществить перегрузку атомов из МОЛ в оптическую решетку, сформированную лазерным пучком на длине волны 532 нм, с максимальной эффективностью.
3. Провести лазерную спектроскопию перехода 1.14 мкм в оптической решетке, измерить время жизни верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$ .
4. Теоретически исследовать динамическую и статическую поляризуемости часовых уровней и провести сравнение с экспериментальными результатами на длине волны 532 нм; выполнить анализ возможных источников сдвигов и погрешностей предлагаемого оптического репера частоты.

**Научная новизна:**

1. В магнито-оптической ловушке зарегистрировано возбуждение перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в атомах тулия на длине волны 1.14 мкм со спектральной шириной контура линии  $\leq 1$  МГц.
2. Осуществлен перезахват  $3 \times 10^5$  атомов тулия из МОЛ в оптическую решетку, сформированную лазерным пучком на длине волны 532 нм. При температуре облака атомов в МОЛ 20 мК эффективность перезахвата в оптическую решетку составляет 50 %.
3. Измерены частоты параметрических резонансов атомов тулия в оптической дипольной ловушке и оптической решетке, на основании которых получена оценка динамической поляризуемости основного уровня атома тулия на длине волны 532 нм.
4. Измерено время жизни верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  в оптической решетке на длине волны 532 нм равное  $\tau = 112(4)$  мс.



5. Рассчитаны динамические и статические поляризуемости часовых уровней атома тулия в интервале длин волн 400 – 1200 нм, предсказано положение магической длины волны вблизи 807 нм.
6. Получены оценки потенциальных систематических сдвигов и погрешностей частоты часового перехода в атоме тулия, суммарная относительная систематическая погрешность порядка  $5 \times 10^{-18}$ .

### **Практическая значимость**

Проведенные эксперименты по изучению часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в магнито-оптической ловушке, эффективной перегрузке атомов тулия в оптическую дипольную ловушку и оптическую решетку на длине волны 532 нм и спектроскопии часового перехода в ней являются необходимыми шагами на пути создания оптического репера частоты на переходе 1.14 мкм в атоме тулия. Результаты измерения времени жизни верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  и теоретических расчетов потенциальных систематических сдвигов и погрешностей частоты часового перехода показывают возможность достижения относительной систематической погрешности меньше  $5 \times 10^{-18}$ . Этот результат соответствует современному мировому уровню.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Зарегистрирован магнитодипольный переход  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  на длине волны 1.14 мкм прямым лазерным возбуждением в ультрахолодных атомах тулия. Спектральная ширина линии перехода составила порядка 1 МГц в связи с неустранимым в условиях МОЛ уширением.
2. Достигнута эффективность перезахвата атомов тулия из МОЛ в оптическую решетку, сформированную лазерным пучком на длине волны 532 нм, на уровне 50 %.
3. Время жизни верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  в оптической решетке на длине волны 532 нм равно 112(4) мс.
4. Полная относительная систематическая погрешность оптической частоты предложенного часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в атоме тулия может достигать  $5 \times 10^{-18}$ .

**Личный вклад.** Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии

**Апробация работы.** Результаты диссертационной работы были представлены автором лично на международных и российских научных конференциях и школах: IV симпозиум UES-MIPT, 15-22 октября 2014 года, Токио, Япония; XV школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики», 16-20 ноября 2014 года, Москва; ИЛФИ-2015, IX Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, 21-24 апреля 2015 года, Саров; ICQT-2015, Третья международная конференция по квантовым технологиям, 13-17 июля 2015 года, Москва; IWQO-2015, XII Международные чтения по квантовой оптике, 11-16 августа 2015 года, Москва, Троицк; III симпозиум UES-MIPT, 20-23 октября 2015 года, Москва; MPLP-2016, VII международный симпозиум и школа для молодых ученых «Современные проблемы лазерной физики», 22-28 августа 2016 года, Новосибирск; ICONO-2016, Международная конференция по когерентной и нелинейной оптике, 26-30 сентября 2016 года, Минск, Беларусь; III Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии», 24-27 января 2017 года, Москва. Работа «Детектирование часового перехода с длиной волны 1.14 мкм в ансамбле ультрахолодных атомов тулия» авторов Головизин А.А., Калганова Е.С., Вишнякова Г.А. и Трегубов Д.О. была удостоена премии Н.Г. Басова на конкурсе молодежных научных работ УНК ФИАН в 2015 году.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 статьях в журналах:

1. А.А. Головизин, Е.С. Калганова, Д.Д. Сукачев, Г.А. Вишнякова, И.А. Семериков, В.В. Сошенко, Д.О. Трегубов, А.В. Акимов, Н.Н. Колачевский, К.Ю. Хабарова, В.Н. Сорокин / Детектирование часового перехода (1.14 мкм) в ультрахолодных атомах тулия // *Квантовая электроника*. — 2015. — Т. 45, № 5 — с. 482-485.
2. D. Sukachev, S. Fedorov, I. Tolstikhina, D. Tregubov, E. Kalganova, G. Vishnyakova, A. Golovizin, N. Kolachevsky, K. Khabarova, V. Sorokin / Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks // — *Physical Review A*. — 2016. — Vol. 94, Iss. 2 — p. 022512-022524.
3. А.А. Головизин, Е.С. Калганова, Д.Д. Сукачев, Г.А. Вишнякова, Д.О. Трегубов, К.Ю. Хабарова, В.Н. Сорокин, Н.Н. Колачевский /

Методы определения поляризуемости уровней тонкой структуры основного состояния атомов тулия // *Квантовая электроника*, — 2017. — Т. 47, № 5 — с. 479-483.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и одного приложения. В первой главе рассмотрена структура основного состояния атома тулия, история исследования тонкого расщепления основного состояния, а также схема лазерного охлаждения и спектроскопии перехода 1.14 мкм в атоме тулия. Во второй главе приведены результаты теоретического моделирования и эксперимента по регистрации часового перехода в атомах тулия в магнито-оптической ловушке. В третьей главе рассмотрен принцип формирования оптической дипольной ловушки, описаны эксперименты по перегрузке атомов в оптическую дипольную ловушку и оптическую решетку и наблюдению параметрических резонансов, а также результаты спектроскопии перехода 1.14 мкм и измерения времени жизни верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$ . В четвертой главе представлены результаты расчета поляризуемостей часовых уровней атома тулия, магнитных взаимодействий и взаимодействия атома с тепловым излучением. Проведен анализ систематических сдвигов и связанных с ними погрешностей предложенного оптического стандарта частоты на переходе 1.14 мкм в атоме тулия. В приложении дан обзор развития стандартов частоты и времени, представлены основные технологии, позволившие создать современные оптические стандарты частоты, кратко описаны передовые оптические часы, их применение и перспективы развития. Полный объем диссертации составляет 131 страницу с 32 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 164 наименований.

## Глава 1. Атом Тулия

В работе представлен анализ возможности использования перехода между уровнями тонкой структуры основного состояния  $[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2$  атома тулия  $^{169}\text{Tm}$  в качестве репера частоты в оптических атомных часах. В основном состоянии валентная электронная оболочка атома тулия состоит из полностью заполненной внешней  $6s^2$  электронной оболочки и внутренней  $4f^{13}$  оболочки с одной электронной вакансией (рис. 1.1.а). Таким образом атом тулия в основном состоянии имеет 1 неспаренный  $4f$ -электрон, обладает электронным орбитальным моментом  $L = 3$  и электронным спином  $S = 1/2$ . Ядро атома тулия имеет спин  $I = 1/2$ , в связи с этим все энергетические уровни имеют 2 сверхтонких подуровня. Схематичное изображение уровней тонкой и сверхтонкой структуры основного состояния атома тулия представлено на рисунке 1.1.б. Далее будут подробно рассмотрены уровни часового перехода, представлена общая схема уровней атома тулия, задействованных в эксперименте, и кратко описана экспериментальная установка по лазерному охлаждению и спектроскопии атомов тулия.

### 1.1 Уровни часового перехода

#### 1.1.1 Тонкая и сверхтонкая структура основного состояния атома тулия

Полные значения электронного момента для уровней тонкой структуры атома тулия равны  $J_u = L - S = 5/2$  и  $J_g = L + S = 7/2$ . Энергия расщепления между уровнями тонкой структуры в приближении  $LS$ -связи подчиняется правилу интервалов Ланде и может быть записана в виде ([39], формула 5.2)

$$h\Delta\nu_f = h(\nu_{J=5/2} - \nu_{J=7/2}) = -h \times A_f \times J_g \quad (1.1)$$

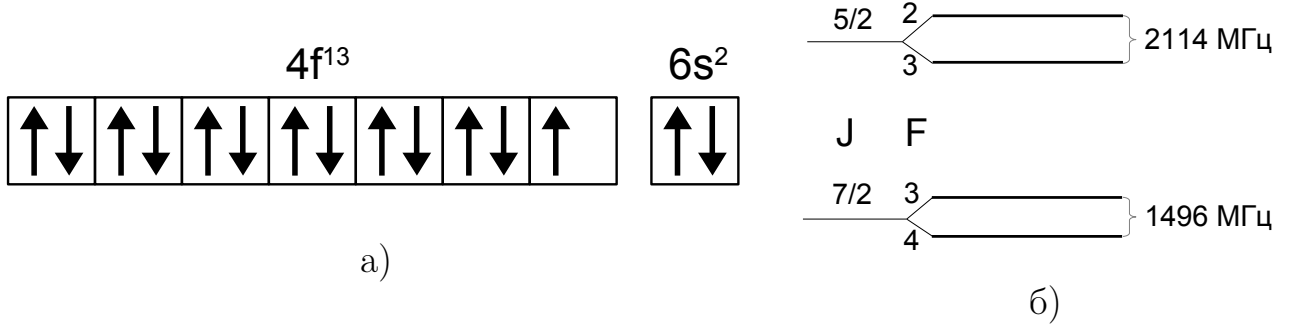


Рисунок 1.1 — а) Конфигурация валентных электронов основного состояния атома тулия, незаполненная  $4f$ -электронная оболочка имеет одну вакансию. б) Схема уровней тонкой и сверхтонкой структуры основного состояния атома тулия (не в масштабе). Подробнее в тексте

где  $A_f$  — постоянная тонкого расщепления. Для тулия  $A_f < 0$  и уровень с большим полным моментом имеет меньшую энергию, как это показано на рисунке 1.1.б. Такая структура уровней называется обращенной и типична для тонкой структуры электронных оболочек, заполненных более чем наполовину (у тулия 13 из 14 электронов на  $4f$  оболочке). Стоит отметить, что приближение  $LS$ -связи применимо, когда энергия расщепления тонкой структуры значительно меньше разности энергий между электронными термами. Однако в нашем случае данное утверждение не совсем верно, т. к. расстояние между подуровнями тонкой структуры равно  $8\,771.243\text{ см}^{-1}$  и сравнимо с энергиями переходов между различными электронными термами, которые начинаются с  $14\,000\text{ см}^{-1}$  [40]. Столь большая величина тонкого расщепления характерна для лантаноидов (у эрбия  $\Delta E_f = 5\,035\text{ см}^{-1}$  [41]) и связана с сильным спин-орбитальным взаимодействием неспаренного  $4f$ -электрона. Однако в дальнейшем мы будем использовать именно приближение  $LS$ -связи, т.к. более точные численные расчеты и эксперимент показывают хорошее согласование результатов (см. [42] и далее в тексте).

Спин ядра атома тулия равен  $I = 1/2$ , что приводит к наличию дублетной сверхтонкой структуры подуровней тонкой структуры. Для нижнего уровня с  $J_g = 7/2$  полные моменты атома равны  $F = 3$  и  $F = 4$ , для верхнего уровня с  $J_u = 5/2$  соответственно  $F = 2$  и  $F = 3$ . Общая формула для нахождения смещения энергии сверхтонкого подуровня с полным моментом  $F$  имеет вид:

$$\Delta E_F^J = \frac{1}{2} A_{hf}^J \{F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)\} \quad (1.2)$$

где  $A_{hf}^J$  - постоянная сверхтонкого расщепления для конкретного уровня тонкой структуры. Расстояние между подуровнями сверхтонкой структуры также подчиняются правилу интервалов Ланде (аналогично уровням тонкой структуры и формуле (1.1)). Для основного состояния атома тулия эти константы равны  $A_{hf}^{5/2} = -h \times (704.649(1) \text{ МГц})$  и  $A_{hf}^{7/2} = -h \times (374.137661(3) \text{ МГц})$ . Коэффициенты отрицательные, поэтому структура сверхтонких подуровней имеет также обращенный вид (рис. 1.1.б). Сверхтонкое расщепление уровней тонкой структуры основного состояния атома тулия, а также сдвиги сверхтонких подуровней, представлены в таблице 1.

J	F	$\Delta\nu$ , МГц	$\Delta\nu_{hf}$ , МГц
7/2	4	- 654.741	1496.550
	3	841.810	
5/2	3	- 880.811	2114.946
	2	1233.135	

Таблица 1 — Смещение сверхтонких подуровней и величина сверхтонкого расщепления верхнего и нижнего уровней тонкой структуры основного состояния атома тулия.

### 1.1.2 Исследование тонкого расщепления основного состояния атома тулия и возможности его использования в стандарте частоты в облаке атомов

Впервые наличие подуровней основного состояния атома тулия было идентифицировано при сопоставлении спектров люминесценции атомов тулия в дуговых разрядах [43]. Было обнаружено, что в 9 случаях разность между энергиями линий была одинакова и составляла  $8771.25 \text{ см}^{-1}$ , что было объяснено наличием тонкой структурой основного состояния атома тулия. Впоследствии величина этого расщепления уточнялась и в настоящее время равна  $8771.243 \text{ см}^{-1}$  в базе данных NIST [40] ( $1.0875 \text{ эВ}$ ), длина волны перехода, связывающего подуровни тонкой структуры, равна  $1.14 \text{ мкм}$  и частота  $262.955 \text{ ТГц}$ .

В 1983 году данный переход был впервые задетектирован прямым оптическим возбуждением по спектру поглощения широкополосного излучения на приборе СИСАМ [31], однако без разрешения сверхтонких компонент. В этой работе также было показано значительное подавление уширения линии перехода 1.14 мкм, связанного со столкновениями атомов тулия с буферным нейтральным газом, не менее чем в 500 раз в сравнении с типичными значениями. Данный эффект связан с тем, что валентный  $4f$  электрон, переворот спина которого и объясняет наличие тонкой структуры, хорошо экранируется внешними заполненными  $5s^2$ ,  $5p^6$  и  $6s^2$  электронными оболочками (т.к.  $4f$  оболочка имеет значительно меньший радиальный размер), поэтому он существенно менее чувствителен к внешним электрическим полям и столкновениям. Эксперименты по исследованию столкновительных свойств лантаноидов [44] и теоретические расчеты [45, 46] показали значительное,  $> 10^4$ , уменьшение скорости спиновой релаксации атомов, захваченных в магнитную ловушку, при столкновении в буферном газом  $^3\text{He}$ . Именно это свойство внутренней  $4f$  электронной оболочки послужило поводом для предложения использования перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  в качестве репера для оптического стандарта частоты. С развитием оптического охлаждения и магнито-оптических ловушек появилась возможность получать ансамбль холодных атомов при температуре 1 – 100 мкК с концентрацией  $10^{10} - 10^{12}$  атомов/см<sup>3</sup> с количеством атомов  $10^7 - 10^9$ . Предполагалось, что спектроскопия перехода 1.14 мкм атома тулия в таком облаке позволила бы получить высокую стабильность стандарта при малом систематическом сдвиге частоты перехода вследствие малого уширения и сдвига, связанных с межатомными столкновениями внутри облака атомов.

Однако позднее в 2009 году группой Джона Дойля наблюдалась высокая ( $1.1 \times 10^{-10}$  см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup>) скорость релаксации поляризации ансамбля атомов тулия в магнитной ловушке за счет двухчастичных столкновений Tm-Tm, что вызвано диполь-дипольным взаимодействием между атомами тулия [47]. В контексте создания точных оптических часов данный эффект приводит к необходимости захвата атомов тулия в ячейки двумерной оптической решетки для устранения двухчастичных столкновений в облаке атомов, о чем будет подробнее рассказано в главе 4.

### 1.1.3 Вероятность перехода 1.14 мкм между компонентами тонкой структуры

В связи с тем, что электродипольный переход между компонентами тонкой структуры запрещен (одинаковая четность уровней), вероятность перехода определяется магнитодипольным и электроквадрупольным членами. Вероятность магнито-дипольного излучения в приближении  $LS$ -связи можно получить в аналитическом виде ([39], формулы 32.68 и 32.70):

$$W^{md} = \frac{4\omega_{clock}^3}{3\hbar c^3} \frac{1}{2J+1} \left( \frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \times \frac{(L+S+J+2)(L+S-J)(S+J-L+1)(J+L-S+1)}{4(J+1)} \quad (1.3)$$

которая равна  $W^{md} = 2\pi \times 1.6 \text{ с}^{-1}$ , где  $L = 3$ ,  $S = 1/2$ ,  $J = 5/2$  соответственно орбитальный момент, спин и полный электронный момент атома тулия для верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$ ,  $\omega_{clock} = 2\pi \times \nu_{clock} = 2\pi \times (262.955 \text{ ТГц})$  — частота перехода,  $m$  — масса электрона,  $e$  — элементарный заряд,  $c$  — скорость света в вакууме. Близкое значение  $2\pi \times 1.1 \text{ с}^{-1}$  дает численный расчет вероятности перехода в программе COWAN [48].

Выражение для вероятности электроквадрупольного перехода имеет более сложный вид:

$$W^{eq} = \frac{\omega_{clock}^5}{15\hbar c^5} \frac{1}{2J+1} e^2 \langle r^2 \rangle^2 \times \frac{1}{(2J+1)(2J'+1)W^2(LJL'J'; S2)(\langle l^p \gamma SL || U^2 || l^p \gamma SL \rangle)^2 (\langle l || C^2 || l \rangle)^2} \quad (1.4)$$

Здесь  $L, J$  относятся к верхнему уровню,  $L', J'$  — к нижнему,  $D = e \langle r^2 \rangle = 0.5 e a_0^2$  — квадрупольный момент атома в основном состоянии, подсчитанный с помощью пакета COWAN,  $a_0$  — радиус Бора,  $W^2(L, J, L', J'; S, 2)$  —  $6j$ -символ Вигнера, равный  $1/392$ ,  $(\langle l^p \gamma SL || U^2 || l^p \gamma SL \rangle)^2 = 1$  и  $(\langle l || C^2 || l \rangle)^2 = \left( -\sqrt{\frac{l(l+1)(2l+1)}{(2l+3)(2l-1)}} \right)^2 = 28/15$ . Подставив все коэффициенты в уравнение (1.4) находим, что вероятность электро-квадрупольного перехода равна  $2\pi \times 0.014 \text{ с}^{-1}$ ,



что значительно меньше вероятности магнитодипольного перехода и в дальнейшем мы будем ею пренебрегать. Таким образом, естественное время жизни верхнего часового уровня практически полностью определяется скоростью магнито-дипольного перехода и равно  $\tau = 1/W^{md} = 140$  мс.

В работе по спектроскопии атомарного тулия, имплантированного в жидкий и твердый  ${}^4\text{He}$  [30], авторы измерили спектр спонтанного излучения вблизи 1.14 мкм, соответствующий переходу  $|4f^{13}({}^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle \rightarrow |4f^{13}({}^2F^o)6s^2; J = 7/2\rangle$ . Верхний уровень заселялся при спонтанном распаде атома с уровня  $|4f^{12}({}^3H_6)5d_{5/2}6s^2; J = 7/2\rangle$ , возбуждаемого резонансным излучением на длине волны 590 нм. Было измерено время жизни возбужденного состояния  $|4f^{13}({}^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  равное  $\tau = 70$  мс, что всего в 2 раза меньше ожидаемого значения для изолированного атома. Этот результат подтверждает предположение о хорошей экранировке  $4f$ -электронов от внешних электрических полей, создаваемых гелиевой матрицей.

Как будет подробнее изложено в главе 3.5, измеренное нами значение времени жизни верхнего часового уровня в оптической решетке на длине волны 532 нм равно 112 мс, что соответствует вероятности перехода  $W = 2\pi \times 1.4 \text{ с}^{-1}$  и хорошо сходится с теоретическим расчетом. Это также говорит о применимости приближения  $LS$ -связи, которое мы использовали для описания тонкого и сверхтонкого расщеплений основного состояния атома тулия и для нахождения вероятности магнитодипольного перехода между компонентами тонкой структуры атома.

#### 1.1.4 Чувствительность частоты часового перехода к постоянной тонкой структуры

Как отмечалось во введении, точное измерение частоты атомных переходов и их сравнение позволяет наложить ограничение на скорость дрейфа некоторых фундаментальных констант [49], в частности постоянной тонкой структуры  $\alpha$ . В связи с тем, что предлагаемый нами переход  $|4f^{13}({}^2F^o)6s^2; J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}({}^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  связывает подуровни тонкой структуры основного со-

стояния, то его частота может быть записана в виде

$$\nu_{clock} = C \times \alpha^2 \quad (1.5)$$

где  $C$  — некоторый постоянный коэффициент. Для атома водорода значение этого коэффициента можно получить аналитически [39], однако для атома тулия в связи с его сложной электронной структурой вычисление значений уровней энергий атома может быть сделано только численно. С помощью программного пакета COWAN [50] было получено значение энергии перехода равное  $7961.7 \text{ см}^{-1}$ , что достаточно хорошо совпадает с экспериментальным значением  $8771.243 \text{ см}^{-1}$ .

Продифференцировав уравнение (1.5) можно определить чувствительность частоты перехода к изменению постоянной тонкой структуры:

$$\frac{\delta\nu_{clock}}{\nu_{clock}} = 2\frac{\delta\alpha}{\alpha} \quad (1.6)$$

откуда видно, что коэффициент пропорциональности равен 2. В качестве сравнения, для атомов ртути этот коэффициент равен 0.8, для иттербия 0.45, стронция 0.06, и для ионов ртути -3.19, иттербия (октупольного перехода) -5.95 и алюминия 0.008 [26, 51].

## 1.2 Схема охлаждения и спектроскопии атомов тулия

Первичному и вторичному охлаждению атомов тулия и захвату в магнито-оптические ловушки (МОЛ) посвящены диссертационные работы [35, 36]. Ниже будет дано краткое описание работы МОЛ атомов тулия.

Схема уровней, используемых в нашем эксперименте, приведена на рисунке 1.2, и общая схема экспериментальной установки на рисунке 1.3. Для получения атомов небольшой кусок тулия ( $4 \times 4 \times 4 \text{ мм}^3$ ) нагревается до температуры  $\sim 800 \text{ }^\circ\text{C}$  в печи. При такой температуре средняя скорость испарившихся атомов  $\sim 400 \text{ м/с}$ , поэтому для эффективного захвата атомов в МОЛ необходимо предварительно замедлить атомы до скоростей ниже  $30 \text{ м/с}$ . Для этого используется зеемановский замедлитель, работающий на сильном пере-

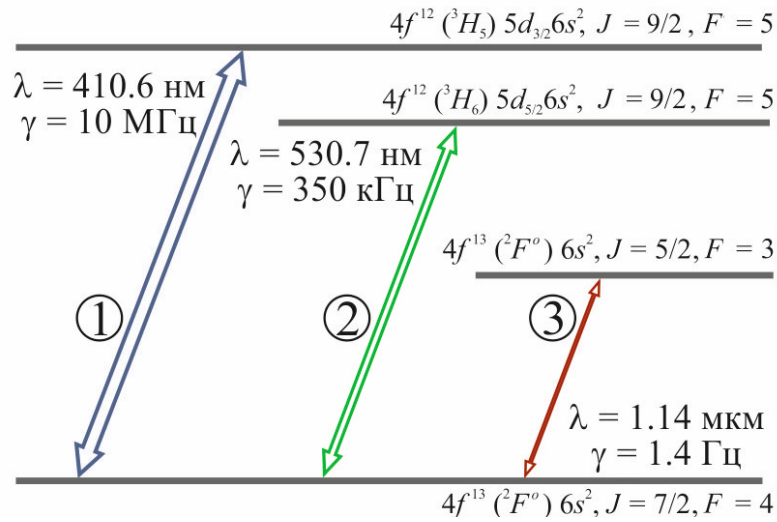


Рисунок 1.2 — Схема уровней атома тулия, используемых для лазерного охлаждения и спектроскопии. 1 — переход первичной МОЛ, 2 — переход вторичной МОЛ, 3 — часовой магнитодипольный переход.

ходе  $4f^{13}({}^2F^o)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}({}^3H_5)5d_{3/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$  на длине волны 410.6 нм с естественной шириной линии 10.5 МГц. После прохождения зеemanовского замедлителя порядка 1 % от общего числа атомов в пучке имеют скорость 25 м/с, которые захватываются в первичную МОЛ, работающую на том же переходе 410.6 нм, с доплеровским пределом температуры  $T_D = 240 \text{ мкК}$ . Загрузка ловушки до стационарного режима происходит примерно за 1 с, при этом в ловушке находится порядка  $10^6$  атомов при температуре порядка 100 мкК. Эта температура ниже доплеровского предела в связи с эффективным субдоплеровским охлаждением атомов тулия непосредственно в МОЛ. Затем происходит перегрузка атомов во вторичную МОЛ, работающую на переходе  $4f^{13}({}^2F^o)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}({}^3H_6)5d_{5/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$  на длине волны 530.7 нм с естественной шириной перехода 350 кГц, в которой доплеровский предел температуры облака атомов равен 9 мкК. После выключения охлаждающего излучения зеemanовского замедлителя и первичной МОЛ на длине волны 410.6 нм в течение 50 – 80 мс атомы доохлаждаются до температуры 10 – 20 мкК во вторичной МОЛ, при этом количество атомов в ловушке практически не уменьшается. Градиент магнитного поля в процессе охлаждения поддерживается постоянным и равным 10 Гс/см.

В качестве часового лазера на 1.14 мкм используется лазер TOptica DLpro с лазерным диодом LD-1180-0100-AR-1 на многослойной структуре InGaAs квантовых точек. Стоит отметить, что до относительно недавнего (2010 год) появления таких лазерных диодов получение когерентного лазерного излучения

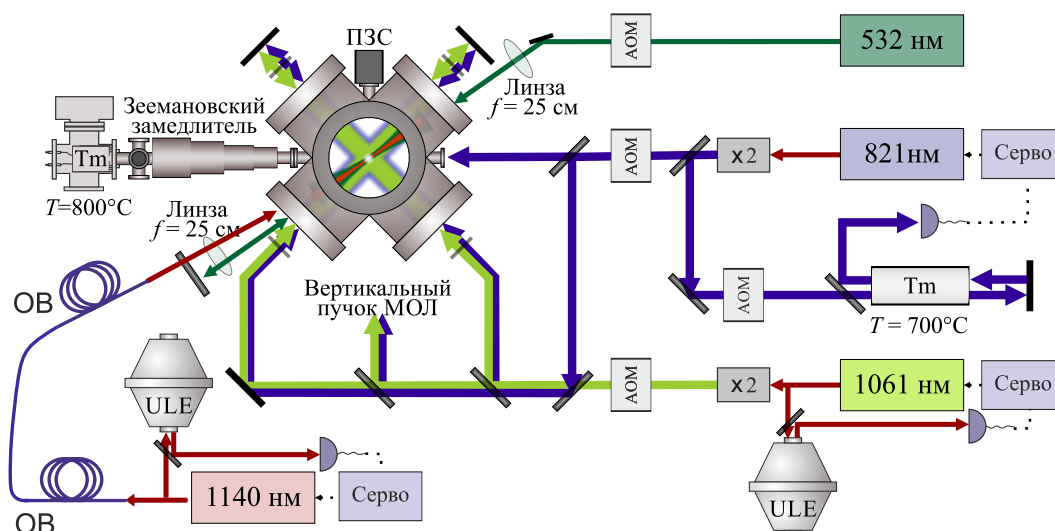


Рисунок 1.3 — Схема экспериментальной установки. Атомы из печи «Тm» при температуре  $800\text{ }^{\circ}\text{C}$  пройдя «Зеемановский замедлитель» попадают в вакуумную камеру МОЛ в область трех ортогональных пучков излучения первичной (синие линии) и вторичной (зеленые линии) МОЛ. Излучение лазера  $532\text{ нм}$  используется для создания оптической дипольной ловушки и оптической решетки. Излучение часового лазера « $1140\text{ нм}$ » с помощью быстрой петли обратной связи «серво» стабилизируется по УЛЕ-резонатору «ULE» и через АОМ и оптоволокно заводится в область МОЛ. ПЗС — фотокамера, АОМ — акусто-оптический модулятор, x2 — удвоитель частоты излучения, ОВ — одномодовое оптическое волокно.

в этой области длин волн было нетривиальной задачей. Спектральная ширина линии генерации лазера составляет порядка  $50\text{ кГц}$ , выходная мощность  $\sim 40\text{ мВт}$ . Для сужения линии генерации лазера применяется стандартная (для часовых лазеров) методика Паунда-Древера-Холла стабилизации частоты лазера по высокочастотному ULE-резонатору, помещенному в вакуумную камеру (подробнее про свойства таких систем в приложении А, принцип работы в [52,53] и диссертационной работе [36]). В результате линия генерации лазера составляет  $1\text{--}10\text{ Гц}$ , а относительная стабильность частоты лазера  $3 \times 10^{-15}$  на временах  $1\text{--}100\text{ секунд}$ .

Загрузка оптической дипольной ловушки и спектроскопия часового перехода будут подробно рассмотрены далее.

## Глава 2. Регистрация часового перехода в атомах тулия в МОЛ

В этой глав приведены результаты теоретического моделирования влияния резонансного излучения 1.14 мкм на число атомов в магнито-оптической ловушке атомов тулия и затем представлены экспериментальные данные по регистрации магнитодипольного перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  на длине волны 1.14 мкм в МОЛ.

### 2.1 Метод регистрации слабых переходов в холодных атомах

Для улучшения стабильности репера частоты одним из очевидных решений является увеличение добротности используемого перехода. Добротность осциллятора можно найти по формуле

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad (2.1)$$

где  $\nu$  - частота осциллятора,  $\Delta\nu$  - ширина резонанса.

Учитывая, что в эксперименте обычно время взаимодействия атома с излучением не превышает несколько секунд, что соответствует фурье-ограниченной ширине спектра порядка 0.1 Гц, в качестве часовых переходов в последнее время используются переходы с естественной шириной линии менее 1 Гц. Так, у тулия по предварительным оценкам естественная ширина линии 1.14 Гц [54], 10 мГц у  $^{171}\text{Yb}$  [55] и 1 мГц у  $^{87}\text{Sr}$  [56].

Необходимость использования перехода с узкой спектральной линией приводит к тому, что уже сам поиск этого перехода часто является нетривиальной экспериментальной задачей. Это связано со следующими особенностями: в таблицах атомных уровней энергий и переходов (например в [40]) частота столь слабых переходов (точнее разность энергий верхнего и нижнего уровней) обычно известна с точностью не лучше сотен МГц, в том числе и для тулия. Задача сводится к тому, чтобы найти переход, естественная ширина линии которого меньше чем 1 Гц в области 100 МГц.

В случае, когда уже достигнуто лазерное охлаждение исследуемого атома, наиболее чувствительный метод регистрации слабого перехода основывается на том, что при резонансном возбуждении атомов на часовой уровень они более не взаимодействуют с охлаждающим излучением и соответственно не захватываются в МОЛ, что приводит к уменьшению числа атомов в ловушке.

Дополнительным фактором, усложняющим поиск слабого перехода, является тот факт, что в облаке МОЛ уширение Доплера первого порядка значительно больше естественной ширины линии. В нашем эксперименте атомы тулия в МОЛ имели температуру порядка 100 мкК. При такой температуре доплеровское уширение линии на длине волны 1.14 мкм составит  $\delta\nu_D = 150$  кГц, что на 5 порядков больше естественной ширины линии.

В случае стронция [56] в 2003 году авторы сперва косвенно измерили частоту часового перехода с точностью 100 кГц по разности частот двух сильных переходов и лишь затем смогли зарегистрировать прямое возбуждение перехода в виде провала на 1 % от общего числа атомов в МОЛ. В их эксперименте температура облака атомов была 2 мК (доплеровское уширение 1.5 МГц) и частота Раби пробного излучения  $\Omega = \vec{d} \cdot \vec{E} / \hbar = 2\pi \times (0.8 \text{ кГц})$ ,  $\vec{d}$  — оператор дипольного момента перехода и  $\vec{E}$  — амплитуда электрического поля излучения.

Позже в 2005 году [55] группе, работающей с иттербием, удалось зарегистрировать 50 % уменьшение числа атомов в МОЛ при взаимодействии с резонансным излучением часового лазера. Такой результат стал возможен благодаря вторичному, более глубокому охлаждению облака атомов до температуры порядка 50 мкК (доплеровское уширение на длине волны перехода 578 нм в иттербии равно 240 кГц и частота Раби  $\Omega = 2\pi \times 4$  кГц). Однако, в отличие от эксперимента с атомами стронция, где МОЛ работала в непрерывном режиме, авторам пришлось в каждом цикле измерений перегружать атомы из первичной во вторичную МОЛ и лишь затем возбуждать часовой переход. Это приводит к более длительному поиску контура, ширина которого порядка 240 кГц (доплеровская) в интервале частот 1 ГГц.

В связи с описанными выше проблемами нами было проведено моделирование динамики числа атомов тулия в МОЛ при резонансном возбуждении магнитодипольного перехода излучением на длине волны 1.14 мкм.

## 2.2 Моделирование динамики числа атомов в МОЛ

Моделирование проводилось для оценки изменения числа атомов в МОЛ в зависимости от интенсивности излучения часового лазера и его отстройки от точного резонанса. В модели не учитывалась конечная температура облака атомов, которая приводит к доплеровскому уширению резонанса. В случае, если ширина лазера и естественная ширина линии перехода меньше доплеровской, то в фиксированный момент времени с излучением взаимодействует только часть атомов, для которых сумма доплеровского сдвига и отстройки излучения от точного резонанса такова, что попадает в однородно уширенную линию резонанса. Для часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в атоме тулия интенсивность насыщения для круговой поляризации излучения можно найти по формуле

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega^3\Gamma}{12\pi c^2} \quad (2.2)$$

которая равна  $1.7 \times 10^{-8}$  мВт/см<sup>2</sup>. При мощности пробного излучения 1 мВт в пучке радиусом 1 мм по уровню  $1/e^2$  по интенсивности параметр насыщения часового перехода будет равен  $s = I/I_{sat} = 2P/\pi r^2 I_{sat} = 4 \times 10^9$ . Частота Раби и соответствующее однородное уширение мощностью в данном случае будет  $\Omega = \sqrt{s/2} \times \Gamma = 50$  кГц.

Таким образом, уширение мощностью и доплеровское уширение имеют один порядок. Если учесть, что время установления максвелловского распределения по скоростям в МОЛ значительно меньше 1 с, то на временах порядка 1 с можно считать, что все атомы взаимодействуют с излучением часового лазера, только не непрерывно, а часть времени, определяемой отношением однородной ширины линии к неоднородной, обусловленной доплеровским или зеемановским уширением.

Ниже приводится описание и результаты моделирования трехуровневого атома в V-конфигурации уровней (рис. 2.1.а): уровень  $|1\rangle$  — основное состояние атома,  $|2\rangle$  — уровень, используемый для охлаждения, естественная ширина линии которого  $\gamma_1 = 10$  МГц,  $|3\rangle$  — часовой уровень с  $\gamma_2 = 1.14$  Гц. Уровни  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  связаны излучением охлаждающего лазера, а уровни  $|1\rangle$  и  $|3\rangle$  излучением

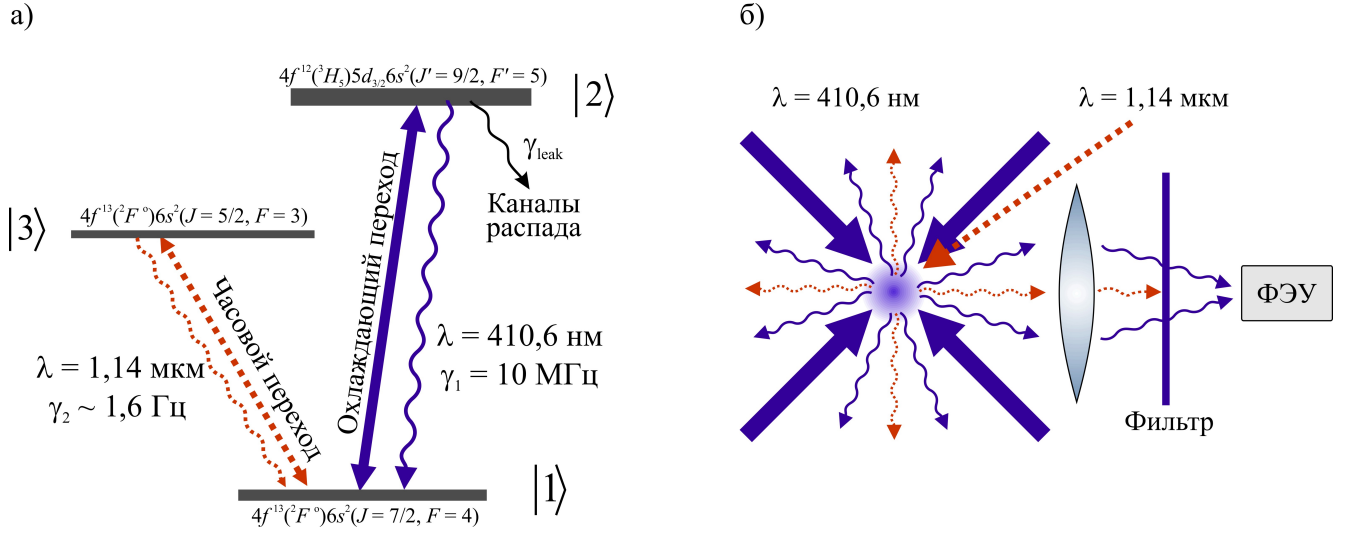


Рисунок 2.1 — а) Схема уровней атома тулия, задействованных в моделировании и эксперименте по детектированию часового перехода в МОЛ. С верхнего охлаждающего уровня  $|2\rangle$  атомы со скоростью  $\gamma_{leak} = 30$  с $^{-1}$  распадаются на промежуточные уровни. б) Схема возбуждения часового перехода в облаке атомов в МОЛ на длине волны 1.14 мкм и детектирования числа атомов в ловушке по регистрации люминесценции атомов тулия на длине волны 410.6 нм с использованием объектива, светофильтра и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

часового лазера. В эксперименте детектируется сигнал люминесценции облака атомов на длине волны 410.6 нм за счет рассеяния атомами излучения охлаждающего лазера. Интенсивность люминесценции пропорциональна числу атомов, находящихся в возбужденном состоянии  $|2\rangle$ . Схема возбуждения и детектирования представлена на рисунке 2.1.б.

Для моделирования рассматриваемой системы необходимо решить оптические уравнения Блоха [57], которые имеют следующий вид

$$\dot{\rho} = -i\hbar[H, \rho] + \Lambda[\rho] + W[\rho] + L[\rho] \quad (2.3)$$

где

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix}; H = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1/2 & \Omega_2/2 \\ \Omega_1/2 & \delta_1 & 0 \\ \Omega_2/2 & 0 & \delta_2 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Здесь  $\rho$  — матрица плотности трехуровневого атома,  $H$  — гамильтониан взаимодействия атома с охлаждающим излучением, частота Раби которого есть  $\Omega_1$  и отстройка от точного резонанса  $\delta_1$ , и с излучением часового лазера с частотой Раби  $\Omega_2$  и отстройкой от точного резонанса  $\delta_2$ .

Второе слагаемое уравнения (2.3) есть супероператор Лимбланда [58], описывающий процесс декогеренции (спонтанного распада) в системе. В общем слу-



чае он имеет вид

$$\Lambda[\rho] = \frac{1}{2} \sum_i ([V_i \rho, V_i^+] + [V_i, \rho V_i^+]) \quad (2.5)$$

Для рассматриваемой задачи  $i = 1, 2$  и  $V_1 = \sqrt{\Gamma_1} |1\rangle \langle 2|$  и  $V_2 = \sqrt{\Gamma_2} |1\rangle \langle 3|$ , которые соответствуют операторам спонтанного распада с уровней  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  на основной уровень  $|1\rangle$ .

Третий член позволяет учесть конечную спектральную ширину излучения охлаждающего и часового лазеров. Как показано в работе [59], это можно сделать введя дополнительный канал декогеренции недиагональных членов матрицы плотности:

$$W^{i,j}[\rho] = \rho^{i,j} \Delta^{i,j}, \Delta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Delta_0 \\ 0 & 0 & \Delta_0 \\ \Delta_0 & \Delta_0 & 0 \end{pmatrix}; \quad (2.6)$$

где  $\Delta_0$  — спектральная ширина излучения лазеров.

Наконец, последний член уравнения (2.3) задает скорость изменения, потерь и загрузки атомов в МОЛ:

$$L^{i,j}[\rho] = \rho^{i,j} O^{i,j} + \begin{pmatrix} \kappa & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, O = \begin{pmatrix} -1/\tau_{vac} & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{leak} - 1/\tau_{vac} & 0 \\ 0 & 0 & -1/\tau_{|3\rangle} - 1/\tau_{vac} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Здесь  $\kappa$  — скорость загрузки атомов в МОЛ из пучка зеемановского замедлителя,  $\tau_{vac}$  — время жизни атомов в МОЛ, связанное со столкновением атомов с буферным газом,  $\gamma_{leak}$  — скорость потерь атомов с верхнего охлаждающего уровня  $|2\rangle$ , связанная с не цикличностью охлаждающего перехода и  $\tau_{|3\rangle}$  — скорость потерь атомов из МОЛ, находящихся на часовом уровне  $|3\rangle$ . Последний член связан с тем, что атом, возбудившись на часовой уровень, более не взаимодействует с охлаждающим излучением и не удерживается в МОЛ, поэтому через время, равное времени пролета атомом области перекрытия пучков охлаждающего излучения, атом вылетит из МОЛ и более не сможет быть захвачен обратно. При температуре 100 мК среднеквадратичная скорость атомов тулия равна 7 см/с, соответственно при радиусе охлаждающих пучков 3 мм атом вы-

Таблица 2 — Параметры моделирования V-системы, состоящей из основного уровня  $|1\rangle$ , верхнего охлаждающего уровня  $|2\rangle$  и часового уровня  $|3\rangle$ .

Параметр	Значение	Единицы изм.
$s_1$	1	
$\Gamma_1$	$2\pi \times 10^6$	1/с
$\delta_1$	$-2\Gamma_1$	1/с
$s_2$	$10^7 \dots 10^9$	
$\Gamma_2$	$2\pi \times 1.6$	1/с
$\delta_2$	$2\pi \times (-50 \dots 50)10^6$	1/с
$\Delta_0$	$2\pi \times (0 \dots 10^6)$	1/с
$\tau_{vac}$	2	с
$\gamma_{leak}$	30	1/с
$\tau_{ 3\rangle}$	0.05	с
$\kappa$	$10^6$	атомов/с

летит из области перезахвата в среднем за  $\tau_{|3\rangle} = 50$  мс. Значения параметров системы, при которых проводился расчет, представлены в таблице 2.

Нас будет интересовать два основных результата решения уравнения (2.3): стационарное значение населенностей и время установления стационарного решения с момента включения излучения часового лазера. Как уже говорилось, в эксперименте детектируется сигнал люминесценции атомов на длине волны 410.6 нм, который пропорционален населенности  $\rho_{22}$  верхнего уровня охлаждающего перехода  $|2\rangle$ . Обозначив за  $\rho_{22}^0$  стационарную населенность уровня  $|2\rangle$  в отсутствие (или при большой отстройке) излучения часового лазера, относительная населенность верхнего уровня  $\rho_{22}/\rho_{22}^0$  будет равна 1 вдали от резонанса и меньше 1 при попадании излучения часового лазера в резонанс с переходом. Таким образом, в нормированном сигнале люминесценции должен наблюдаться провал при частоте излучения часового лазера, близкой к резонансной, и целью моделирования как раз являлась оценка глубины и ширины данного провала в зависимости от параметров эксперимента.

Время установления равновесной населенности нас интересует постольку, поскольку частота излучения часового лазера сканируется непрерывно с неко-

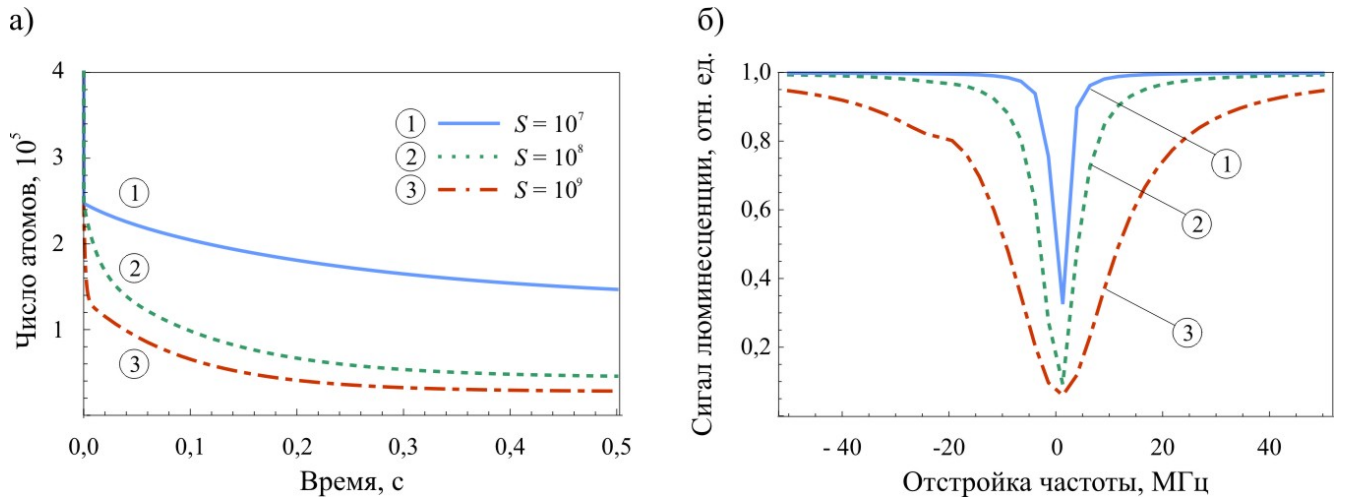


Рисунок 2.2 — Результаты моделирования трехуровневой системы. а) Численный расчет динамики изменения населенности уровня  $|2\rangle$  для трех значений параметра насыщения часового перехода  $s = 10^7, 10^8, 10^9$ ; начало отсчета времени – включение излучения часового лазера. б) Моделирование сигнала люминесценции атомов в МОЛ в зависимости от отстройки часового лазера от точного резонанса. Параметры расчетов:  $s_1 = 1$ ,  $\delta_1 = -2\Gamma_1$ ,  $\Gamma_1 = 2\pi \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\Gamma_2 = 2\pi \times 1.6 \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_{vac} = 2 \text{ с}$ ,  $\gamma_{leak} = 30 \text{ с}^{-1}$ ,  $\kappa = 10^6$ ,  $\Delta_0 = 2\pi \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

торой постоянной скоростью. Чем выше скорость, тем быстрее можно покрыть диапазон частот, задаваемый точностью значения частоты перехода (1 ГГц). С другой стороны, если сканировать слишком быстро, то за время прохождения через резонанс населенности в системе могут измениться незначительно, что приведет к заметному уменьшению провала в сравнении со значением, полученным для стационарного решения.

Основные результаты моделирования при параметрах, достижимых в эксперименте (таблица 2), таковы:

1. Сигнал люминесценции уменьшается более чем в 2 раза при попадании частоты излучения часового лазера в точный резонанс.
2. Спектральная ширина линии провала люминесценции больше 1 МГц.
3. Время установления равновесных населенностей уровней составляет порядка 300 мс.
4. При параметрах насыщения  $s_2 > 10^7$  и спектральной ширине излучения часового лазера  $\Delta_0 < 2\pi \times 10^6 \text{ с}^{-1}$  последняя не влияет на уровень сигнала люминесценции.
5. Провал интенсивности люминесценции несимметричен и смещен относительно резонанса в зависимости от мощности и частоты охлаждающего излучения МОЛ.

Отсюда можно заключить, что для успешного детектирования часового перехода в атомах тулия по изменению сигнала люминесценции облака атомов

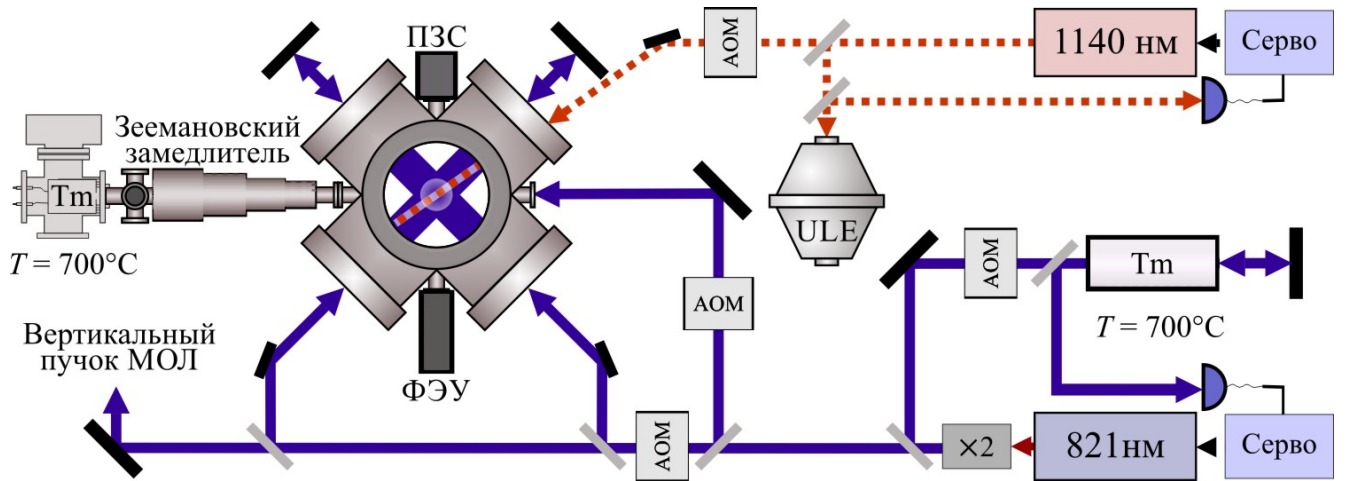


Рисунок 2.3 — Схема экспериментальной установки. Атомы из печи «Тм» при температуре  $700\text{ }^{\circ}\text{C}$  пройдя «Зеемановский замедлитель» попадают в вакуумную камеру МОЛ в область трех ортогональных пучков излучения (синие линии). Охлаждающее излучение на длине волны  $410.6\text{ нм}$  получается путем удвоения частоты излучения лазера Ti:Sapphire на длине  $821\text{ нм}$ . Частота излучения стабилизируется с помощью петли обратной связи «серво» по сигналу насыщенного поглощения в кювете с парами тулия. Излучение часового лазера « $1140\text{ нм}$ » с помощью быстрой петли обратной связи «серво» стабилизируется по УЛЕ-резонатору «ULE» и через АОМ и оптоволокно заводится в область МОЛ. ФЭУ — фотоэлектронный умножитель, ПЗС — фотокамера, АОМ — акусто-оптический модулятор,  $\times 2$  — удвоитель частоты излучения.

на длине волны  $410.6\text{ нм}$  в МОЛ необходимо сфокусировать излучение часового лазера со спектральной шириной менее  $1\text{ МГц}$  и мощностью порядка  $1\text{ мВт}$  в пятно размером не более  $1\text{ мм}$ . Такие параметры легко доступны в нашем эксперименте и далее будет описано экспериментальное детектирование часового перехода в облаке атомов тулия.

## 2.3 Эксперимент

Поиск часового перехода в атоме тулия выполнялся по регистрации провала люминесценции холодных атомов в МОЛ в присутствии резонансного пробного излучения на длине волны  $1.14\text{ мкм}$ . Схема экспериментальной установки показана на рисунке 2.3. Для зеемановского замедления и лазерного охлаждения атомов тулия [32] использовался сильный переход  $4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H^5)5d_{3/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$  на длине волны  $410.6\text{ нм}$  с естественной шириной  $10\text{ МГц}$ , который в расчетах соответствует переходу  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ . Принцип работы МОЛ атомов тулия подробно описан в [35].

Характерная температура облака атомов тулия, при которой производился поиск часового перехода, составляла 100 мкК, число атомов  $10^6$ , характерный размер облака атомов 200 мкм. Указанная температура заметно ниже доплеровского предела в силу субдоплеровского механизма охлаждения [35, 60]. Сигнал люминесценции облака холодных атомов на длине волны 410.6 нм регистрировался с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) с соответствующим светофильтром (рис. 2.1.а). Лазер, используемый для возбуждения часового перехода, может быть стабилизирован по высокочастотному ULE-резонатору, как это описано в главе 1.2. Настройка частоты излучения часового лазера осуществлялась с помощью измерителя длин волн Angstrom WS-5, предварительно откалиброванного с помощью гелий-неонового лазера ЛГН 109, обеспечивающего точность 3 ГГц. Далее частота лазера стабилизировалась по ближайшей моде ULE-резонатора с помощью быстрой петли обратной связи, обеспечивающей сужение спектра до значения менее 100 Гц и долговременную стабильность частоты на уровне 1 МГц в день. Сканирование частоты излучения часового лазера, взаимодействующего с облаком атомов, осуществлялось с помощью акусто-оптического модулятора (АОМ).

В первом эксперименте часовой лазер не стабилизировался по ULE-резонатору и его частота изменялась путем сканирования напряжения на пьезоэлементе, управляющем положением дифракционной решетки в лазере, либо сканированием тока лазера. Такой подход выбран в связи с тем, что один АОМ позволяет сканировать частоту в диапазоне  $\pm 50$  МГц вблизи своей номинальной частоты (200-400 МГц), что значительно меньше, чем 1) точность, с которой известна частота перехода (1 ГГц) и 2) FSR (межмодовое расстояние) ULE-резонатора (2 ГГц).

Методика данного эксперимента следующая: магнито-оптическая ловушка атомов тулия работает в непрерывном режиме с установившимся числом атомов в облаке порядка  $10^6$  и температурой 100 мкК; часть излучения часового лазера заводится в оптоволокно и подводится в МОЛ. После вывода излучения 1.14 мкм из волокна с помощью объектива создается коллимированный пучок диаметром  $\approx 1$  мм, который совмещается с резонансным излучением на длине волны 410.6 нм с использованием двух зеркал и направляется в область МОЛ. Мощность излучения 1.14 мкм на выходе из оптоволокна равна 1 мВт.

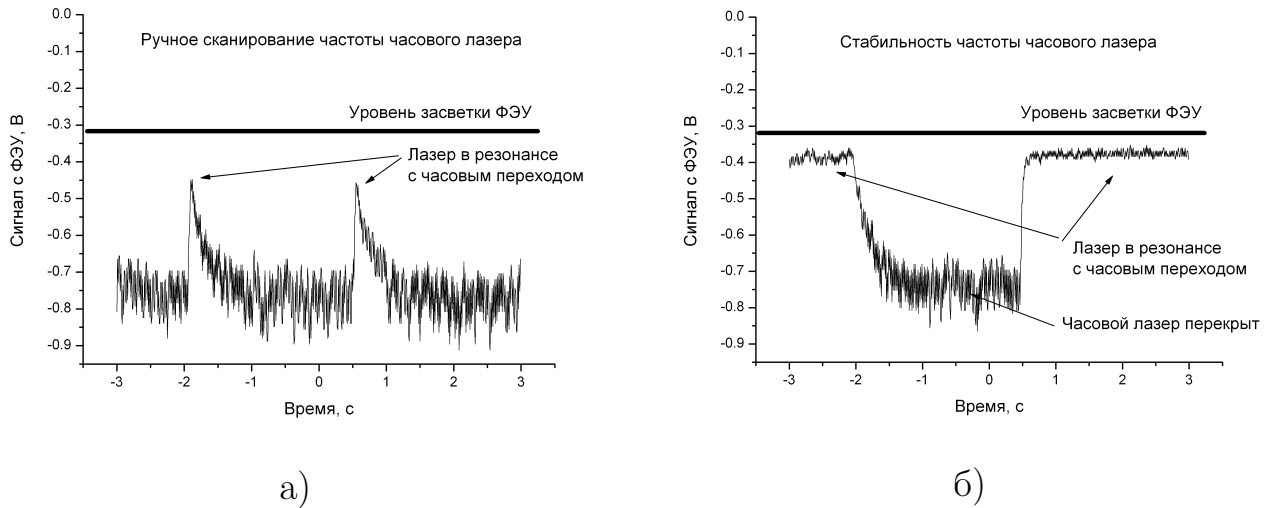


Рисунок 2.4 — Регистрация возбуждения магнитодипольного перехода 1.14 мкм часовым лазером в МОЛ. а) Сигнал с ФЭУ при ручном сканировании частоты лазера. В  $t_1 = -2$  с и  $t_2 = 0.5$  с излучение 1.14 мкм попадает в резонанс с переходом и происходит резкое уменьшение числа атомов; затем происходит относительно медленная загрузка атомов в МОЛ. б) Сигнал с ФЭУ при перекрытии в  $t_1 = -2$  с и открытии в  $t_2 = 0.5$  с резонансного излучения лазера 1.14 мкм. Видна относительно медленная загрузка атомов в МОЛ и быстрое уменьшение числа атомов при открытии пучка часового лазера.

Совмещение с резонансным излучением на длине волны 410.6 нм используется для юстировки перекрытия пучка часового лазера с облаком атомов в МОЛ. Так, резонансное излучение на длине волны 410.6 нм при попадании в облако атомов будет «выдувать» атомы из МОЛ в направлении волнового вектора пучка, тем самым, юстируя завод этого пучка в вакуумную камеру можно добиться максимально точного его попадания в облако атомов путем максимизации эффекта сдувания. Так как излучение часового лазера было предварительно совмещено с излучением 410.6 нм, то тем самым гарантируется, что пучок излучения часового лазера также хорошо перекрывается с облаком атомов.

После выполнения такой юстировки при непрерывно работающей МОЛ производится ручное сканирование частоты часового лазера в окрестности порядка 1 ГГц от ожидаемого значения резонансной частоты, проводя наблюдение сигнала с ФЭУ. Один из первых сигналов детектирования возбуждения часового перехода в МОЛ приведен на рисунке 2.4.а. Уровень засветки ФЭУ соответствует уровню сигнала в отсутствии атомов в МОЛ, сигнал на уровне  $-0.8$  В — уровень сигнала ФЭУ при непрерывно работающей МОЛ без часового лазера (или когда его частота вдалеке от резонанса). Два пика в моменты времени  $t_1 = -2$  с и  $t_2 = 0.5$  с соответствуют попаданию излучения часового лазера

в резонанс с переходом. Из формы этих сигналов можно сделать следующие выводы:

1. При попадании излучения часового лазера в точный резонанс с переходом происходит резкий провал сигнала люминесценции атомов МОЛ за время порядка 30 мс (левый склон). Это время согласуется с теоретическими расчетами динамики населенности верхнего охлаждающего уровня  $|2\rangle$ , представленными на рисунке 2.2.
2. После ухода частоты часового лазера от точного резонанса число атомов в МОЛ восстанавливается до своего равновесного значения в отсутствие часового лазера за время порядка 0.5 с (правый склон), что совпадает с временем загрузки МОЛ из зеemanовского замедлителя.

На рисунке 2.4.б представлен сигнал с ФЭУ при перекрытии пучка часового лазера, частота которого находится в резонансе с переходом. Сперва сигнал люминесценции облака атомов близок к уровню засветки ФЭУ, т. к. излучение часового лазера в резонансе с переходом и, что согласуется с результатами моделирования, кол-во атомов на верхнем уровне  $|2\rangle$  значительно меньше, чем в отсутствие излучения часового лазера. В момент  $t = -2$  с пучок часового лазера перекрывается и наблюдается возрастание сигнала люминесценции. После открытия пучка часового лазера в момент времени  $t = 0.5$  с сигнал люминесценции за время порядка 50 мс возвращается на первоначальный уровень.

Так как частота часового лазера в этом эксперименте не стабилизируется каким либо способом, из рисунка 2.4.б можно судить о хорошей стабильности частоты часового лазера на уровне нескольких МГц на временах порядка 10 с.

Вышеописанный эксперимент позволил провести измерение разности частот магнитодипольного перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  и ближайшей моды УЛЕ-резонатора, которое составило 880 МГц. После привязки частоты часового лазера к УЛЕ-резонатору (подробнее в 1.2), сканирование частоты излучения часового лазера, взаимодействующего с облаком атомов, осуществлялось с помощью АОМа.

На рисунке 2.5.а приведен сигнал люминесценции атомов в МОЛ при сканировании частоты часового лазера через резонанс (скорость сканирования 100 кГц/с) для различных значений мощности излучения (20 мкВт — 1.1 мВт). Данные значения мощностей соответствуют значению параметра насыщения  $s = 10^7 - 10^9$ , для которых проводились теоретические расчеты. Как и ожи-

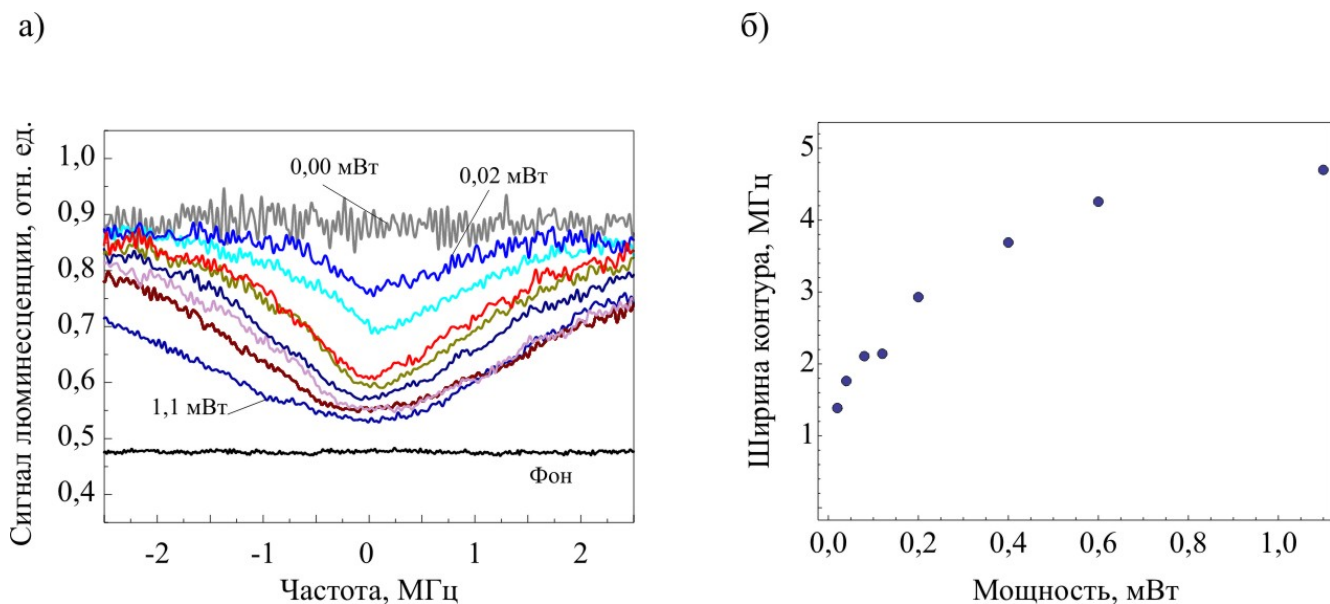


Рисунок 2.5 — Результаты эксперимента по регистрации часового перехода. а) Сигнал люминесценции атомов в МОЛ в зависимости от отстройки частоты часового лазера при различных мощностях излучения часового лазера. Сканирование частоты излучения осуществлялось с помощью АОМа. б) Зависимость ширины резонанса перехода 1.14 мкм, детектируемого в МОЛ, от мощности излучения часового лазера.

далось из моделирования, при уменьшении мощности излучения контраст провала люминесценции снижается при одновременном сужении спектральной ширины линии. На рисунке 2.5.б представлена соответствующая зависимость ширины контура линии на полувысоте, аппроксимированной функцией Лоренца, от мощности излучения часового лазера. Экстраполяция в нулевую мощность пробного излучения дает значение ширины контура линии 1 МГц, что примерно соответствует ожидаемому доплеровскому и зеемановскому уширению. Экспериментальные данные качественно согласуются с результатами численного моделирования. Количественное расхождение измеренных спектральных ширин контуров и теоретических может быть связано как с неполнотой используемой модели (модель одномерна и не учитывает магнитные подуровни), так и с завышенной оценкой вероятности часового перехода.

## 2.4 Основные результаты Главы 2

1. Проведено моделирование динамики числа атомов в МОЛ в присутствии резонансного излучения 1.14 мкм. Установлено, что при парамет-



рах оптических полей, доступных в эксперименте, наличие резонансного излучения лазера 1.14 мкм приводит к уменьшению числа атомов в МОЛ более чем на 50 %.

2. Методом прямого лазерного возбуждения зарегистрирован переход  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в МОЛ на частоте 262.955(3) ТГц, ширина линии детектируемого контура порядка 1 МГц.

### Глава 3. Загрузка атомов в оптическую дипольную ловушку и спектроскопия часового перехода

Развитие методов лазерного охлаждения значительно повысило точность стандартов частоты, в частности точность цезиевых стандартов возрасла на порядок (подробнее в приложении А). Стандарты на оптических переходах также получили дальнейшее развитие, но ряд факторов по-прежнему значительно ограничивал точность таких стандартов: 1) в однофотонной спектроскопии большую систематическую ошибку вносил эффект Доплера первого порядка и эффект отдачи; развивались стандарты на двухфотонных переходах, и 2) значительную роль играли сдвиги и уширения, связанные со столкновением атомов в облаке.

В сравнении с оптическими стандартами на нейтральных атомах, в стандартах на одиночных ионах вышеперечисленных проблем не было потому что, во-первых, ион находится один в ионной ловушке и при достаточно хорошем контроле радиочастотного удерживающего поля он находится вблизи нуля электрического поля; и, во-вторых, удерживающий потенциал настолько высок, что ион локализован на масштабах значительно меньше длины волны пробного излучения, поэтому линейный эффект Доплера и эффект отдачи отсутствуют (режим Лэмба-Дике [61]).

Добиться локализации отдельных нейтральных атомов на размерах меньших длины волны можно используя оптические решетки (см. нр. [62]), что позволяет устранить линейный эффект Доплера, эффект отдачи и межатомные столкновения (подробнее в приложении А). Однако, как будет показано далее в этой главе, в оптических дипольных ловушках обязательно возникает сдвиг атомных энергетических уровней, вследствие которого атомы удерживаются в ловушке. Отличие этого сдвига для двух часовых уровней приводит к зависимости частоты часового перехода от интенсивности излучения дипольной ловушки, контролировать который на уровне 1 мГц первоначально не представлялось возможным. Решение этой проблемы было найдено в 1999 году [63] путем подбора специальной «магической» длины волны оптической решетки (подробнее в главе 4.1), на которой штарковские сдвиги двух часовых уровней в точности равны друг другу, тем самым дифференциальный сдвиг обнуляется. Штарковский

сдвиг часового перехода в такой ловушке удастся контролировать на уровне 17 – 18 знака.

В настоящей главе будет рассмотрен принцип работы оптических дипольных ловушек для нейтральных атомов, представлены экспериментальные результаты по перегрузке лазерно-охлажденных атомов тулия из МОЛ в различные оптические дипольные ловушки и измерения собственных частот колебаний атомов в таких ловушках путем их параметрического возбуждения. Затем будут представлены результаты экспериментов по спектроскопии часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в одномерной оптической решетке на длине волны 532 нм, а именно результаты измерения контуров часового перехода в оптической решетке при ее различных параметрах, наблюдение расщепления линии во внешнем магнитном поле, наблюдение накачки атомов на крайний магнитный подуровень, а также измерения динамической поляризуемости и времени жизни верхнего часового уровня.

### 3.1 Модель оптической дипольной ловушки

Рассмотрим, следуя [62], принцип формирования удерживающего потенциала для двухуровневого атома во внешнем монохроматическом поле  $\vec{E}(\vec{r}, t) = 1/2 \vec{e} \mathcal{E}(\vec{r}) e^{-i\omega t} + \text{к. с.}$  с угловой частотой  $\omega$ . Здесь  $\vec{e}$  – единичный вектор поляризации излучения,  $\mathcal{E}(\vec{r})$  – амплитуда электрического поля. Наведенный излучением атомный дипольный момент в простейшем случае пропорционален внешнему полю  $\vec{d} = \alpha_J \vec{E}(\vec{r}, t)$  и осциллирует на оптической частоте. Потенциал взаимодействия наведенного дипольного момента атома с внешним полем можно записать как

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{d} \vec{E} \rangle = -\frac{2\pi a_0^3}{c} \Re(\alpha_J) I \quad (3.1)$$

где  $I = c\epsilon_0/2 \mathcal{E}^2$  – интенсивность излучения электромагнитной волны,  $c$  – скорость света в вакууме,  $a_0$  – радиус Бора,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\alpha_J$  – поляризуемость атома (уровня J). Здесь и далее будем использовать атом-

ные единицы для размерности поляризуемости  $\alpha_J$ ,  $1 \text{ а.е.} = 4\pi\epsilon_0 a_0^3 = 1.65 \times 10^{-41} \text{ Дж}/(\text{В/м})^2$  (более подробно в [64]).

Скорость рассеяния электромагнитного излучения атомом зависит от мнимой части поляризуемости и равна

$$\Gamma_{sc} = \frac{4\pi a_0^3}{\hbar c} \Im(\alpha_J) I \quad (3.2)$$

Поляризуемость атома можно легко получить из рассмотрения лоренцевской модели классического осциллятора

$$\alpha_J = \frac{3c^3}{2a_0^3 \omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\Gamma} \quad (3.3)$$

где  $\Gamma$  — скорость спонтанного распада верхнего уровня (в лоренцевской модели коэффициент затухания),  $\omega_0$  — собственная частота перехода. Квантовая механика позволяет найти значение скорости спонтанного распада через дипольный матричный элемент  $\langle e|d|g\rangle$ :  $\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e|d|g\rangle|^2$ . Для случая большой отстройки  $\Delta \equiv \omega - \omega_0 \gg \Gamma$  частоты излучения от резонанса можно воспользоваться приближением вращающейся волны и получить следующие значения для величины сдвига основного состояния и скорости рассеяния излучения атомом:

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) \quad (3.4)$$

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\vec{r}) \quad (3.5)$$

Отметим, что эти величины связаны между собой соотношением

$$\hbar\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{\Delta} U_{dip} \quad (3.6)$$

что является прямым следствием связи поглощения и дисперсии осциллятора. В модели двухуровневого атома сдвиг верхнего уровня равен по модулю и противоположен по знаку сдвигу нижнего. Из уравнений (3.4–3.6) можно сделать важные замечания, которые будут верны и для более точного расчета потенциала дипольной ловушки:



Рисунок 3.1 — Вид потенциала для «красной» (слева) и «синей» (справа) дипольных ловушек. Атомы обозначены точками, средняя кинетическая энергия атомов  $E_k = k_B T$ . В «красной» ловушке атомы находятся в области максимальной интенсивности излучения в потенциальной яме, в то время как в «синей» ловушке в области минимальной интенсивности между потенциальными холмами.

1. **Знак потенциала.** Для так называемой «красной» отстройки оптического излучения от частоты резонанса, т.е. когда  $\Delta < 0$  (соответственно  $\lambda > \lambda_0$ ), сдвиг энергии основного состояния атома отрицательный. Это означает, что атом будет втягиваться в область излучения. Если интенсивность излучения имеет гауссов профиль вдоль координаты  $x$ , т.е.  $I(x) = I_0 e^{-(x-x_0)^2/2\sigma_x^2}$ , то потенциал  $U_{dip}(x)$  будет иметь вид, представленный на рисунке 3.1.а, и атомы могут удерживаться в такой ловушке в области максимума поля.

Для «синей» отстройки излучения  $\Delta > 0$ , уровень энергии основного состояния атома будет смещаться вверх, что будет приводить к выталкиванию атома из области излучения. Однако и в этом случае можно создать удерживающий потенциал если использовать не фундаментальную эрмит-гауссову моду, а первую, с распределением интенсивности  $I(x) = x I_0 e^{-(x-x_0)^2/2\sigma_x^2}$ . В таком случае атомы могут быть удержаны в области вблизи минимума поля между потенциальными холмами, как это показано на рисунке 3.1.б.

2. **Зависимость от интенсивности и отстройки.** Согласно уравнениям 3.4 и 3.5 глубина дипольной ловушки  $U_{dip} \sim \frac{\Gamma}{\Delta} I$ , в то время как скорость рассеяния  $\Gamma_{sc} \sim \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I$ . Из этого следует, что для уменьшения скорости рассеяния при неизменной глубине ловушки необходимо увеличивать отстройку излучения от резонанса, при этом пропорционально увеличивая интенсивность (мощность) излучения.

Реализация красной дипольной ловушки технически проще, чем синей. Помимо этого, так как синяя ловушка представляет собой потенциальный ба-

рьер конечной высоты, это может приводить к потерям атомов из ловушки вследствие туннелирования атомов через барьер. Однако одним из преимуществ синей дипольной ловушки является тот факт, что так как атомы находятся в области минимума поля, скорость рассеяния излучения синей ловушки значительно меньше, чем красной, что может являться определяющим фактором для некоторых задач [62, 65].

### 3.2 Перегрузка атомов из магнито-оптической в дипольную ловушку

Ниже будет подробно разобран процесс перегрузки атомов из магнито-оптической ловушки в оптическую дипольную ловушку.

Можно выделить следующий ряд факторов, влияющих на эффективность перегрузки:

1. **Отношение глубины потенциала дипольной ловушки к температуре атомов в МОЛ.** В дипольной ловушке (как и в любой другой потенциальной яме) могут удерживаться только те атомы, кинетическая энергия которых меньше глубины ловушки, в противном случае атом покинет область удерживающего потенциала, преодолев его за счет уменьшения кинетической энергии. При максвелловском распределении скоростей в облаке атомов даже при глубине ловушки  $U_{dip} > k_B T$ , где  $T$  — температура ансамбля атомов, будут атомы со скоростью  $v$  такой, что  $E_k \equiv mv^2/2 > U_{dip}$ . Доля таких атомов  $\eta = \int_{k_B T}^{\infty} 2\sqrt{E/\pi} (1/k_B T)^{3/2} e^{-E/k_B T} dE$ . В такой ловушке будет происходить так называемое испарительное охлаждение [66], когда за счет потерь наиболее горячих атомов температура оставшихся в ловушке атомов уменьшается. При  $U_{dip} \gg k_B T$  доля таких атомов будет мала, ими можно пренебречь и предполагать стационарное термодинамическое равновесие. Из вышесказанного следует, что для перезахвата максимального числа атомов в дипольную ловушку необходимо, чтобы  $U_{dip} \gg k_B T$ .

**2. Коэффициент пространственного перекрытия облака атомов в МОЛ с областью дипольной ловушки.** Если после выключения МОЛ атом находится вне области потенциальной ямы, создаваемой оптической дипольной ловушкой, то такой атом не может быть в нее захвачен. Поэтому важным фактором, влияющим на эффективность перезахвата атомов из МОЛ в дипольную ловушку, является то, насколько хорошо они перекрываются в пространстве. Можно ввести следующий коэффициент  $\zeta = \frac{V_{dip} \cap V_{МОЛ}}{V_{МОЛ}}$ , где  $V_{МОЛ}$  — объем облака атомов МОЛ,  $V_{dip} \cap V_{МОЛ}$  — объем пересечения МОЛ и дипольной ловушки. Очевидно, данный коэффициент  $\zeta \leq 1$ . Для создания глубоких ловушек, т. е. для удовлетворения предыдущего пункта, часто необходимо сильно фокусировать излучение дипольной ловушки, что влечет за собой малый размер перетяжки пучка ловушки и малый коэффициент перекрытия. Для эффективного увеличения объема перекрытия дипольной ловушки и МОЛ прибегают к различным методам, например к изменяемой геометрии дипольной ловушки [67].

Из вышеизложенного следует, что для достижения высокой эффективности перегрузки атомов из МОЛ в дипольную ловушку необходимо иметь максимально холодное облако атомов с размером облака равным (или меньше) размеру дипольной ловушки, при этом глубина дипольной ловушки должна быть значительно больше средней кинетической энергии атомов.

Как уже говорилось в главе 1.2, охлаждение атомов тулия происходит в несколько стадий: 1) зеemanовское замедление атомов до скорости 25 см/с, 2) загрузка первичной МОЛ с охлаждающим переходом  $4f^{13}(^2F^o)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H^5)5d_{3/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$  и 3) перегрузка во вторичную МОЛ с охлаждающим переходом  $4f^{13}(^2F^o)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H^6)5d_{5/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$  (подробно в диссертациях [35, 36]). В нашем эксперименте, вторичное охлаждение атомов тулия позволяет достигать температуры облака атомом меньше 10 мК. Однако в таком режиме размер облака атомов увеличивается до 400 мкм, что значительно больше, чем размер перетяжки дипольной ловушки, который равен 60 мкм. Столь большое различие размеров МОЛ и дипольной ловушки дает коэффициент перекрытия  $\zeta = \frac{50^2}{400^2} \approx 2\%$ . Реальный коэффициент перезахвата может отличаться от полученного выше вследствие того, что атомы могут накапливаться в области

дипольной ловушки еще во время работы МОЛ, что приведет к увеличению концентрации атомов в области дипольной ловушки.

После проведения оптимизации перезахвата атомов в дипольную ловушку мы пришли к следующей схеме эксперимента (дипольная ловушка всегда включена):

1. Первичная МОЛ загружается в течение 1 с при отстройке охлаждающего излучения  $\Delta\nu_{blue} \approx \gamma_{blue} = 10$  МГц при параметре насыщения  $s_{blue} \approx 1$ , что позволяет получить  $\sim 10^6$  атомов при температуре 100 мкК и размере облака 400 мкм. Излучение вторичной МОЛ при этом включено.
2. Излучение первичной МОЛ и зеemanовского замедлителя на длине волны 410.6 нм выключается, происходит перезахват атомов во вторичную МОЛ на длине волны 530.7 нм. Правильный подбор начального градиента магнитного поля  $\nabla B = 10$  Гс/см, мощности (параметра насыщения)  $s_{green} \approx 1$  и отстройки  $\Delta\nu_{green} \approx \gamma_{green} = 0.35$  МГц излучения вторичного охлаждения позволяет осуществлять перезахват практически всех атомов из первичной во вторичную МОЛ.
3. В течение 80 мс происходит доохлаждение атомов во вторичной МОЛ до температуры 10 – 20 мкК при размере облака атомов порядка 150 мкм.
4. 20 мс рэмп частоты охлаждающего излучения позволят немного поджать облако атомов до 80 мкм. Данная процедура необходима для получения одновременно высокой эффективности перегрузки из первичной во вторичную МОЛ и из вторичной МОЛ в дипольную ловушку.
5. Охлаждающее излучение и квадрупольное магнитное поле вторичной МОЛ выключаются. В течение примерно 20 мс происходит разлет атомов, не захваченных в оптическую дипольную ловушку, после чего измеряется число атомов в ловушке и вычисляется коэффициент перезагрузки.

Нами были исследованы 3 вида оптических дипольных ловушек на длине волны 532 нм: одномерная и двумерные дипольные ловушки и одномерная оптическая решетка. Данная длина волны была выбрана вследствие наличие мощных (несколько Вт) одночастотных источников излучения (мы использовали Verdi V8) и большой динамической поляризуемости тулия +600 а.е. на этой



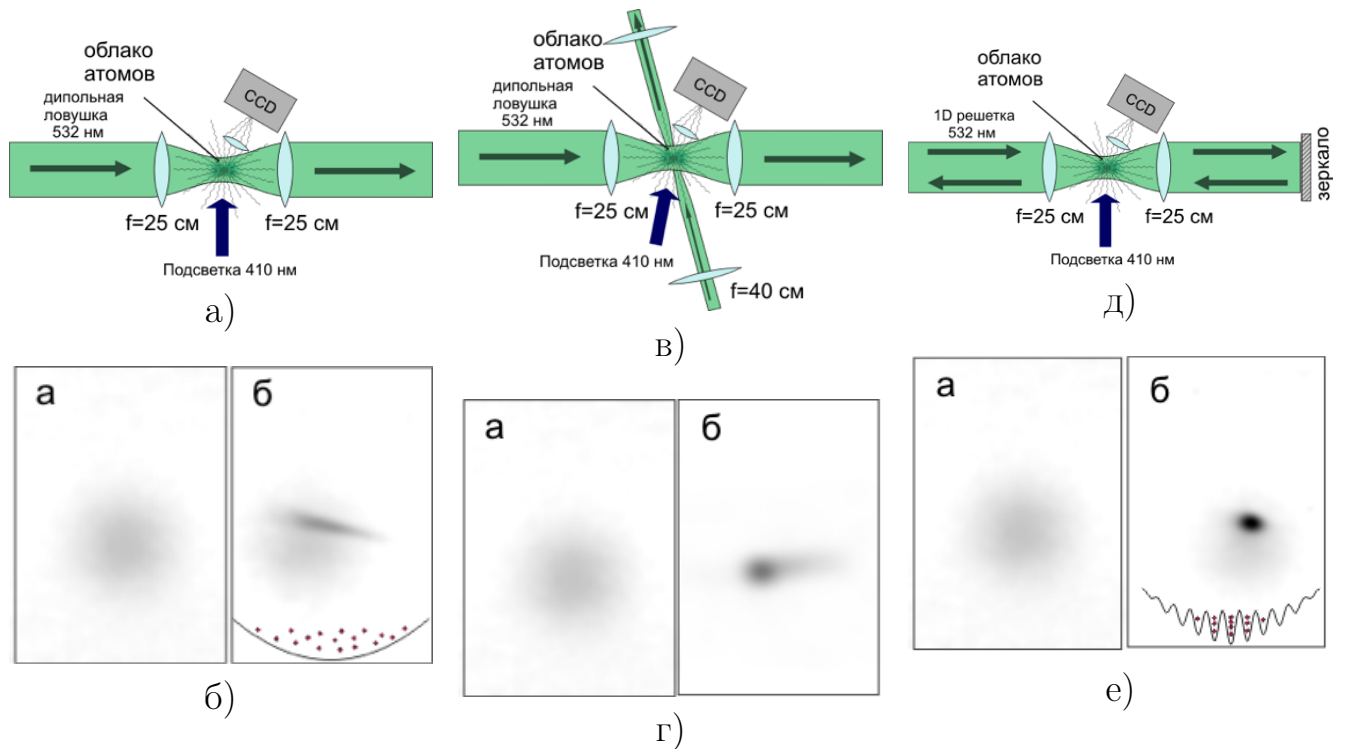


Рисунок 3.2 — Схемы дипольных ловушек (верхний ряд) и фотографии облака атомов (нижний ряд) для одномерной дипольной (а,б), двумерной дипольной (в,г) ловушек и одномерной решетки (д,е) на длине волны 532 нм. CCD — фотокамера, регистрирующая люминесценцию атомов в пучке подсветки.  $f=25$  (40) см — линзы с указанным задним фокусным расстоянием.

длине волны вследствие наличия атомного резонанса на длине волны 530.7 нм. Излучение ловушки 532 нм отстроено в красную область от этого резонанса, таким образом атомы удерживаются в максимуме поля (красный тип дипольных ловушек). На рисунке 3.2 приведены фотографии ловушек, сделанные спустя 8 мс разлета. Мощность излучения дипольной ловушки в наших экспериментах может варьироваться в диапазоне 1.5 – 4 Вт.

В случае одномерной оптической ловушки (рис. 3.2.а,б) облако атомов имеет вытянутую форму с поперечным размером равным размеру перетяжки сфокусированного излучения дипольной ловушки (60 мкм) и продольным размером, определяемым температурой облака атомов и профилем потенциала дипольной ловушки в продольном направлении. Коэффициент перезахвата в одномерную дипольную ловушку достигает 10 %.

Двумерная дипольная ловушка создаются двумя скрещенными сфокусированными пучками излучения, как это схематически изображено на рисунке 3.2.в. В такой конфигурации облако атомов имеет овальную форму с размерами, равными размерам перетяжек пучков. На рисунке 3.2.г виден хвост облака, который может быть связан с неточностью совмещения перетяжек пучков

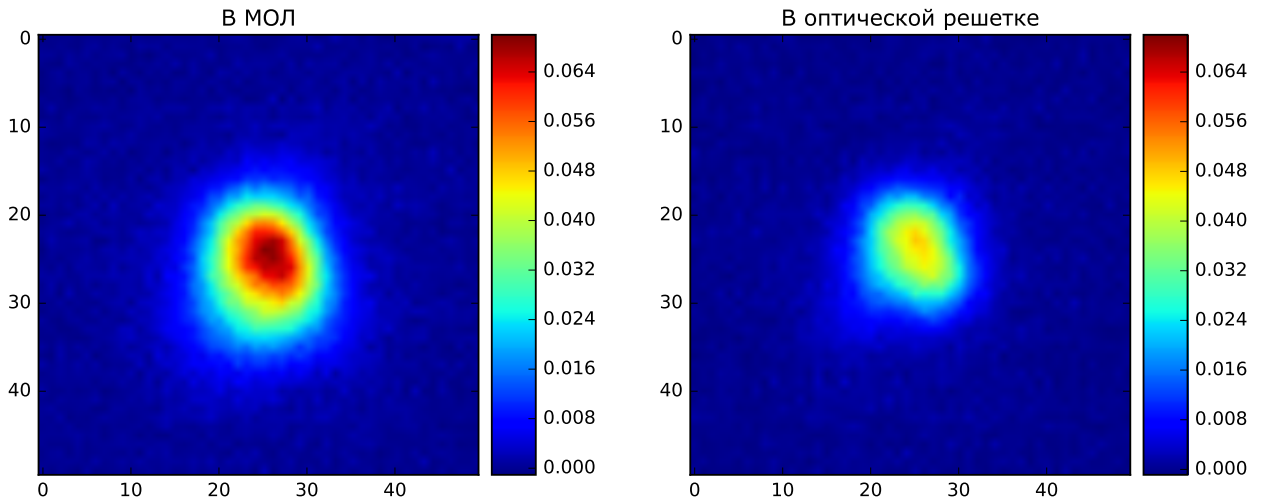


Рисунок 3.3 — Фотография облака атомов сразу после выключения МОЛ (слева) и спустя 20 мс (справа) в одномерной оптической решетке на длине волны 532 нм. По осям координаты в пикселях, 1 пиксель  $\approx$  11 мкм. Цветовой масштаб в относительных единицах.

с центром облака атомов в МОЛ (с этим может быть связана и несимметричность вытянутой одномерной ловушки на рисунке 3.2.б). В такой конфигурации эффективность перезахвата составила 20 %.

В случае одномерной оптической решетки создается стоячая волна и атомы захватываются в области пучностей. После выключения МОЛ и разлета незахваченных атомов ловушка имеет овальную форму с размером, равным размеру перетяжки пучка излучения в направлении перпендикулярном оси оптической решетки, и размером начального облака МОЛ в направлении вдоль пучка. Это происходит в связи с тем, что атомы практически не перепрыгивают между ячейками оптической решетки в связи с большой высотой потенциального барьера, разделяющим ячейки, равным глубине ловушки. На рисунке 3.3 представлены фотографии облака атомов сразу после выключения МОЛ (левый рисунок) и спустя 20 мс (правый рисунок), где атомы удерживаются в одномерной оптической решетке на длине волны 532 нм. По осям отложены координаты изображения в пикселях (1 пиксель  $\approx$  11 мкм). Из аппроксимации полученных данных двумерной гауссовой функцией получаем, что параметры облака атомов в МОЛ следующие:  $3.2 \times 10^5$  атомов в облаке сечением  $75 \times 89$  мкм (горизонтальный и вертикальный радиусы пучка по  $1/e^2$ ), а для решетки  $1.7 \times 10^5$  атомов в области сечением  $67 \times 74$  мкм. В этом эксперименте эффективность перегрузки составила 52 % и во многом обусловлена хорошим коэффициентом перекрытия облака атомов и оптической решетки, равным  $\zeta \approx (67 \times 74)/(75 \times 89) = 0.75$ .

Стоит отметить следующее: излучение дипольной ловушки приводит к смещению атомных уровней (подробнее в главе 3.1), и в частности нижнего и верхнего уровней перехода  $4f^{13}(^2F^o)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H^6)5d_{5/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$ , используемого для вторичного охлаждения. При мощности оптической решетки 3 Вт, смещение подуровней составит  $|\Delta E| \approx \hbar \times (300 \text{ кГц})$ , что порядка значения отстройки охлаждающего излучения и ширины этого перехода  $\gamma_{green} = 350 \text{ кГц}$ . В связи с этим, для разных конфигураций и мощностей дипольной ловушки, оптимальная отстройка вторичного охлаждающего излучения от резонанса имеет различные значения (порядка 300 кГц), что необходимо учитывать для достижения максимальной эффективности перегрузки.

Подводя итог, мы оптимизировали схему охлаждения и перегрузки атомов сперва из первичной МОЛ во вторичную, а затем в оптическую ловушку на длине волны 532 нм. Число атомов в оптической ловушке спустя 20 мс после перегрузки зависит от конкретной конфигурации ловушки и варьируется от  $10^5$  до  $10^6$  атомов. Сигнал, получаемый от такого атомного ансамбля, достаточен для проведения различных измерений даже с использованием обычной коммерческой камеры STU205 для детектирования сигнала люминесценции облака атомов.

### 3.2.1 Перегрузка атомов из магнито-оптической ловушки в оптическую решетку на длине волны 806 нм

Помимо описанных выше экспериментов по перегрузке атомов в оптические дипольные ловушки на длине волны 532 нм, мы осуществили перезахват атомов из вторичной МОЛ в одномерную оптическую решетку на длине волны 806 нм, т. к. здесь ожидается нахождение магической длины волны оптической дипольной ловушки для часового перехода 1.14 мкм (подробнее в главе 4.1.5). В связи с меньшим значением поляризуемости основного состояния атома тулия на длине волны 806 нм, чем на 532 нм (200 а. е. против 600 а. е.), а также меньшей доступной мощности излучения лазера, используемого для создания решетки (1.5 Вт Ti:Supphire на 806 нм против 8 Вт Verdi на 532 нм), эффектив-

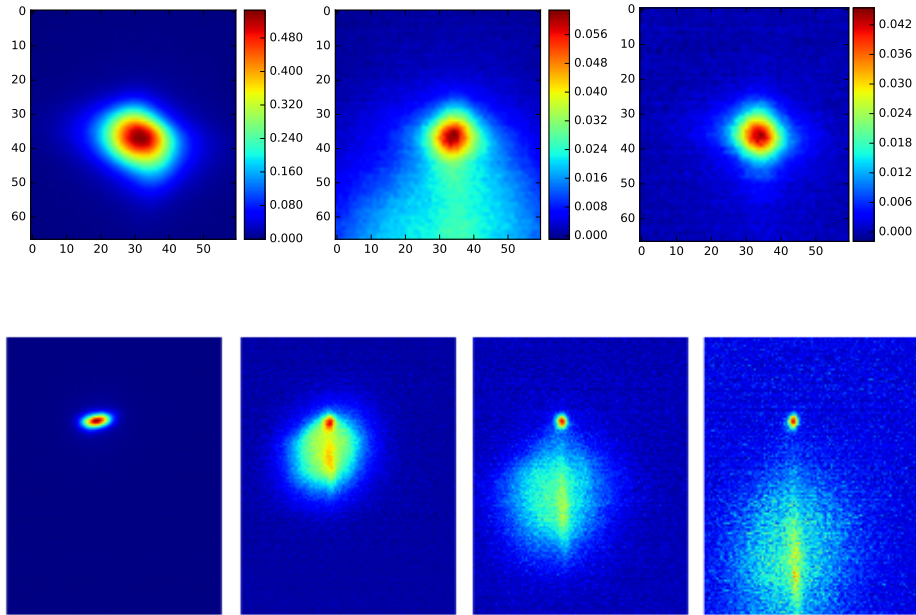


Рисунок 3.4 — Верхний ряд, слева направо: Фотография облака атомов сразу после выключения МОЛ, спустя 10 мс и 20 мс в присутствии одномерной оптической решетки на длине волны 806 нм. Нижний ряд: то же, но в моменты времени 0, 10, 15 и 20 мс с большей областью видимости для демонстрации падающего облака атомов, не захваченных в оптическую решетку. Яркая вертикальная полоса указывает на большую концентрацию атомов в области прохождения пучка оптической ловушки. Цветовой масштаб в относительных единицах.

ность перезахвата в одномерную оптическую решетку на длине волны 806 нм оказалась на порядок ниже, чем в оптическую решетку на длине волны 532 нм. На рисунке 3.4 представлены фотографии облака атомов в разные моменты времени после выключения вторичной МОЛ при включенной оптической решетке на длине волны 806 нм. Сразу отметим, что на данном рисунке цветовой масштаб не постоянный в отличие от рисунка 3.3. В верхнем ряду на левом рисунке представлена фотография облака атомов сразу после выключения МОЛ, на центральном — спустя 10 мс. Здесь помимо облака атомов, захваченных в оптическую решетку, снизу видна часть падающего облака атомов, которые не захватились в дипольную ловушку. На третьем (правом) рисунке изображена фотография облака атомов спустя 20 мс после выключения МОЛ, захваченных в оптическую решетку.

Нижний ряд приведен для иллюстрации падения облака атомов, не захваченных в оптическую решетку. Видно, что на вертикальной оси, проходящей через центр облака, атомов больше, чем на некотором удалении от нее. Это связано с «затягиванием» атомов в потенциал оптической решетки, который сформирован пучками, идущими в вертикальном направлении.

Несмотря на хороший коэффициент перекрытия МОЛ и оптической решетки ( $118 \times 98$  мкм и  $88 \times 85$  мкм,  $\zeta = 0.65$ ), коэффициент перезахвата равен 5 %, что связано с малой глубиной оптической решетки на длине волны 806 нм. Однако учитывая, что во вторичной МОЛ атомов порядка  $10^6$ , при такой эффективности перегрузки мы имеем  $5 \times 10^4$  атомов в ловушке, что должно быть достаточно для спектроскопии часового перехода атомов тулия с хорошим отношением сигнал/шум.

### 3.3 Параметрические резонансы в оптической ловушке

Далее будет описан эксперимент по измерению колебательных частот в оптической ловушке с помощью возбуждения параметрических резонансов. Целью этого эксперимента являлась оценка динамической поляризуемости основного состояния  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  атома тулия на длине волны оптической ловушки 532 нм.

Рассмотрим потенциал, создаваемый излучением оптической дипольной ловушки. Для случая сфокусированной фундаментальной моды гауссова пучка с радиусом перетяжки  $w_0$  по уровню  $1/e^2$  по интенсивности, потенциал динамического эффекта Штарка будет иметь вид

$$U_{dip}(r, z) = -U_0(z)e^{-2r^2/w_0^2} \quad (3.7)$$

где  $U_0(z) = 2\pi a_0^3 \alpha_g I_0(z)/c = 4\alpha_g a_0^3 P/cw(z)^2$  — максимальная глубина ловушки,  $P = 1/2 \pi I_0 w_0^2$  — мощность излучения лазерного пучка, формирующего дипольную ловушку,  $I_0(z)$  — интенсивность излучения на оси пучка,  $a_0$  — радиус Бора,  $c$  — скорость света,  $\alpha_g$  — поляризуемость основного уровня в атомных единицах,  $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$  — радиус гауссова пучка в зависимости от расстояния  $z$  до центра перетяжки,  $z_R = \pi w_0^2/\lambda$  — рэлеевская длина. Видно, что характерные размеры ловушки есть размер перетяжки  $w_0$  в радиальном направлении и рэлеевская длина перетяжки  $z_R$  в продольном. Так как длина волны излучения  $\lambda$  обычно много меньше радиуса перетяжки  $w_0$  (в нашем случае  $\lambda = 532$  нм,

а  $w_0 = 60$  мкм), то потенциал изменяется значительно быстрее в радиальном направлении, чем в продольном.

Для двумерной дипольной ловушки (направление волновых векторов  $\vec{0}y$  и  $\vec{0}z$ ) оптический потенциал можно записать в следующем виде:

$$U_{dip2D}(x,y,z) = -U_0(y,z)e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{w_{0y}^2}}e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w_{0z}^2}} \quad (3.8)$$

при этом  $U_0(y,z) = \frac{4\alpha_g a_0^3}{c} \left( \frac{P_y}{w_y(y)^2} + \frac{P_z}{w_z(z)^2} \right)$ , где  $w_{0y}$  и  $w_{0z}$  и  $P_y$  и  $P_z$  — размеры перетяжек и мощности излучения пучков.

Если пучок одномерной дипольной ловушки отразить строго обратно, обернув волновой фронт, что можно сделать либо с помощью правильно установленного сферического зеркала, либо с помощью коллимации выходящего пучка линзой и его отражением от плоского зеркала обратно (рис. 3.2.д), то сформируется стоячая электромагнитная волна. Штарковский потенциал атома в такой оптической ловушке будет иметь вид

$$U_{lat}(r,z) = -4U_0(z)e^{-2r^2/w_0^2} \cos^2(2\pi z/\lambda) \quad (3.9)$$

то есть подобен потенциалу дипольной ловушки бегущей волны с гармонически промодулированной вдоль оси  $z$  интенсивностью и четырехкратной максимальной глубиной. У такой ловушки характерный размер изменения потенциала в поперечном направлении по-прежнему задается размером перетяжки  $w_0$ , однако вдоль оси пучка он определяется периодом стоячей волны  $\lambda/2$ .

Потенциалы одномерных оптических ловушек, задаваемые уравнениями 3.7 и 3.9, вблизи минимума можно аппроксимировать гармоническими функциями вида  $U(r,z) = \frac{m}{2}\omega_r^2 r^2 + \frac{m}{2}\omega_z^2 z^2$ , где  $m$  — масса захваченного атома (для тулия  $m = 169$  а. е.),  $\omega_r = 2\pi \times f_r$  — частота поперечных колебаний в ловушке и  $\omega_z = 2\pi \times f_z$  — частота продольных колебаний. Для одномерной дипольной ловушки эти частоты равны

$$f_r^{dip} = \frac{2}{\pi w_0^2} \sqrt{\frac{a_0^3 \alpha_g P}{c m_0}}, \quad (3.10)$$

$$f_z^{dip} = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi} w_0} \times f_r^{dip}$$

В случае оптической решетки собственные частоты будут иметь значения

$$\begin{aligned} f_r^{lat} &= 2 \times f_r^{dip}, \\ f_z^{lat} &= \frac{\sqrt{2}\pi w_0}{\lambda} \times f_r^{lat} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Отсюда следует, что измерив частоты продольных и поперечных колебаний в ловушке, можно определить поляризуемость основного уровня атома.

Согласно [68], гармоническая модуляция глубины ловушки на частотах  $f_m = 2f/n$ , где  $f$  — одна из собственных колебательных частот системы и  $n$  — целое число, приведет к параметрическому возбуждению колебательных резонансов в ловушке и сопутствующим потерям атомов. Для возбуждения параметрических резонансов мы модулировали мощность излучения оптической ловушки используя акусто-оптический модулятор (АОМ). Амплитуда радиочастотного 40 МГц сигнала, на которой работает АОМ, модулировалась гармоническим сигналом с глубиной модуляции 0.1 – 60 % в зависимости от типа эксперимента. Глубина модуляции и длительность выбирались по оптимизации провала числа атомов в резонансе, при этом чем выше частота модуляции тем меньше необходима глубина и длительность.

Для измерения в оптической решетке после стандартной перегрузки атомов из МОЛ включалась модуляция глубины решетки на 300 мс, после чего происходило считывание числа оставшихся в ловушке атомов. Для достижения максимального контраста запись низкочастотной части спектра параметрических колебаний проводилась при глубине модуляции равной 20 – 40 %, высокочастотная область спектра — при 1 – 2.5 %. Полученные спектры при 4 Вт мощности излучения ловушки показаны на рисунке 3.5.а. В оптической решетке резонансы в низкочастотной области спектра находятся на частотах  $f_r^{lat} = 400(40)$  Гц и  $2f_r^{lat} = 900(150)$  Гц, высокочастотные резонансы  $f_z^{lat} = 230(40)$  кГц и  $2f_z^{lat} = 420(50)$  кГц.

В случае измерения параметрических резонансов в дипольной ловушке схема эксперимента немного отличается от вышеописанной, что в основном объясняется малым временем жизни атомов в одномерной дипольной ловушке. Мы полагаем, что это связано со слабой фокусировкой пучка дипольной ловушки, вследствие чего атомы могут достаточно далеко улетать в направлении вдоль

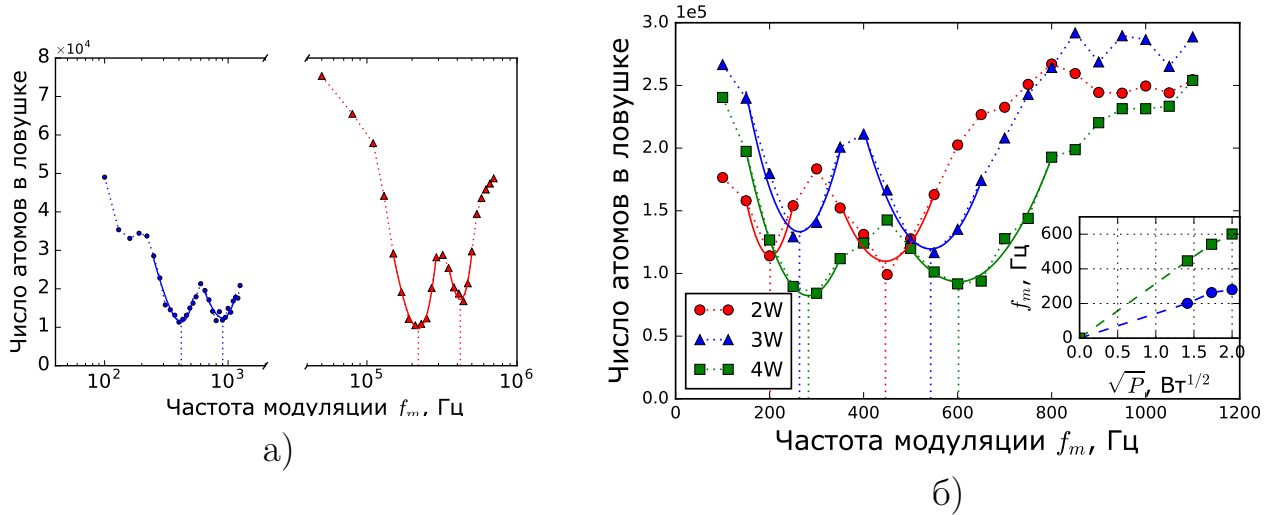


Рисунок 3.5 — а) Спектры параметрических резонансов в оптической решетке в поперечном (синие точки) и продольном (красные) направлениях при  $P = 4$  Вт мощности излучения оптической решетки; б) спектры резонансов в одномерной дипольной ловушке при  $P = 2, 3, 4$  Вт. Сплошные линии - аппроксимации экспериментальных точек вблизи резонанса параболой для нахождения резонансной частоты. Вставка на рисунке (б) показывает зависимость положения первой (синие кружки) и второй (зеленые квадраты) гармоник колебательных частот от  $\sqrt{P}$ .

пучка от центра ловушки и выходить из области детектирования. В связи с этим мощность излучения дипольной ловушки модулировалась непрерывно во время загрузки атомов в первичную и вторичную МОЛ, а также после перегрузки. Глубина модуляции равнялась 40 – 60 %, число атомов детектировалось спустя 50 мс после выключения вторичной МОЛ.

На рисунке 3.5.б показаны спектры параметрического возбуждения радиальных колебаний атомов при различных мощностях дипольной ловушки. В нашем эксперименте нет возможности наблюдать параметрическое возбуждение продольных колебаний атомов, так как их частота  $f_z^{dip} \approx 0.5$  Гц. На вставке показана зависимость частот первой и второй гармоник параметрических резонансов от  $\sqrt{P}$ . Как и ожидалось из уравнения (3.10), эта зависимость близка к линейной.

Используя измеренные значения частот колебаний и уравнения 3.10 и 3.11, можно получить следующие результаты:

1. Из уравнений (3.11) исключив значение радиуса перетяжки можно получить выражение для поляризуемости основного состояния атома туллия:

$$\alpha_g = \frac{f_z^{lat^4} \lambda^4 c m_0}{64 f_r^{lat^2} a_0^3 \pi^2 P} \quad (3.12)$$



Подставив полученные значения радиальной и продольной собственных частот ловушки находим, что  $\alpha_g = 360_{-200}^{+300}$  а. е.

2. Из первого уравнения (3.10) можно выразить поляризуемость

$$\alpha_g = \frac{cm_0 (\pi w_0^2 f_r^{dip}/2)^2}{a_0^3 P} \quad (3.13)$$

Подставив в него полученное значение частоты поперечных резонансов в дипольной ловушке при соответствующих мощностях излучения и размер перетяжки  $w_0 = 60(10)$  мкм, находим, что поляризуемость  $\alpha_g = 420_{-200}^{+400}$  а. е.

Объединив полученные результаты имеем  $\alpha_g = 380_{-200}^{+300}$  а. е. В связи с отсутствием накачки атомов в оптической ловушке и в МОЛ в вышеописанных экспериментах, магнитные подуровни основного состояния атомов тулия заселены равномерно, поэтому полученное значение поляризуемости соответствует скалярной поляризуемости основного уровня согласно уравнению (4.4). В теоретических расчетах, описанных в главе 4.1.1, значение динамической скалярной поляризуемости основного уровня на длине волны 532 нм равно 580 а. е. и в пределах погрешности измерений полученное нами значение поляризуемости согласуется с теоретическим расчетом. Ошибка измерений в основном связана с неточностью определения размера перетяжки пучка, наличием астигматизма, а также с неидеальным геометрическим совмещением прямого и обратного пучка в оптической решетке. Однако, несмотря на невысокую точность, результаты эксперимента подтверждают правильность наших расчетов (знак и порядок поляризуемости) и согласуется с ожидаемой картиной параметрических резонансов в оптической дипольной ловушке и решетке.

### 3.4 Спектральный профиль часового перехода

Как отмечалось раньше, для подавления уширений и сдвигов вследствие столкновений, первичного и вторичного эффектов Доплера и эффекта отдачи, спектроскопию часового перехода необходимо проводить в оптической решетке. В предыдущих главах был подробно описан процесс загрузки оптической

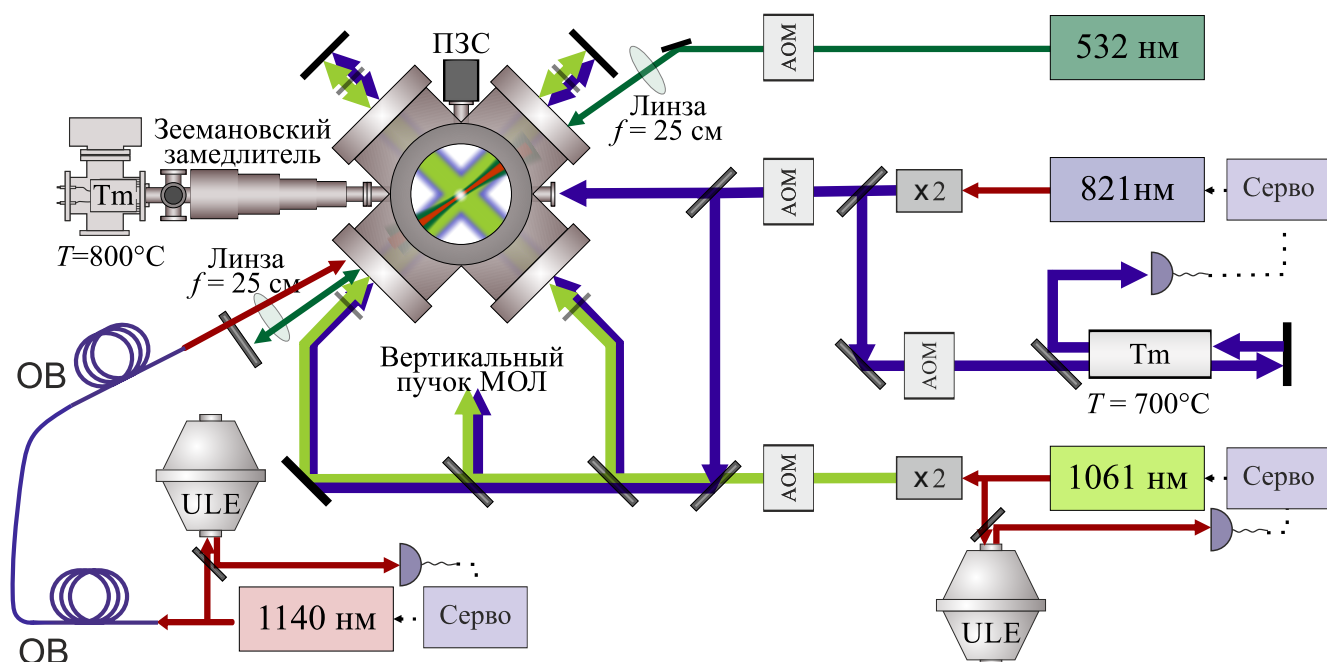


Рисунок 3.6 — Схема экспериментальной установки по спектроскопии часового перехода 1.14 мкм в оптической решетке. Обозначения аналогичны рис. 1.3, ОВ - одномодовое оптическое волокно.

дипольной ловушки (глава 3.2) и регистрации часового перехода в МОЛ (глава 2).

Общая схема измерений, описанный в настоящей главе, следующая: при включенной оптической решетке на длине волны 532 нм атомы тулия охлаждаются и захватываются сначала в первичную МОЛ в течение 1 с, после этого охлаждающее излучение первичной МОЛ на длине волны 410.6 нм выключается и в течение 80 мс происходит доохлаждение атомов во вторичной МОЛ. Затем вторичная МОЛ (излучение и квадрупольное магнитное поле) выключаются и за 20 мс атомы, не захваченные в оптическую решетку, разлетаются (подробнее про загрузку оптической решетки в главе 3.2). В течение этого времени при необходимости включается постоянное магнитное поле. После этого атомы, захваченные в оптическую решетку, взаимодействуют с излучением часового лазера 1.14 мкм, который стабилизируется по УЛЕ-резонатору (подробнее ранее и в [36, 52, 53]), после чего детектируется число атомов в ловушке находящихся в основном состоянии  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  по сигналу люминесценции атомов в пучке резонансного излучения 410.6 нм. Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 3.6. Включение/выключение излучения часового лазера, его мощность и отстройка частоты устанавливаются с помощью двухпроходного АОМа BRIMROSE с центральной частотой модуляции 400 МГц, задаваемой генератором SRS SG382. После прохождения АОМа излучение 1.14 мкм заво-

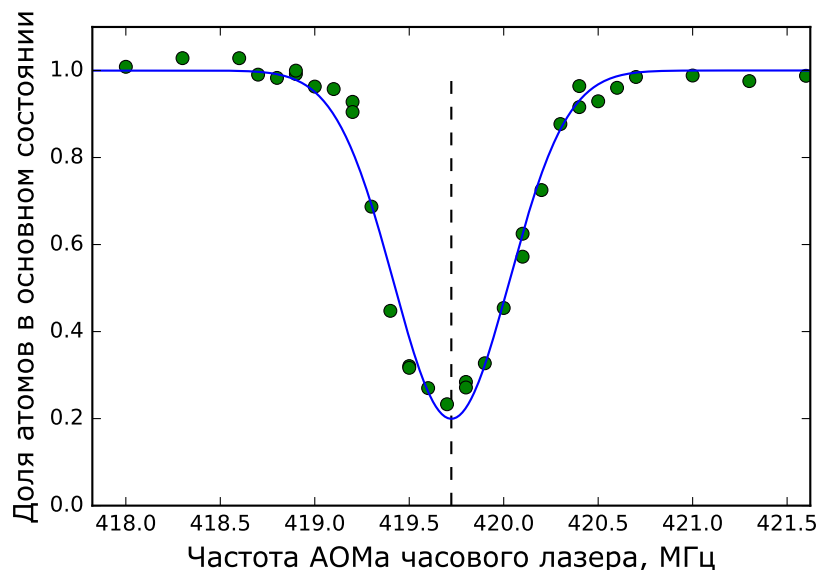


Рисунок 3.7 — Спектральный профиль линии часового перехода, полученный путем сканирования частоты пробного излучения 1.14 мкм с помощью двухпроходного АОМа. Точки — экспериментальные данные, кривая - аппроксимация функцией Гаусса. По вертикальной оси указана доля атомов, оставшихся в основном состоянии после взаимодействия с импульсом излучения часового лазера. Вертикальная пунктирная линия указывает на центр контура

дится в одномодовое оптическое волокно, поддерживающее поляризацию, и направляется к ловушке. С помощью асферической линзы излучение выводится из волокна, и после прохождения поляризатора и пластинок  $\lambda/2$  и  $\lambda/4$  заводится в вакуумную камеру через обратное зеркало, формирующее оптическую решетку. Радиус пучка излучения 1.14 мкм в месте перекрытия с облаком атомов равен 0.7 мм. Если не оговорено иначе, то параметры импульса часового лазера и ловушки следующие:

- Поляризация излучения часового лазера линейная вертикальная.
- Длительность импульса излучения 1.14 мкм равна 50 мс.
- Мощность импульса излучения 1.14 мкм равна 30 мкВт. При этом уширение мощностью  $\sim 13$  кГц (параметр насыщения  $s = 2.3 \times 10^8$ ).
- Мощность излучения решетки 3 Вт
- Размер перетяжки ловушки 60 мкм
- Атомы находятся в неполяризованном состоянии

На рисунке 3.7 представлен типичный контур линии часового перехода, полученный при вышеуказанных параметрах. Каждая точка представляет результат усреднения 10 последовательных измерений числа атомов в основном состоянии после взаимодействия с излучением часового лазера. По окончании каждой такой серии частота задающего генератора АОМа часового лазера изме-

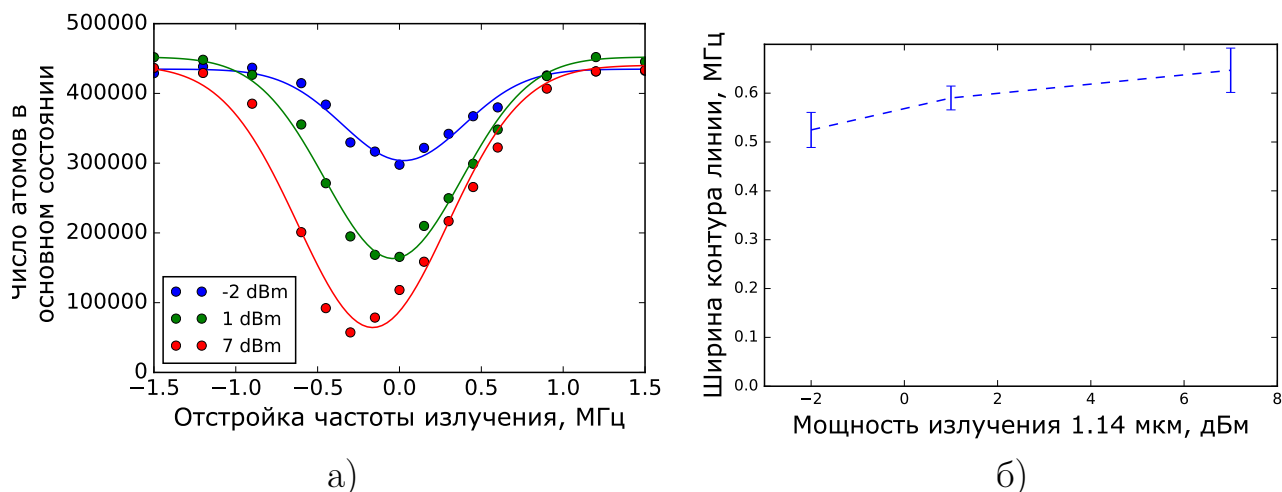


Рисунок 3.8 — а) Контуры перехода при различных мощностях излучения пробного импульса 1.14 мкм; б) зависимость ширины линии контура на полувысоте от мощности пробного излучения

няется на следующее значение и серия повторяется. Так как АОМ использовался в двухпроходной схеме (рис. 3.6), то изменение частоты излучения часового лазера в два раза больше изменения частоты генератора АОМа. Далее, на графиках будет приводиться либо частота АОМа, которая в наших экспериментах варьировалась от 405 до 430 МГц, либо отстройка частоты излучения часового лазера от центра резонанса (несколько МГц в окрестности нуля).

### 3.4.1 Спектральный профиль часового перехода в зависимости от мощности излучения часового лазера

На рисунке 3.8.а представлены несколько контуров линий часового перехода для различных мощностей излучения 1.14 мкм, а также зависимость спектральной ширины регистрируемого контура от мощности пробного излучения в диапазоне амплитуд сигнала генератора АОМа -2 дБм — 7 дБм, что соответствует мощности излучения 20 — 200 мкВт. В данных экспериментах магнитное поле было выключено.

На рисунке 3.8.б, где построена зависимость ширины регистрируемого контура на полувысоте от мощности излучения часового лазера, видно уширение контура при увеличении мощности пробного излучения 1.14 мкм. Стоит отметить, что оно значительно меньше детектируемой ширины контура и совпадает по порядку с ожидаемым значением 50 кГц для 200 мкВт излучения. Для

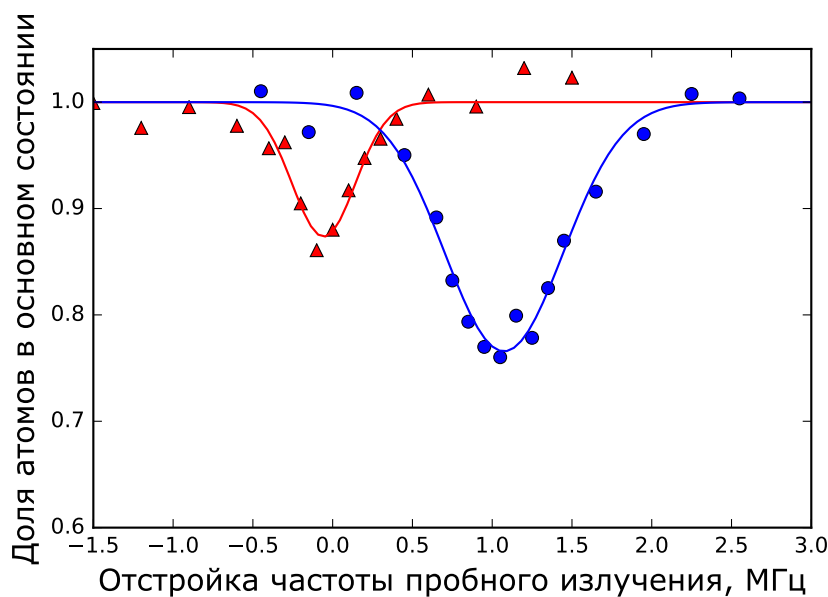


Рисунок 3.9 — Спектральный профиль часового перехода с выключением (синий) и без выключения (красный) оптической решетки 532 нм на время взаимодействия ансамбля атомов с излучением 1.14 мкм.

определения причины уширения спектрального контура часового перехода был выполнен эксперимент по изучению вклада оптической решетки в уширение и смещение контура линии.

### 3.4.2 Спектральный профиль часового перехода в зависимости от мощности пучка, формирующего оптическую решетку на длине волны 532 нм

При нулевом магнитном поле мы провели два различных эксперимента:

1. Выполнены два измерения, в которых длительность пробного импульса часового лазера равна 1 мс, в течение которой (а) излучение оптической решетки выключалось и (б) не выключалось. Измеренные резонансные контуры линий представлены на рисунке 3.9, где четко виден как сдвиг, так и уширение линии часового перехода при включенной оптической решетке, мощность излучения которой равнялась 3 Вт. Значительное сокращение времени взаимодействия с часовым лазером связано с необходимостью последующего перезахвата атомов в решетку и детектированием количества атомов, оставшихся в основном состоянии. При бо-

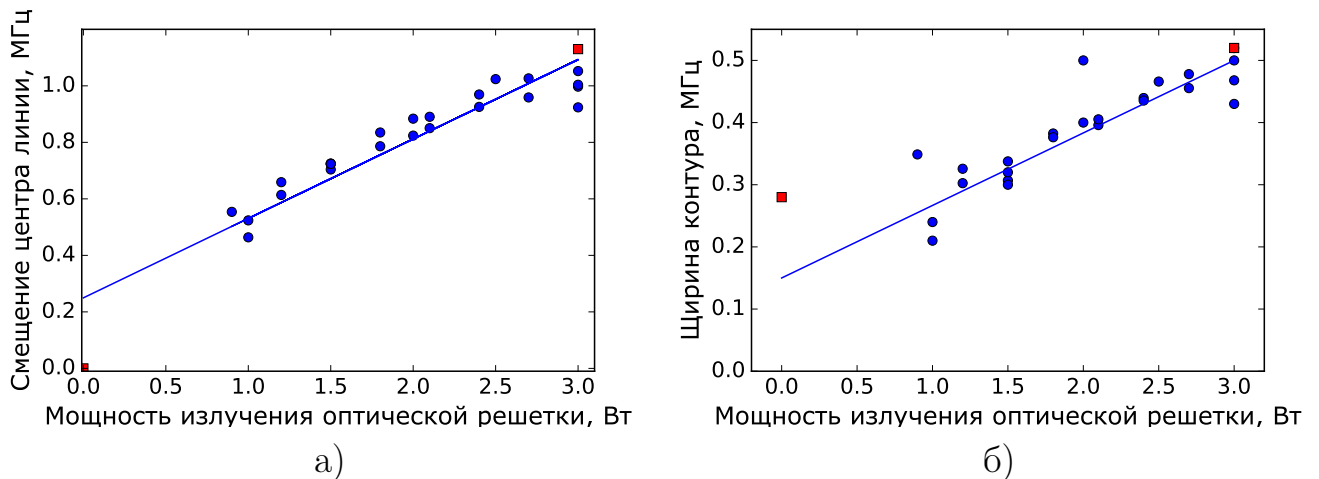


Рисунок 3.10 — а) Положение и б) ширина контура линии часового перехода в зависимости от мощности оптической решетки.

лее длительном выключении оптической решетки атомы успевают разлететься и коэффициент перезахвата невелик. Для получения наблюдаемого провала контура линии в резонансе при столь коротком времени взаимодействия мощность излучения часового лазера была увеличена до 1 мВт. Синие кружки и линия на рисунке 3.9 - экспериментальные точки и их аппроксимация функцией Гаусса при выключенной оптической решетке на время взаимодействия с излучением 1.14 мкм, красные треугольники и линия - без выключения решетки. Положение и ширина контура часового перехода в этих двух измерениях показана красными квадратами на рисунке 3.10.

2. Проведено несколько серий измерений контура линии часового перехода при различных мощностях оптической решетки в диапазоне от 1.5 Вт до 3 Вт в стандартной схеме, т.е. при длительном взаимодействии с излучением 1.14 мкм и без выключения ловушки (синие кружки на рисунке 3.10).

По результатам этих измерений можно сделать следующие выводы:

1. Результаты разных серий измерений хорошо совпадают.
2. Частота часового перехода увеличивается при увеличении мощности дипольной ловушки. Это означает, что поляризуемость нижнего часового уровня  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  больше поляризуемости верхнего часового уровня  $|J = 5/2, F = 3\rangle$ .
3. Спектральная ширина контура линии перехода увеличивается с увеличением мощности оптической решетки 532 нм. Отметим, что хотя на

первый взгляд кажется, что ширина контура при нулевой мощности на рисунке 3.10.б больше ожидаемого значения, но если учесть, что данная точка получена при большей мощности импульса часового лазера (вследствие его малой длительности), то этим и объясняется увеличение ширины линии.

Из приведенной на графике 3.10.а зависимости положения центра линии от мощности излучения ловушки можно получить оценку дифференциальной скалярной (т. к. заселены все магнитные подуровни) поляризуемости двух часовых уровней атома тулия на длине волны 532 нм.

Воспользовавшись формулой (3.9) можно найти, что изменение частоты часового перехода равно

$$h\Delta\nu(P) = \left\langle U_{dip}^{upper} - U_{dip}^{lower} \right\rangle_{r,z} \approx \frac{16\Delta\alpha^s a_0^3 P}{cw_0^2} \quad (3.14)$$

где  $\Delta\alpha^s = \alpha_g^s - \alpha_u^s$  — разностная скалярная поляризуемость нижнего и верхнего часовых уровней на длине волны 532 нм,  $w_0 = 60(10)$  мкм — радиус перетяжки ловушки,  $P$  — мощность излучения оптической решетки Вт/пучок. Из линейной аппроксимации экспериментальных данных на рисунке 3.10.а (сплошная прямая) находим  $d(\Delta\nu)/dP = 300$  кГц/Вт, что дает  $\Delta\alpha^s = 85_{-25}^{+30}$  а. е. Используя вычисленное в главе 3.3 значение  $\alpha_g^s = 380_{-200}^{+300}$  а. е. скалярной поляризуемости основного уровня получаем значение поляризуемости верхнего уровня равное  $\alpha_u^s = 295_{-200}^{+300}$  а. е., что согласуется в пределах погрешности с теоретически рассчитанным значением 215 а. е.

### 3.4.3 Эксперименты в присутствии постоянного магнитного поля

Во всех экспериментах по возбуждению часового перехода, описанных выше, магнитные подуровни нижнего и верхнего уровней являлись практически вырожденными. Однако во внешнем магнитном поле вследствие значительного отличия  $g$ -факторов Ланде основного  $g_g = 1$  и верхнего  $g_u = 0.71$  часовых уровней произойдет зеемановское расщепление контура линии перехода. Во внешнем магнитном поле  $B_0$  сдвиг частоты перехода с нижнего магнитного подуровня

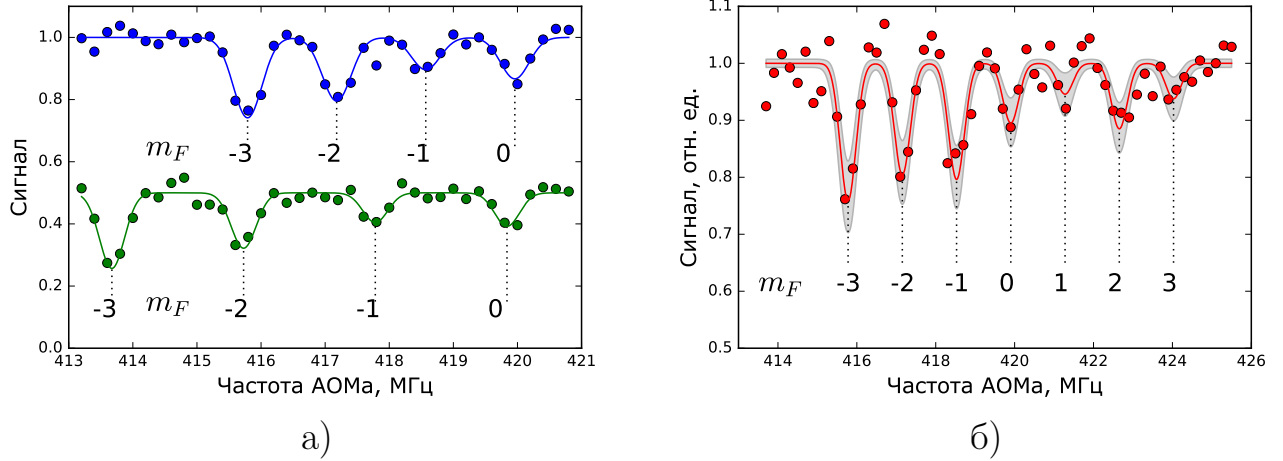


Рисунок 3.11 — а) Спектральные профили часового перехода во внешнем магнитном поле  $B = 6.6$  Гс (синий, верхний) и  $B = 9.8$  Гс (зеленый, нижний) при  $\pi$ -поляризации пробного излучения. Точки - экспериментальные данные, сплошные прямые — аппроксимация суммой гауссовских функций. Зеленый контур смещен вниз для большей наглядности. б) Спектральный профиль часового перехода в магнитном поле  $B = 6.6$  Гс в более широкой области частот

$m$  на верхний  $m'$  в сравнении с частотой несмещенного перехода (при  $B_0 = 0$ ) равен

$$h\Delta\nu = (g_u m' - g_g m) \times \mu_B B_0 \quad (3.15)$$

Более подробно взаимодействие атома с магнитным полем рассмотрено в главе 4.2.2.

Далее будет описан ряд экспериментов по спектроскопии часового перехода во внешнем магнитном поле:

1. Возбуждение перехода осуществлялось  $\pi$ -поляризованным излучением 1.14 мкм. Согласно правилам отбора могут возбуждаться только переходы  $|m_F = m\rangle \rightarrow |m_{F'} = m\rangle$  без изменения магнитного квантового числа; смещение линии каждого перехода будет задаваться формулой  $\Delta\nu_m [\text{МГц}] = 0.42 m B [\text{Гс}]$ . Так как верхний часовой уровень не имеет магнитного подуровня  $|m_{F'} = 4\rangle$ , то в спектре не будет соответствующей линии. На рисунке 3.11 представлены результаты измерений. Точки - экспериментальные данные, сплошные линии - аппроксимация суммой гауссовых функций одинаковой ширины расположенных на равном расстоянии друг от друга. Во-первых, мы действительно видим отсутствие пика вблизи 414.5 МГц, который бы соответствовал переходу  $|m_F = 4\rangle \rightarrow |m_{F'} = 4\rangle$ . Во-вторых, пики расположены эквидистантно и при этом видно, что населенности магнитных подуровней разные. Крайне правый пик соответствует переходу  $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$  и практически не смещается (в пределах ошибки измерений) при увеличении внешнего магнитного поля. Из



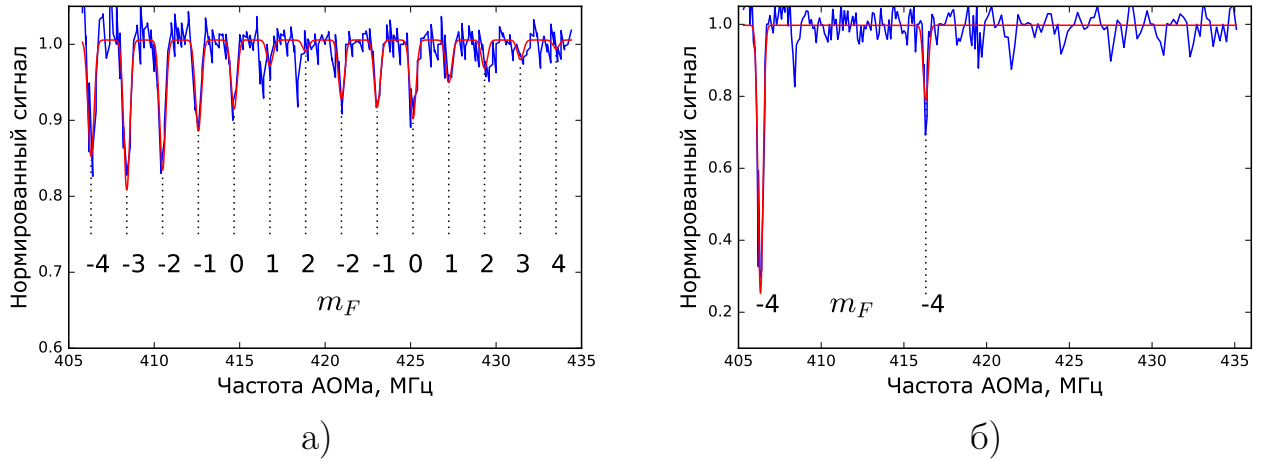


Рисунок 3.12 — Спектральный профиль часового перехода во внешнем магнитном поле  $B_0 = 9.8$  Гс в  $\sigma^\pm$  поляризованном излучении 1.14 мкм без оптической накачки (а) и с оптической накачкой (б). Синие линии — экспериментальные данные (за вычетом плавного дрейфа), красные — аппроксимация суммой гауссовских функций. Для каждого пика указано значение  $m_F$  нижнего уровня.

аппроксимаций можно получить значение магнитного поля для каждого эксперимента, которые равны 6.6 Гс и 9.8 Гс для верхнего и нижнего графиков.

## 2. Возбуждение перехода $\sigma^\pm$ -поляризованным излучением 1.14 мкм.

а) На рисунке 3.12.а представлен нормированный спектральный контур возбуждения часового перехода без оптической накачки (синяя линия). Красная линия — аппроксимация суммой гауссовых функций одинаковой ширины и находящихся на одинаковом расстоянии друг от друга. Крайне левый пик соответствует  $\sigma^+$ -переходу  $|m_F = -4\rangle \rightarrow |m_{F'} = -3\rangle$ . Значение магнитного поля, извлекаемое из теоретической кривой, равно 10 Гс что совпадает со значением 9.8 Гс, полученное при линейной поляризации пробного излучения. Особенно стоит отметить следующие выводы из проведенных экспериментов: населенность уровней уменьшается по мере увеличения магнитного квантового числа (и соответственно энергии атома в магнитном поле). Пики вблизи 416 МГц и 418 МГц на рисунке 3.12.а, которые не совпадают с аппроксимацией, объясняются наличием в спектре излучения лазера сайдбендов от модуляции тока на частоте 20 МГц (10 МГц на графике т. к. АОМ двухпроходной), и таким образом являются просто слабыми пиками, соответствующими переходам  $|m_F = -4\rangle \rightarrow |m_{F'} = -3\rangle$  и  $|m_F = -3\rangle \rightarrow |m_{F'} = -2\rangle$ . С 421 МГц начинаются  $\sigma^-$ -переходы, и мы снова видим, что населенность крайних левых магнитных подуровней значительно выше правых.

б) На рисунке 3.12.б представлен контур аналогичный описанному в пункте а), за исключением осуществления оптической накачки на крайний магнитный подуровень  $|m_{F'} = -4\rangle$ . Оптическая накачка осуществлялась с использованием  $\sigma^-$  поляризованного излучения на длине волны 410.6 нм на переходе  $4f^{13}(^2F^o)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H^5)5d_{3/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$ . В связи с тем, что попав на крайне левый магнитный подуровень с  $|m_F = -4\rangle$  атомы не перестают взаимодействовать с излучением накачки, а наоборот рассеивают фотоны с большей скоростью (в соответствие с коэффициентами Клебша-Гордана), происходит быстрый нагрев атомов. Такой способ накачки использовался нами только в этом эксперименте для демонстрации возможности поляризации атомов в оптической ловушке. На рисунке 3.12.б мы видим один ярко выраженный пик на частоте 406.4 МГц и его сайдбэнд на расстоянии 10 МГц.

### 3.5 Измерение времени жизни верхнего $|J = 5/2, F = 3\rangle$ часового уровня

Время жизни верхнего часового уровня измерялось путем прямого возбуждения магнитнодипольного перехода на длине волны 1.14 мкм в одномерной оптической решетке.

Схема эксперимента следующая: порядка  $10^6$  атомов охлаждается и захватывается во вторичную МОЛ при температуре облака порядка 20 мкК и затем перегружаются в одномерную оптическую решетку. После охлаждения и перезахвата (1й импульс на рисунке 3.13) мы выключаем вторичную МОЛ и ждем 20 мс пока атомы, не захваченные в дипольную ловушку, разлетятся. Затем резонансный лазерный импульс 1.14 мкм длительностью 30 мс (2й импульс) возбуждает часть атомов на верхний часовой уровень. Часовой лазер стабилизируется по высокочастотному УЛЕ-резонатору (описано выше). Затем с помощью резонансного лазерного импульса на длине волны 410.6 нм длительностью 1 мс (3й импульс) атомы, находящиеся в основном состоянии, удаляются из ловушки. Атомы, возбужденные часовым импульсом на верхний часовой уровень, распадаются обратно на основной, населенность которого детектируется по сигналу люминесценции в пучке считывающего импульса 4 на длине волны

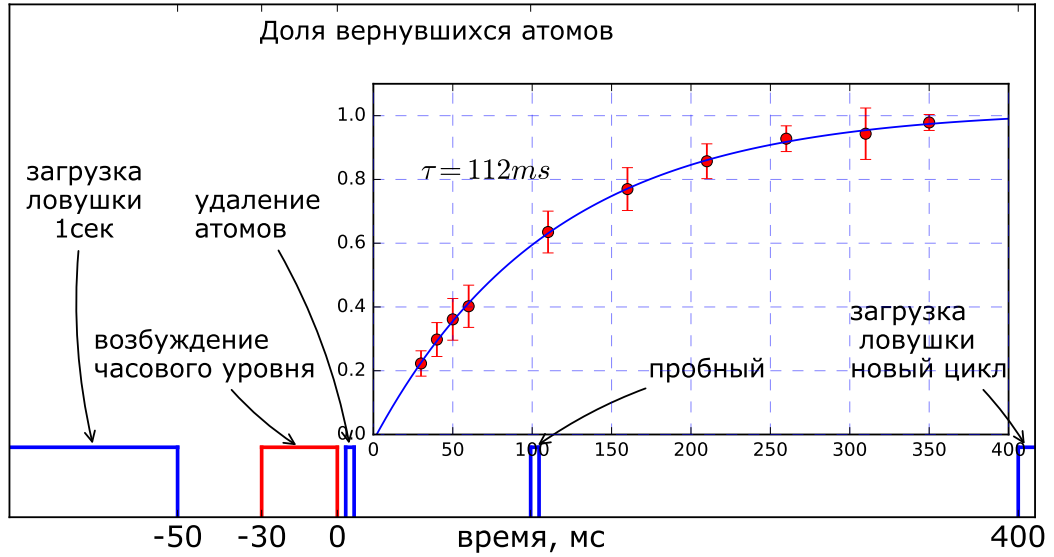


Рисунок 3.13 — Схема импульсов в эксперименте по измерению времени жизни верхнего часового уровня. Вставка: Зависимость количества вернувшихся на нижний часовой уровень атомов от времени после выключения импульса излучения 1.14 мкм. Точки — экспериментальные данные, кривая — аппроксимация функцией 3.16. Измеренное время жизни верхнего часового уровня равно 112 мс.

410.6 нм. Населенность основного состояния от времени описывается экспоненциальной функцией

$$N(t) = N_0 \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad (3.16)$$

где  $\tau$  — время жизни возбужденного уровня,  $N_0$  — его начальная населенность. Из аппроксимации экспериментальных данных (рис. 3.13) функцией (3.16) значение времени жизни верхнего часового уровня равно 112 мс, что является нижней границей для естественного времени жизни верхнего часового уровня, т. к. измеренное время жизни может быть обусловлено наличием слабого канала потерь с верхнего уровня, связанного с оптическими или магнитными резонансами Фешбаха [69]. Таким образом, естественная ширина магнитнодипольного перехода 1.14 мкм в атоме тулия не больше 1.4 Гц, что находится в полном соответствии с ранее измеренным временем жизни верхнего уровня в матрице гелия [30], а также с нашим теоретическим значением 1.14 Гц (глава 1 и [42, 48, 54]).

Отметим, что естественная ширина линии не ограничивает характеристики предложенных нами часов (см. главу 4), т. к. ширина детектируемого часового перехода во многих оптических часах в штатном режиме функционирования порядка 10 Гц.

В описанных выше экспериментах мы наблюдали спектральную ширину линии перехода порядка 1 МГц в пределе малых мощностей импульса часового лазера (рис. 3.7), что связано с уширением в оптической решетке и с остаточным зеемановским расщеплением.

### 3.6 Основные результаты Главы 3

1. Приведены результаты перезахвата атомов в одномерную и двумерную оптическую дипольную ловушку на длине волны 532 нм и в одномерные оптические решетки на длинах волн 532 нм и 806 нм. Эффективность перезахвата достигает 60 % для оптической решетки на длине волны 532 нм и 5 % для оптической решетки на длине волны 806 нм.
2. Измерены собственные колебательные частоты атомов тулия в дипольных ловушках, лежащие в области 200 Гц для поперечных резонансов и в области 200 кГц для продольных резонансов в оптической решетке.
3. Экспериментально получено значение  $\alpha_g = 380_{-200}^{+300}$  а. е. поляризуемости основного уровня  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  на длине волны 532 нм, что в пределах погрешности согласуется с теоретическим значением 580 а. е.
4. Измерена зависимость смещения центра линии перехода от мощности дипольной ловушки. На основании этих измерений получено значение  $\alpha_u = 295_{-200}^{+300}$  а. е. поляризуемости верхнего часового уровня  $|J = 5/2, F = 3\rangle$  на длине волны 532 нм, что в пределах погрешности согласуется с теоретическим значением 215 а. е.
5. Измерено время жизни верхнего часового уровня  $|J = 5/2, F = 3\rangle$  атомов тулия, захваченных в оптическую решетку на длине волны 532 нм. Полученное значение 112 мс хорошо согласуется с теоретическими оценками радиационного времени жизни верхнего уровня, равного  $\frac{1}{2\pi \times (1.14 \text{ Гц})} = 140 \text{ мс}$ .

## Глава 4. Исследование сдвигов частоты часового перехода 1.14 мкм в атоме тулия

В этой главе будут подробно рассмотрены источники возмущения частоты предлагаемого часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  в атоме тулия и связанные с ними погрешности. Начнем рассмотрение с вычисления поляризуемостей часовых уровней атома тулия, что необходимо для нахождения магической длины волны и расчета смещения частоты часового перехода из-за взаимодействия с тепловым излучением. Затем будет проведен анализ влияния магнитных взаимодействий, а именно магнитного диполь-дипольного взаимодействия между атомами тулия, захваченными в оптическую решетку, и зеемановских сдвигов часовых уровней во внешнем магнитном поле, которое необходимо для задания оси квантования. После этого будут даны оценки сдвига частоты часового перехода за счет взаимодействия атома с излучением черного тела, а также оценки влияния ван дер Ваальсовского и квадрупольного взаимодействий и эффекта затягивания линии. В конце приведем итоговый бюджет ошибок предлагаемого оптического стандарта частоты на магнитодипольном переходе 1.14 мкм в атоме тулия.

### 4.1 Сдвиг частоты часового перехода 1.14 мкм во внешнем электрическом поле

Будем далее рассматривать многоуровневый атом во внешнем монохроматическом электромагнитном поле. Как видно даже из рассмотрения двухуровневого атома (главе 3.1), смещение уровней во внешнем электромагнитном поле не обязано совпадать (прямо противоположны для верхнего и нижнего уровней в примере выше). Так как величина смещения зависит от мощности излучения (интенсивности), то отличие величины смещения уровней, спектроскопия которых проводится, приведет к тому, что частота перехода будет зависеть от параметров дипольной ловушки (мощности, размера перетяжки), что

крайне сложно контролировать с высокой точностью, необходимой для оптических стандартов частоты.

Оказывается, что для конкретной поляризации излучения существует такой набор длин волн, называемых «магическими», для которых поляризуемости часовых уровней равны, вследствие чего линейное по интенсивности штарковское смещение этих уровней в точности совпадают. В таком случае при любой интенсивности излучения уровни смещаются одинаково, что позволяет работать с квазиравновозмущенным переходом. Данная идея была предложена Каттори и соавторами в 1999 году [63] и в настоящее время используется практически во всех стандартах на ансамблях нейтральных атомов.

Рассмотрим смещение атомных уровней во внешнем электрическом поле более подробно. В общем виде можно записать, что смещение  $\Delta E$  конкретного уровня во внешнем электрическом поле  $\vec{\mathcal{E}} = 1/2 \vec{e} \mathcal{E} e^{-i\omega t} + \text{к. с.}$  зависит от частоты  $\omega$  поля следующим образом:

$$\Delta E(\omega) = -\frac{\alpha(\omega)}{4} |\mathcal{E}|^2 - \frac{\gamma(\omega)}{64} |\mathcal{E}|^4 \quad (4.1)$$

где  $\alpha(\omega)$  есть динамическая поляризуемость уровня,  $\gamma(\omega)$  — его гиперполяризуемость,  $\mathcal{E}$  — напряженность электрического поля.

Для нахождения магической длины волны необходимо максимально точно знать поляризуемости обоих часовых уровней чтобы найти точку их пересечения. Помимо этого, значения статических поляризуемостей (при  $\omega = 0$ ) часовых уровней необходимы для вычисления сдвига частоты перехода вследствие взаимодействия с излучением черного тела.

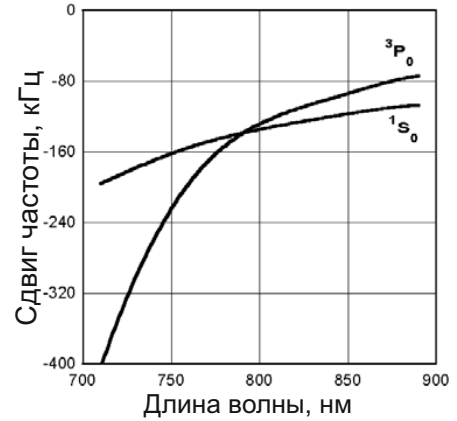


Рисунок 4.1 — Сдвиг энергетических уровней  $^1S_0$  и  $^3P_0$  в атоме  $^{87}\text{Sr}$  в зависимости от длины волны оптической дипольной ловушки при интенсивности  $100 \text{ мВт}/\pi (17 \text{ мкм})^2$  вблизи точки пересечения (взято из работы [70])

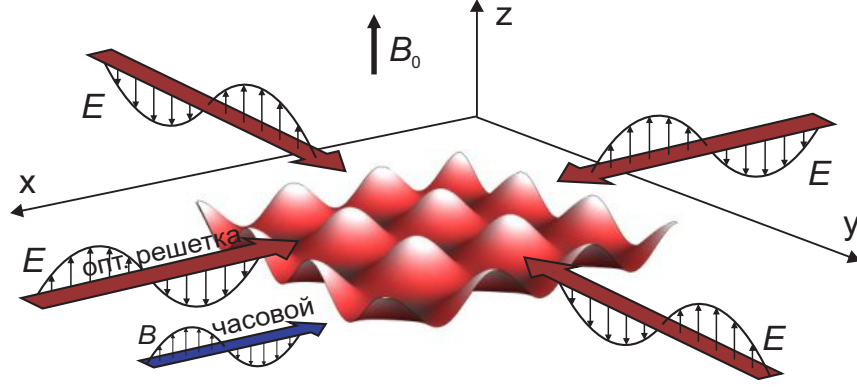


Рисунок 4.2 — Геометрия двумерной оптической решетки. Решетка формируется четырьмя горизонтальными лазерными пучками вертикальной поляризации. Внешнее однородное магнитное поле  $B_0$  направлено вертикально. Пучок пробного часовой излучения лежит в горизонтальной плоскости оптической решетки, что необходимо для устранения линейного эффекта Доплера и эффекта отдачи. Для возбуждения перехода  $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$  вектор магнитного поля пробного излучения должен лежать в вертикальной плоскости (совпадать с  $B_0$ ), т. к. часовой переход является магнитодипольным.

#### 4.1.1 Вычисление поляризуемости часовых уровней атома тулия

Рассмотрим подробнее динамическую поляризуемость, т.е. первое слагаемое в уравнении (4.1). Будем предполагать, что имеется постоянное однородное внешнее магнитное поле  $\vec{B}_0 = \vec{e}_B B_0$ , необходимое для задания оси квантования. Тогда поляризуемость  $\alpha(\omega)$  можно представить в виде следующей суммы скалярной  $\alpha^s(\omega)$ , векторной  $\alpha^v(\omega)$  и тензорной  $\alpha^t(\omega)$  компонент [71]:

$$\alpha_J(\omega) = \alpha^s(\omega) + m_F \xi(\vec{e}_k, \vec{e}_B) \alpha^v(\omega) + \beta \alpha^t(\omega) \quad (4.2)$$

где  $\beta = \frac{3(\vec{e} \cdot \vec{e}_B)^2 - 1}{2F(2F-1)}(3m_F^2 - F(F+1))$ ,  $\vec{e}_k$  — единичный вектор вдоль вектора  $\vec{k}$  дипольной ловушки,  $\vec{e}$  — комплексный вектор поляризации дипольной ловушки и  $\xi \vec{e}_k = i \vec{e} \wedge \vec{e}^*$  — показатель циркулярности поляризации.

Из этого уравнения можно сразу сделать несколько выводов:

1. Вклад векторной поляризуемости зануляется при линейной поляризации излучения и для подуровня с  $m_F = 0$ .
2. Вклад тензорной поляризуемости можно устранить выбрав относительную ориентацию поляризации решетки и направления магнитного поля таким образом, что  $3(\vec{e} \cdot \vec{e}_B)^2 - 1 = 0$ , что дает угол примерно  $70^\circ$ .

3. Использовать линейную поляризацию излучения дипольной ловушки параллельную направлению магнитного поля (рис. 4.2). В таком случае флуктуации направления внешнего магнитного поля  $\vec{B}$  будут приводить к минимальным флуктуациям полной поляризуемости и соответственно минимальным флуктуациям частоты часового перехода.

В последнем случае уравнение (4.2) можно переписать в более простом виде

$$\alpha_{JFm_F}(\omega) = \alpha_{JF}^s(\omega) + \alpha_{JF}^t(\omega) \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \quad (4.3)$$

где сразу введены обозначения квантовомеханических чисел полного электронного момента  $J$ , полного момента атома  $F$  и магнитного квантового числа  $m_F$  рассматриваемого уровня.

Из предыдущей формулы можно получить, что

$$\begin{aligned} \alpha_{JF}^s(\omega) &= \frac{1}{2F+1} \sum_{m_F=-F}^{m_F=F} \alpha_{JFm_F}(\omega) \\ \alpha_{JF}^t(\omega) &= \alpha_{JFm_F=F}(\omega) - \alpha_{JF}^s(\omega) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Можно выделить 3 подхода вычисления динамической поляризуемости атома:

1. Непосредственное вычисление поляризуемости атома основываясь на первопринципах и используя модельные потенциалы взаимодействия валентных электронов в атоме [72–74] и теорию линейного отклика электронной оболочки на внешнее поле [46, 75, 76].
2. Вычисление матричных дипольных элементов переходов с использованием метода Хартри-Фока вкупе с другими различными приближениями с последующим вычислением поляризуемости из второго порядка теории возмущений [41, 42, 77].
3. Использование второго порядка теории возмущений и экспериментальных данных по длинам волн и вероятностям всех переходов с интересующих нас уровней в атоме.

Первые два подхода дают достаточно хорошие результаты для относительно простых атомов, таких как Mg, и значительно хуже для Sr и Yb [78]. Еще более сложным является вычисление поляризуемостей из первопринципов для атомов с незаполненными внутренними оболочками, в частности для ту-



лия. Далее будут представлены результаты по вычислению поляризуемостей часовых уровней атома тулия, полученные следуя второму и третьему методу, т. е. используя теорию возмущений с матричными элементами переходов либо 1) рассчитанными в программном пакете COWAN [79] либо 2) известными из экспериментов. Для нижнего и верхнего энергетических уровней часового перехода в атоме тулия в литературе доступны значения длин волн и вероятностей 59 переходов с нижнего и 37 переходов с верхнего уровней [40].

### 4.1.2 Дискретный спектр

Вклад дискретного спектра может быть вычислен по формуле [80, 81]

$$\alpha_{Fm}(\omega) = \frac{3c^3\hbar^4}{2a_0^3} \sum_{F'}' \frac{2F_u + 1}{(E_{F'} - E_F)^2} \begin{pmatrix} F_u & 1 & F_d \\ -m & 0 & m \end{pmatrix}^2 \frac{A_{F_u \rightarrow F_d}}{(E_{F'} - E_F)^2 - (\hbar\omega)^2} \quad (4.5)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $E_F$  и  $E_{F'}$  — энергии уровней  $|F\rangle$  и  $|F'\rangle$ , соответственно. Суммирование проводится по всем уровням  $F'$ . Для каждого слагаемого  $F_u = F'$  и  $F_d = F$  если  $E_{F'} > E_F$  и наоборот.  $A_{F_u \rightarrow F_d}$  — вероятность перехода (скорость спонтанного распада) с уровня  $|F_u\rangle$  на  $|F_d\rangle$ .

Предполагая  $JJ$ -связь между полным моментом электрона  $J$  и ядерным спином  $I$ , скалярная поляризуемость не зависит от  $F$  и равна:

$$\begin{aligned} \alpha_{JF}^s(\omega) &= \alpha_J^s(\omega) = \frac{1}{2J+1} \sum_{m_J=-J}^{m_J=J} \alpha_{Jm_J}(\omega) \\ &= \frac{1}{2} \frac{c^3}{a_0^3} \sum_{J'}' \frac{2J_u + 1}{2J_d + 1} \frac{1}{(\omega_{J'J})^2} \frac{A_{J_u \rightarrow J_d}}{(\omega_{J'J})^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

где  $\omega_{J'J} = (E_{J'} - E_J)/\hbar$ .

Тензорную поляризуемость можно найти по формулам

$$\alpha_{JF}^t(\omega) = \alpha_J^t(\omega) \times (-1)^{I+J+F} \begin{Bmatrix} F & J & I \\ J & F & 2 \end{Bmatrix} \times \sqrt{\frac{F(2F-1)(2F+1)(2J+3)(2J+1)(J+1)}{(2F+3)(F+1)(2J-1)J}}, \quad (4.7)$$

где

$$\alpha_J^t(\omega) = \frac{3c^3}{a_0^3} \sum_{J'}' \frac{2J_u + 1}{\omega_{J'J}^2} \frac{A_{J_u \rightarrow J_d}}{\omega_{J'J}^2 - \omega^2} (-1)^{J+J'} \times \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_d & J_d & J_u \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{5J(2J-1)}{6(J+1)(2J+1)(2J+3)}}. \quad (4.8)$$

Стоит отметить, что  $\alpha_{J=7/2, F=4}^t = \alpha_{J=7/2}^t$  и  $\alpha_{J=5/2, F=3}^t = \alpha_{J=5/2}^t$ .

Как видно из формул (4.3-4.8), для вычисления поляризуемости необходимо знать частоты переходов  $\omega_{J'J} = (E_{J'} - E_J)/\hbar$  и вероятности переходов  $A_{J_u \rightarrow J_d}$ . В диапазоне длин волн 250 – 800 нм основные переходы измерены методом фурье-спектроскопии [40, 82] и доступны в базе данных NIST [40]. Однако этот список, очевидно, не полный. В ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах имеется ряд переходов с неизвестными вероятностями, которые вносят существенный вклад в итоговую поляризуемость. Мы использовали программный пакет COWAN [79] для расчета длин волн и вероятностей переходов в спектральном диапазоне от 250 до 1200 нм. Далее будут приведены результаты расчета динамических поляризуемостей верхнего и нижнего часовых уровней двумя способами: 1) используя только экспериментальные данные и 2) используя только данные пакета COWAN. Такое разделение данных на экспериментальные и теоретические наиболее самосогласовано и связано с трудностью однозначного сопоставления переходов в ультрафиолетовой части спектра вследствие их высокой плотности. Однако для вычисления положения магической длины волны теоретические и экспериментальные данные были частично объединены (см. подробнее в главе 4.1.5).

На рисунке 4.3 представлен спектр динамической поляризуемости часовых уровней  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$  и  $|J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  в диапазоне

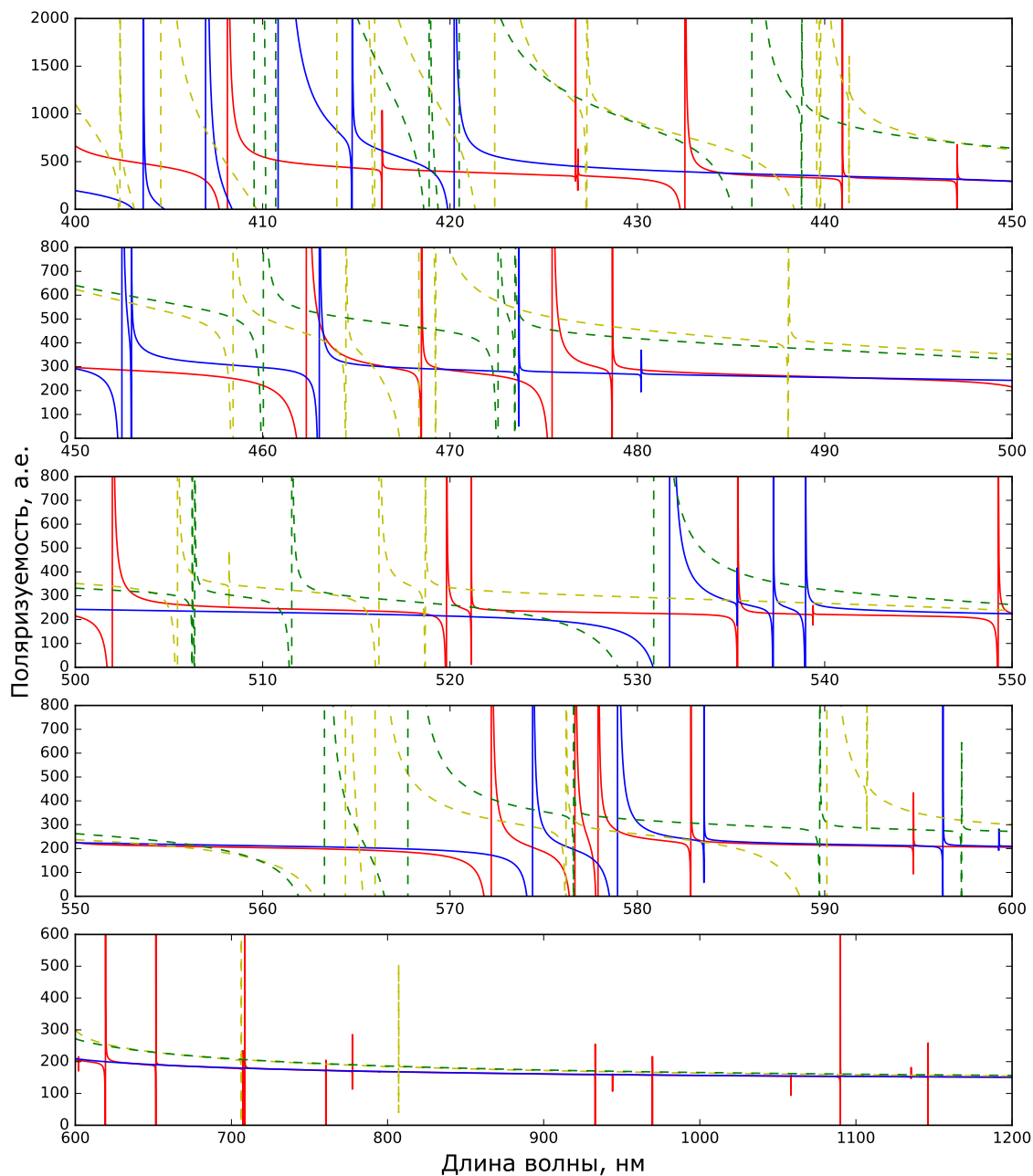


Рисунок 4.3 — Спектры динамической поляризуемости часовых уровней  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$  (синий — на основе расчетов COWAN, зеленый штриховой — на основе экспериментальных данных) и  $|J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  (красный — на основе расчетов COWAN, желтый штриховой — на основе экспериментальных данных)

длин волн от 400 до 1200 нм, вычисленный по теоретическим и экспериментальным значениям.

### 4.1.3 Непрерывный спектр

Для определения вклада непрерывного спектра в поляризуемость атомного уровня мы воспользовались формулой [83]:

$$\alpha_{\text{cont}}^s(\omega) = \frac{c}{2\pi^2} \int_{\omega_I}^{\infty} \frac{\sigma(\omega') d\omega'}{(\omega' - \omega_n)^2 - \omega^2}, \quad (4.9)$$

где  $\omega_I$  — предел фотоионизации и  $\sigma(\omega)$  — сечение фотоионизации рассматриваемого уровня.

Сечение фотоионизации было численно посчитано с использованием пакета FAC [84] и приведено на рисунке 4.4. Используя эти результаты мы вычислили вклад непрерывного спектра  $\alpha_{\text{cont}}^s(\omega)$  для нижнего  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2\rangle$  и верхнего  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  часовых уровней. Этот вклад значительно меньше вклада дискретного спектра и отличается для двух часовых уровней на 2 а. е. Это означает, что вклад непрерывного спектра практически не влияет на положение магической длины волны. Мы также предполагаем, что вклад непрерывного спектра в тензорную поляризуемость еще меньше и далее им пренебрегаем. Так как дискретный спектр дает одинаковые значения для статической поляризуемости часовых уровней, можно было бы ожидать такого же результата и от непрерывного спектра. Поэтому для грубой оценки ошибки вычисления вклада непрерывного спектра в значение динамической поляризуемости можно положить ее равной отличию значений  $\alpha_{\text{cont}}^s(0)$  для рассматриваемых подуровней, т. е. 2 а. е. К сожалению мы не располагаем какими-либо экспериментальными данными по измерению сечения фотоионизации атома тулия и поэтому не имеем другого способа оценить ошибку вычислений.

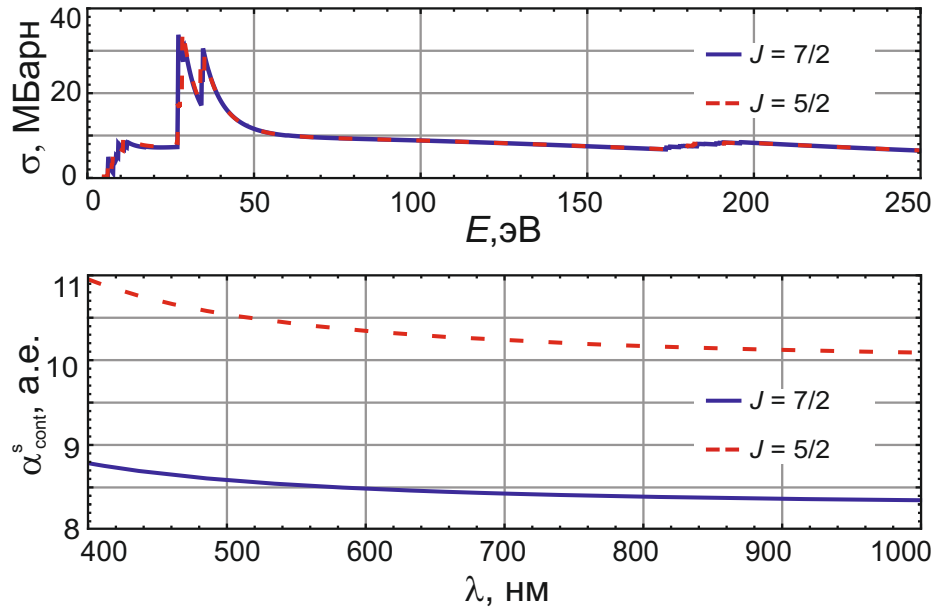


Рисунок 4.4 — Верхний рисунок — сечение фотоионизации для часовых уровней  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2\rangle$  (сплошная синяя линия) и  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  (штриховая красная). Пики вблизи 28 и 35 эВ соответствуют резонансному усилению фотоионизации [85]. Нижний рисунок — Вклад в скалярную поляризуемость непрерывного спектра  $\alpha_{cont}^s(\omega)$ . Сверхтонкое взаимодействие в расчетах не учитывалось.

#### 4.1.4 Сравнение рассчитанных значений поляризуемостей

Значения статических скалярных поляризуемостей (при  $\omega = 0$ ) часовых уровней атома тулия, полученные в наших расчетах, и их сравнение с известными в литературе значениями представлены в таблице 3. Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- Статические поляризуемости компонент тонкой структуры основного уровня очень близки. Такой результат ожидался, во-первых, в связи с тем, что  $4f$ -электронная оболочка лежит внутри заполненных  $5s$  и  $6s$  оболочек и тем самым хорошо экранирована от внешних полей. Во-вторых, спектры переходов с нижнего и верхнего часовых уровней похожи (см. рис. 4.3), что должно приводить к близким значениям статических поляризуемостей.
- Из теоретических данных разность вклада дискретного спектра в статические скалярные поляризуемости менее 0.1 а. е. Результаты, полученные на основе экспериментальных данных, дают немного заниженные значения для статических скалярных поляризуемостей, что легко объясняется учетом не всех переходов (в статическую скалярную поля-

	Уровень	Эксп.	Теор.	Непр.	Сумма	Литература
$\alpha^s$	$ J = 7/2\rangle$	137.5	138.06	8.5	146.5	144.3 [77], 147 [76]
	$ J = 5/2\rangle$	134	138.1	10	148	161.4 [46], 152 [86]
$\alpha^t$	$ J = 7/2\rangle$	-2.4	-2.7	0	-2.7	<b>-2.7(2)</b> [87]
	$ J = 5/2\rangle$	-4.2	-2.3	0	-2.3	-2.27 [46]

Таблица 3 — Статические поляризуемости нижнего  $|J = 7/2\rangle$  и верхнего  $|J = 5/2\rangle$  часовых уровней. Представлены расчеты вклада дискретного спектра, основанные на экспериментальных и рассчитанных значениях длин волн и вероятностях переходов, вклад непрерывного спектра, суммарная поляризуемость, а также данные из литературы. Жирным шрифтом выделено экспериментальное значение.

ризуемость все вклады входят с одним и тем же знаком). Интересно отметить, что для основного уровня, для которого известны вероятности 59 переходов, расхождение всего 0.5 а. е., в то время как для верхнего часового уровня (известно 37 переходов) оно равно 4 а. е.

Сравним теперь результаты наших вычислений статических поляризуемостей с другими источниками (см. таблицу 3). Используемые в расчетах других групп методы отличаются от наших. Так, расчет в работе [77] основывается на разделении вкладов в поляризуемость от заполненных внутренних оболочек (остова), электронов  $4f$ -оболочки, вычисленного в приближении случайной фазы, а также от валентных  $6s^2$  электронов, основанный на методе CI+MBPT (взаимодействие конфигураций + многочастичная теория возмущений). Авторы показывают оправданность добавления электронов  $4f$ -оболочки в остов, что, фактически, было сделано в наших расчетах. В работе [88] использовался подход, основанный на теории линейного отклика поляризуемости атома в приближении самосогласованного поля с построением функций Грина. Расчеты [46] основаны на методе временно-зависимого функционала плотности. В статье [86] использовался метод взаимодействия конфигураций в комбинации с несколькими различными методами учета атомных орбиталей. Все теоретические работы, кроме нашей, не учитывали тонкое взаимодействие, однако значение скалярной поляризуемости электронного терма  $\alpha_L^s$  в приближении  $LS$ -связи для рассматриваемого уровня совпадает с  $\alpha_J^s$  и не зависит от полного электрон-

ного момента  $J$  [81]. Как видно из полученных нами значений поляризуемостей уровней  $|J = 7/2\rangle$  и  $|J = 5/2\rangle$  (и аргументов в [41]), такое приближение оказывается вполне состоятельным для рассматриваемых уровней тонкой структуры основного состояния. Это также подтверждается совпадением рассчитанной в приближении  $LS$ -связи скорости магнитодипольного перехода между этими уровнями ([89] и глава 1) с более точными расчетами и измерениями [42]. Отметим также, что в работе [77] учитывался вклад только дискретного спектра, в то время как в работах [46, 86, 88] учитывался вклад как дискретного, так и непрерывного спектров. Касательно значения тензорной поляризуемости, полученное нами значение  $-2.7$  а. е. основного состояния хорошо согласуется как с экспериментально измеренным значением  $-2.7(2)$  а. е. в работе [90], так и с расчетами в работах [46, 80].

Сопоставляя значения поляризуемостей атомов эрбия и иттербия, полученные в работах [46, 77, 80, 86, 88] с другими данными ([72, 78] и ссылки внутри) находим, что расхождения поляризуемостей аналогичны представленным выше в таблице 3 для тулия, при этом они также с точностью лучше 10 % совпадают с экспериментальными данными.

Все это говорит, во-первых, о достоверности наших расчетов энергетической структуры и вероятностей переходов с использованием пакета COWAN, что позволяет рассчитывать на правильные расчеты динамической поляризуемости часовых уровней и на правильное определение положения магической длины волны (подробнее далее), и во-вторых, подтверждает предположение о близости статических скалярных поляризуемостей часовых уровней, результатом чего является слабая чувствительность частоты перехода к взаимодействию с тепловым излучением (глава 4.3).

#### 4.1.5 Магические длины волн вблизи 807 нм

Как уже говорилось выше, при работе с оптическими часами атомы необходимо захватывать и удерживать во время спектроскопии в дипольной ловушке на так называемой магической длине волны [91], при которой суммарный сдвиг частоты перехода вследствие взаимодействия с излучением дипольной

ловушки обнуляется. Для нахождения магической длины волны необходимо найти точки пересечения динамических поляризуемостей верхнего и нижнего уровней часового перехода. В первом приближении мы не будем учитывать влияние гиперполяризуемости на положение магической длины волны.

Проанализировав график полных поляризуемостей часовых уровней на рисунке 4.3 мы нашли, что наиболее перспективным кандидатом для рассмотрения является магическая длина волны вблизи 807 нм. Пересечение динамических поляризуемостей вблизи этой длины волны обусловлено наличием перехода с верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  с энергией  $8\,771.243\text{ см}^{-1}$  на вышележащий уровень  $|4f^{12}(^3F_4)5d_{3/2}6s^2; J = 5/2\rangle$ , энергия которого равна  $21161.4\text{ см}^{-1}$  с длиной волны перехода 806.85 нм [40]. При этом вблизи данной длины волны переходов с нижнего часового уровня нет.

Для более точного анализа положения пересечения поляризуемостей, а также оценки глубины и скорости рассеяния атомом излучения ловушки на такой длине волны, мы провели следующие вычисления. Для расчета поляризуемости использовались данные о переходах, полученные в программе COWAN, за исключением двух переходов:

1.  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3F_4)5d_{3/2}6s^2; J = 5/2\rangle$  на длине волны 806.85 нм с вероятностью перехода  $A_1 = 7500\text{ с}^{-1}$ , взятой из [40].
2.  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3F_4)5d_{3/2}6s^2; J = 7/2\rangle$  на длине волны 809.5 нм. Экспериментальных данных по вероятности этого перехода нет, однако расчеты в COWAN говорят, что данный переход в 23 раза слабее первого, поэтому для дальнейших расчетов мы приписываем ему вероятность  $A_2 = 320\text{ с}^{-1}$ . Такой подход выбран исключительно для сравнения характеристик магических длин волн вблизи этих двух переходов.

Далее приведены расчеты поляризуемости в диапазоне длин волн 805 – 812 нм. На рисунке 4.5 приведены спектры тензорной и полной (для магнитного подуровня  $|m_F = 0\rangle$ ) поляризуемостей для нижнего (синий) и верхнего (красный) часовых уровней. Из данного рисунка видно, что вблизи обоих переходов есть пересечения полных поляризуемостей часовых уровней. Однако, вблизи перехода 806.85 нм скалярная и тензорная поляризуемости вычитаются, в то время как вблизи перехода 809.5 нм они складываются, что приводит



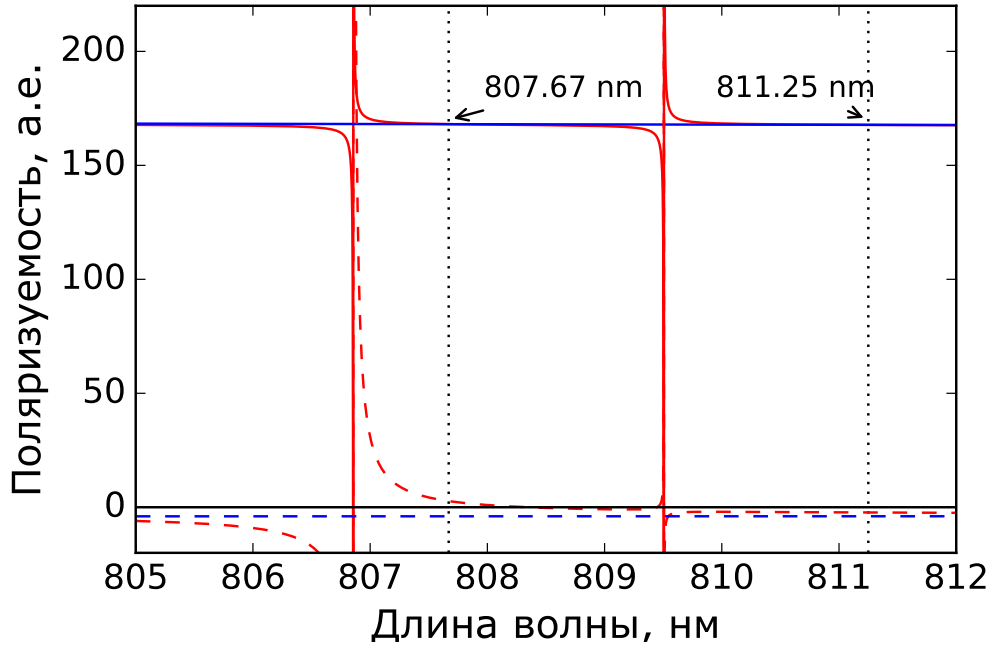


Рисунок 4.5 — Поляризуемости часовых уровней  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$  и  $|J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  в диапазоне длин волн 805 – 812 нм. Сплошными линиями указаны полные поляризуемости верхнего (красный) и нижнего (синий) часовых уровней. Видно, что вблизи обоих переходов присутствует пересечение поляризуемостей часовых уровней. Пунктирные линии соответствуют тензорным поляризуемостям. Вертикальными пунктирными линиями указаны положения пересечения динамических поляризуемостей уровней.

к тому, что итоговый контур поляризуемости вблизи длины волны 809.5 нм практически равен по ширине контуру вблизи 806.8 нм.

Как будет показано дальше, вследствие того, что вероятность второго перехода ниже, скорость нерезонансного рассеяния излучения оптической решетки на магической длине волны вблизи этого перехода будет ниже, чем вблизи первого. Помимо этого вследствие меньшей разности тензорных поляризуемостей часовых уровней на магической длине волны вблизи второго перехода чувствительность к сонаправленности магнитного поля и поляризации ловушки (что следует из коэффициента  $\beta$  в уравнении (4.2)) для второго перехода значительно меньше.

Для оптической дипольной ловушки (решетки) можно ввести несколько характерных параметров, а именно: глубина ловушки, скорость нерезонансного рассеяния излучения дипольной ловушки, значение гиперполяризуемости, а также скорость релаксации поляризации атомного ансамбля за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Последний член специфичен именно

для атома тулия вследствие большого магнитного момента атома в основном состоянии.

Глубину оптической решетки (в кельвинах) можно найти используя выражение

$$U [\text{K}] = \alpha[\text{a.e.}] \frac{2\pi a_0^3}{c k_B} I [\text{Вт/м}^2] \quad (4.10)$$

где  $I$  — интенсивность излучения в пучности решетки в  $\text{Вт/м}^2$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Поляризуемость основного уровня практически не меняется в диапазоне 805 — 812 нм, поэтому глубина ловушки будет одинакова на обеих магических длинах волн при равной мощности излучения.

Спонтанный распад возбужденного атома после поглощения им фотона оптической решетки приведет к декогеренции между часовыми уровнями, поэтому данный процесс необходимо учитывать при разработке стандарта частоты. Нерезонансная скорость рассеяния для перехода  $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$  (т. к. излучение оптической решетки имеет  $\pi$ -поляризацию) может быть найдена используя выражение [80]

$$\Gamma(\omega)_{0 \rightarrow 0} = I \sum'_{F'} \frac{\omega_{F'F}^2 + \omega^2}{[\omega_{F'F}^2 - \omega^2]^2} \frac{3\pi c^2 A_{F' \rightarrow F}}{\hbar \omega_{F'F}^3} \begin{pmatrix} F_u & 1 & F_d \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 (2F_u + 1) \Gamma_{F_u} \quad (4.11)$$

где  $\Gamma_{F_u}$  — скорость спонтанного распада уровня  $|F_u\rangle$ .

Оптическая решетка на длине волны 805 — 812 нм может быть получена с использованием титан-сапфирового лазера. При фокусировке излучения мощностью 0.5 Вт в пучок с перетяжкой 50 мкм (по уровню  $1/e^2$  по интенсивности) с совмещенным обратным пучком, т. е. в конфигурации одномерной оптической решетки, интенсивность излучения в пучности будет равна  $I = 50 \text{ кВт/см}^2$ , что соответствует глубине ловушки 20 мкК. Этого должно быть достаточно для перезахвата необходимого числа атомов из вторичной МОЛ с температурой атомов порядка 10 — 20 мкК [34, 36]. В связи с тем, что в диапазоне длин волн 805 — 812 нм нет переходов с нижнего часового уровня  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  атома тулия, скорость рассеяния фотонов оптической ловушки атомом, находящимся на этом уровне, крайне мала ( $\Gamma \ll 1 \text{ с}^{-1}$ ). Рассеяние атома на верхнем часовом уровне  $|J = 5/2, F = 3\rangle$  будет происходить за счет переходов на уровни  $|J = 5/2, F = 2\rangle$  и  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  состояния  $4f^{12}(^3F_4)5d_{3/2}6s^2$  на длинах волн 806.85 нм и 809.5 нм соответственно, т. к. для них коэффициенты Клебша-

Гордона в уравнении (4.11) не обнуляются. Скорость рассеяния  $\Gamma$  будет меньше  $1 \text{ с}^{-1}$  при отстройке магической длины волны от перехода 806.85 нм на  $\Delta\lambda \geq 0.2$  а. е. и на  $\Delta\lambda \geq 0.1$  а. е. от перехода 809.5 нм, что скорее всего будет выполнено (см. пересечение поляризуемостей часовых уровней на рисунке 4.5).

На скорость дипольной релаксации влияет расстояние между атомами в решетке [42], поэтому так как рассматриваемые длины волн близки, она будет практически одинакова для всего диапазона 805 – 812 нм (подробнее далее).

#### 4.1.6 Гиперполяризуемость

Положение магической длины волны зависит не только от дифференциальной поляризуемости часовых уровней, но также и от дифференциальной гиперполяризуемости (см. уравнение (4.1)) и интенсивности дипольной ловушки  $I$ . Скалярная гиперполяризуемость  $\gamma(\omega)$  может быть представлена в виде [92]

$$\gamma(\omega) = \frac{1}{4} (\gamma^+(\omega) + \gamma^-(\omega)), \quad (4.12)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma^+ = \frac{4}{\hbar^3} \sum'_{m,k,n} (D_z)_{gm} (D_z)_{mk} (D_z)_{kn} (D_z)_{ng} \times & \left( \frac{4\omega_{mg}\omega_{ng}}{\omega_{kg} (\omega^2 - \omega_{mg}^2) (\omega^2 - \omega_{ng}^2)} \right. \\ & \left. + \frac{1}{(\omega_{mg} - \omega)(\omega_{kg} - 2\omega)(\omega_{ng} - \omega)} + \frac{1}{(\omega_{mg} + \omega)(\omega_{kg} + 2\omega)(\omega_{ng} + \omega)} \right) \end{aligned} \quad (4.13)$$

и

$$\gamma^- = \frac{8}{\hbar^3} \sum'_{m,n} |(D_z)_{mg}|^2 |(D_z)_{ng}|^2 \times \frac{\omega_{mg} (\omega^2 + 3\omega_{ng}^2)}{(\omega^2 - \omega_{mg}^2) (\omega^2 - \omega_{ng}^2)^2}, \quad (4.14)$$

где  $(D_z)_{i,j}$  — матричный элемент  $z$ -проекции дипольного момента между уровнями  $i$  и  $j$ .

Для вычисления гиперполяризуемости мы использовали матричные элементы, их знаки и длины волн переходов, вычисленные с помощью пакета COWAN, для всех переходов, кроме 806.85 нм и 809.5 нм. Для перехода 806.85 нм использовались известные из эксперимента длина волны и веро-

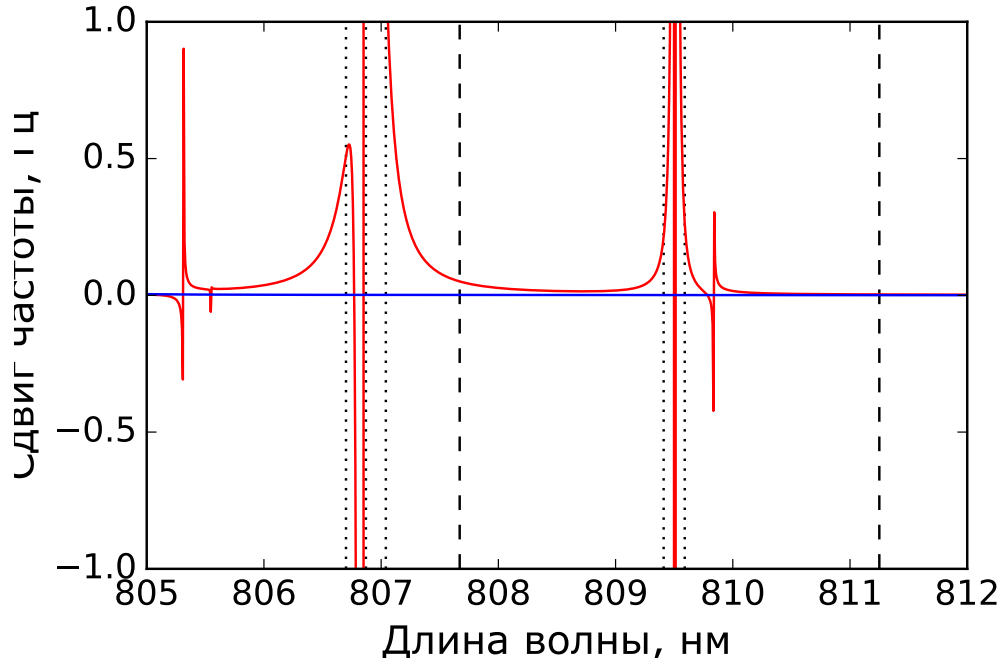


Рисунок 4.6 — Гиперполяризуемости часовых уровней  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$  и  $|J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  в диапазоне длин волн 805–812 нм. Синяя линия — нижний уровень, красная — верхний. Вертикальные штриховые линии — положения магических длин волн. Вертикальными пунктирными линиями обозначены границы областей, где скорость рассеяния фотонов оптической решетки при интенсивности излучения  $I = 50 \text{ кВт/см}^2$  больше  $1 \text{ с}^{-1}$ .

ятность перехода; знак матричного элемента был взят из численных расчетов. Для перехода 809.5 нм использовалась известная из эксперимента длина волны; вероятность перехода была получена домножением экспериментальной вероятности перехода 806.85 нм на коэффициент их отношения, полученный в COWAN и равный  $1/23$ ; знак матричного элемента был взят из численных расчетов.

Сдвиги верхнего и нижнего часовых уровней из-за гиперполяризуемости атома в оптической решетке в диапазоне длин волн 805–812 нм при интенсивности излучения в пучности  $I = 50 \text{ кВт/см}^2$  показаны на рисунке 4.6. Вертикальные пунктирные линии проведены на длинах волн, где скорость рассеяния фотонов оптической решетки равна  $1 \text{ с}^{-1}$  (подробнее в предыдущем параграфе). Эффект гиперполяризуемости приводит к крайне малому смещению положения магической длины волны, однако вносит дополнительную погрешность в значение частоты часового перехода, о чем более подробно будет говориться далее.

### 4.1.7 Сдвиги частоты часового перехода в оптической решетке

Захват атомов в оптическую дипольную ловушку на магической длине волны позволяет в первом приближении устранить дифференциальное смещение уровней за счет равенства поляризуемостей верхнего и нижнего часовых уровней. Однако 1) неидеальность юстировок и 2) флуктуации мощности ловушки при учете наличия гиперполяризуемости приводят к флуктуациям частоты часового перехода. Рассмотрим эти вклады подробнее.

1. Вследствие отличия тензорных поляризуемостей верхнего и нижнего часовых уровней на магической длине волны  $\Delta\alpha^t \sim 2$  а. е. (см. рис. 4.5) согласно уравнению (4.2) в главе 4.1.1 значение вклада дифференциальной поляризуемости в сдвиг частоты часового перехода зависит от точности совмещения поляризации решетки  $\vec{\epsilon}$  и направления внешнего магнитного поля  $\vec{B}_0$ , входящего в коэффициент  $\beta = \frac{(3|\vec{\epsilon}\cdot\vec{e}_B|^2-1)(3m_F^2-F(F+1))}{2F(2F-1)}$ . Однако, как например показано в работе [7], данный сдвиг можно контролировать на уровне единиц 18го знака.

2) Вклад гиперполяризуемости в смещение частоты часового перехода. Как видно на рис. 4.6, на рассчитанных магических длинах волн при интенсивности излучения  $I = 50$  кВт/см<sup>2</sup> сдвиг частоты часового перехода менее 100 мГц для длины волны 807.67 нм и менее 10 мГц на длине волны 811.25 нм. При учете вклада гиперполяризуемости вносится небольшая корректировка магической длины волны так, чтобы суммарный сдвиг, связанный с поляризуемостью и гиперполяризуемостью, оказался равен нулю. При контроле интенсивности излучения с точностью  $\delta I/I = 10^{-3}$  даже для самой консервативной оценки вклада гиперполяризуемости 0.5 Гц (с учетом неточности расчета значения магической длины волны), погрешность составит  $\Delta\nu^{hp} = \frac{\delta I}{I} \frac{\Delta\gamma}{64} I^2 = 0.5$  мГц.

## 4.2 Магнитные взаимодействия

### 4.2.1 Магнитное диполь-дипольное взаимодействие

Наличие магнитного момента у атома тулия в основном состоянии, равного  $4\mu_B$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора, приводит к наличию магнитного диполь-дипольного взаимодействия между атомами. Потенциал взаимодействия двух атомов равен

$$U_{dd}(\vec{r}) = \mu_0 (g_F \mu_B)^2 \frac{\hat{F}_1 \cdot \hat{F}_2 - 3(\hat{F}_1 \cdot \hat{r})(\hat{F}_2 \cdot \hat{r})}{4\pi r^3} \quad (4.15)$$

где  $\vec{F}_{1,2}$  — полный момент каждого атома,  $\mu_0$  — магнитная восприимчивость вакуума,  $\vec{r}$  — радиус вектор, соединяющий два атома, и  $g_F$  — g-фактор Ланде основного состояния. Для тулия в основном состоянии  $g_F \approx 1$ .

При неравномерной заселенности ячеек оптической решетки и произвольной взаимной ориентации двух спинов магнитное взаимодействие может приводить к неоднородному уширению и сдвигу частоты часового перехода, которые равны по порядку величины и масштаба энергии взаимодействия между соседними атомами. Для двух атомов тулия в соседних ячейках оптической решетки на длине волны 800 нм, находящихся в состоянии  $|m_{F_{1,2}} = 4\rangle$ , энергия взаимодействия (4.15) соответствует сдвигу частоты

$$\Delta f_{dd} \approx \frac{\mu_0 (m \mu_B)^2}{4\pi r^3 h} \quad (4.16)$$

который для рассматриваемой конфигурации порядка 10 Гц. Столь большое значение сдвига частоты перехода, особенности учитывая сильную зависимость от расстояния до ближайших атомов и их количества, приводит к необходимости поиска конфигурации эксперимента, когда этот сдвиг будет строго равен нулю. Это возможно только в случае двумерного расположения атомов в узлах двумерной (или вырожденной трехмерной) оптической решетки с осью квантования перпендикулярной плоскости удерживаемых атомов и при спек-

троскопии перехода  $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$ , который оказывается нечувствительным к данному сдвигу.

Однако, даже в такой специфичной конфигурации, межатомное магнитное диполь-дипольное взаимодействие влияет на состояние системы, так как приводит к спиновой релаксации: атомный ансамбль, подготовленный в поляризованном состоянии, будет постепенно терять поляризацию. С целью оценки времени релаксации мы решили уравнение Шредингера с потенциалом взаимодействия, заданным в уравнении (4.15) для двух, трех, четырех и пяти атомов в соседних ячейках двумерной оптической решетки в основном состоянии со значением полного момента  $F_1 = F_2 = \dots = 4$ , подготовленных в начальный момент времени в поляризованном состоянии  $|m = 0\rangle \otimes \dots \otimes |m = 0\rangle$  во внешнем бесконечно малом магнитном поле, направление которого задает ось квантования. Расстояние между атомами равно  $a = 400$  нм, что соответствует половине длины волны оптической решетки. Относительное расположение атомов показано на рисунке 4.7, где также показана динамика состояния спина центрального атома, который отмечен синим цветом.

Для двух, трех и четырех атомов уравнение Шредингера было решено точно. Для пяти атомов размер гильбертова пространства слишком велик, поэтому мы ограничились возможными проекциями спина  $m_i = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ . Для оценки точности при таком подходе мы решили уравнение Шредингера для двух, трех и четырех атомов в полном и уменьшенном гильбертовом подпространстве  $m_i = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ . На вставке на рисунке 4.7 видно, что результаты точного и приближенного решений хорошо согласуются в течение первых 50 мс эволюции системы. В предположении, что в равновесном состоянии населенности всех магнитных подуровней должны быть одинаковы, средняя вероятность обнаружить центральный спин в состоянии  $|m = 0\rangle$  равна  $1/9$  для полного гильбертова пространства и  $1/5$  для усеченного гильбертова пространства. Этот факт и объясняет различия в точном и приближенном решении на больших временах (более 50 мс), т. к. к этому моменту времени вероятность найти атом на подуровне, не учитываемом в усеченном гильбертовом пространстве, становится не пренебрежимо малой величиной. Время релаксации мы определяли по моменту достижения вероятности нахождения центрального спина в состоянии  $|m = 0\rangle$  значения 0.7. Это время составило 20, 13, 11 и 10 мс для двух, трех, четырех и пяти спинов соответственно (рисунок 4.7).

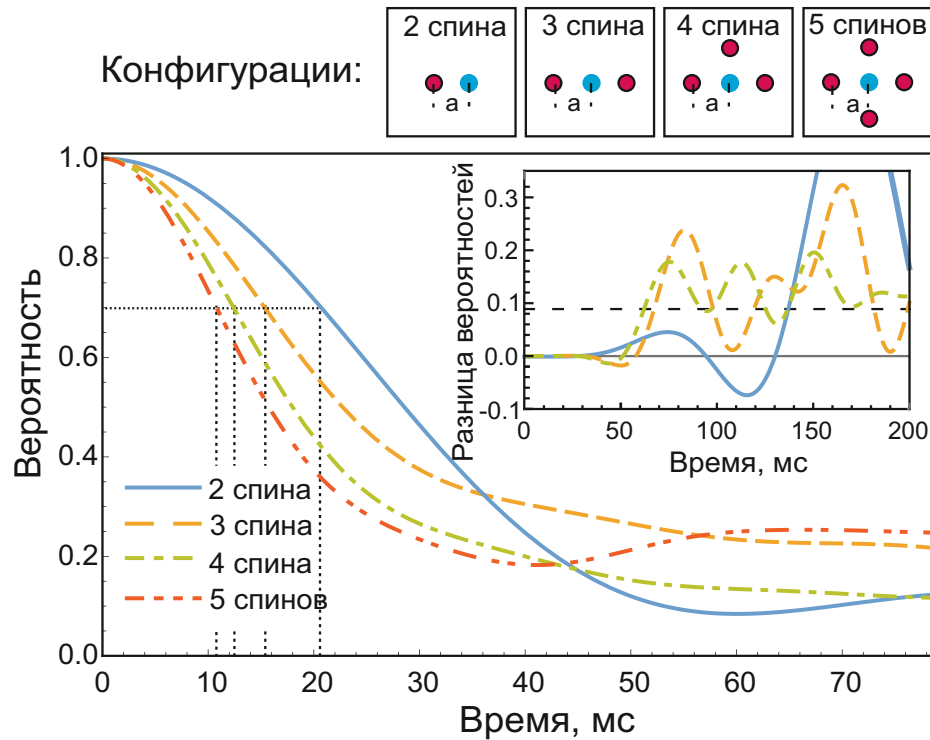


Рисунок 4.7 — Динамика релаксации поляризации атомов в оптической решетке. Верхний ряд: Конфигурации атомов, используемые в расчетах,  $a = 400$  нм — межатомное расстояние, ось квантования перпендикулярна плоскости рисунка; Основной рисунок: вероятность найти центральный (синий) атом в состоянии  $|m = 0\rangle$  для 2, 3, 4 и 5 атомов в двумерной оптической решетке. На больших временах вероятность нахождения атома в  $|m = 0\rangle$  приближается к значению в полностью неполяризованном состоянии, когда все магнитные подуровни заселены с одинаковой вероятностью. Вставка: Отличие значения вероятности нахождения атома в состоянии  $|m = 0\rangle$  между точным решением и решением в усеченном гильбертовом пространстве для 2, 3 и 4 атомов. Горизонтальная пунктирная линия — вероятность для неполяризованного состояния.



Таким образом, при спектроскопии перехода  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  в атомах, захваченных в двумерную оптическую решетку, магнитное диполь-дипольное взаимодействие не приводит к сдвигу частоты часового перехода, однако ограничивает время работы с поляризованным атомным ансамблем на уровне 10 мс.

#### 4.2.2 Взаимодействие атома с внешним магнитным полем

Как уже было сказано, мы планируем использовать переход  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  в качестве часового. Для того, чтобы иметь возможность возбуждать именно данный переход среди всех возможных между различными магнитными компонентами часовых уровней  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  и  $|J = 5/2, F = 3\rangle$ , необходимо приложить внешнее магнитное поле чтобы расщепить данный переход на отдельно стоящие линии и использовать пробное излучение  $\pi$ -поляризации (аналогично тому, как это было описано в главе 3.4.3).

Запишем гамильтониан атома, включающий в себя сверхтонкое взаимодействие и взаимодействие с внешним магнитным полем  $\vec{B}_0$  (учтено, что нет квадрупольного взаимодействия с ядром вследствие значения спина ядра  $I = 1/2$ ):

$$\hat{H} = hA_{hf}\hat{I} \cdot \hat{J} - g_I\mu_N\hat{I} \cdot \vec{B}_0 - g_J\mu_B\hat{J} \cdot \vec{B}_0 \quad (4.17)$$

где  $A_{hf}$  — постоянная сверхтонкого взаимодействия (подробнее в главе 1),  $g_I$  — ядерный g-фактор Ланде,  $g_J$  — электронный g-фактор Ланде,  $\mu_N$  — ядерный магнетон,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Для случая  $J = 1/2$  собственные значения данного гамильтониана выражаются известной формулой Брейта-Раби [93]. Для уровней тонкой структуры атома тулия полный электронный момент  $J \neq 1/2$ , зато спин ядра  $I = 1/2$  и вследствие симметрии гамильтониана (4.17) относительно операторов  $\hat{I}$  и  $\hat{J}$  его собственные значения можно найти записав формулу Брейта-Раби с формальной заменой  $I \leftrightarrow J$ ,  $g_I \leftrightarrow g_J$ ,  $\mu_N \leftrightarrow \mu_B$ . Полученное выражение для энергии магнитного подуровня  $m_F$  сверхтонкой компо-

ненты  $F$  будет иметь следующий вид:

$$E_F(m_F, B_0) = -\frac{E_{hf}}{2(2J+1)} + g_J \mu_B B_0 m_F \pm \frac{E_{hf}}{2} \sqrt{1 - \frac{4m_F}{2J+1}x + x^2} \quad (4.18)$$

где  $E_{hf} = 1/2 \hbar A_{hf}(2J+1) = \hbar \Delta \nu_{hf}$  — энергия расщепления сверхтонких подуровней,  $x = (g_J - g_I) \mu_B B_0 / E_{hf}$  — параметр, примерно равный отношению смещения рассматриваемого уровня в магнитном поле к величине сверхтонкого расщепления (параметр малости). Знак «+» используется в случае  $F = J + 1/2$ , знак «-» — если  $F = J - 1/2$ .

Для задания оси квантования обычно прикладывается магнитное поле  $B_0 \sim 1$  Гс. В этом случае параметр  $x \ll 1$  и подкоренное выражение в (4.18) можно разложить в ряд Тейлора, оставив члены до 2 степени по  $x$ :

$$E_{F=J\pm 1/2}(m_F, B_0) = E_F^0 + g_F \mu_B B_0 m_F \pm \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2 B_0^2}{4E_{hf}} \left(1 - \frac{m_F^2}{(2J+1)^2}\right) \quad (4.19)$$

где  $E_F^0 = 1/2 A (F(F+1) - J(J+1) - I(I+1))$  — смещение сверхтонкого уровня в нулевом внешнем магнитном поле (таблица 1 в главе 1),  $g_F$  — g-фактор Ланде для конкретного сверхтонкого уровня.

Проанализируем сперва сдвиг часового перехода  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$  во внешнем магнитном поле  $B_0$ :

$$\Delta \nu_{clock}^{qz} = \frac{1}{\hbar} (E_{|J=5/2, F=3\rangle}(m_F = 0, B_0) - E_{|J=7/2, F=4\rangle}(m_F = 0, B_0)) = \beta B_0^2 \quad (4.20)$$

Здесь  $\beta = \frac{(g_{5/2} - g_I)^2 \mu_B^2}{4\hbar^2 E_{5/2}^0} - \frac{(g_{7/2} - g_I)^2 \mu_B^2}{4\hbar^2 E_{7/2}^0} = -257.2$  Гц/Гс<sup>2</sup>,  $E_{5/2}^0 = \hbar \times (1496.550(1)$  МГц),  $E_{7/2}^0 = \hbar \times (2114.946(1)$  МГц) — значения сверхтонкого расщепления нижнего  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2\rangle$  и верхнего  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  часовых уровней [94],  $g_{7/2} = 1.141189(3)$  [93] и  $g_{5/2} = 0.855(1)$  [95] их g-факторы Ланде,  $g_I = 0.2310(15)$  [93] — ядерный g-фактор. Столь большое значение квадратичного сдвига (в сравнении с другими стандартами на нейтральных атомах [27]) объясняется относительно небольшим значением сверхтонкого расщепления часовых уровней.

Вследствие значительного отличия  $g$ -факторов Ланде основного  $g_g \equiv g_{|J=7/2, F=4\rangle} = 1$  и верхнего  $g_u \equiv g_{|J=5/2, F=3\rangle} = 0.71$  часовых уровней зеемановский сдвиг всех переходов, кроме  $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$  в полях  $\sim 1$  Гс будет практически линейным:

$$h\Delta\nu = (g_u m_{F'} - g_g m_F) \times \mu_B B_0 \quad (4.21)$$

где  $m_F$  и  $m_{F'}$  — магнитные квантовые числа нижнего и верхнего подуровней. В случае  $\pi$ -переходов линейный сдвиг зеемана будет равен

$$\Delta\nu = 0.42 m_F B \text{ [МГц]} \quad (4.22)$$

при подстановке значения магнитного поля в гауссах.

Приведем также значение расщепления крайних переходов  $|m_F = -4\rangle \rightarrow |m_{F'} = -3\rangle$  и  $|m_F = 4\rangle \rightarrow |m_{F'} = 3\rangle$ , которое напрямую следует из формулы (4.21):

$$\Delta\nu_{outter} = \Delta\nu_{|m_F=-4\rangle \rightarrow |m_{F'}=-3\rangle} - \Delta\nu_{|m_F=4\rangle \rightarrow |m_{F'}=3\rangle} = (8g_u - 7g_g)\mu_B B_0 = 6B_0 \text{ [МГц]} \quad (4.23)$$

где магнитное поле  $B_0$  также в гауссах.

Мы планируем использовать задающее магнитное поле  $B_0 = 10.0$  мГс. Согласно формуле (4.20) сдвиг частоты часового перехода вследствие квадратичного эффекта Зеемана будет равен  $\Delta\nu_{clock}^{qz} = \beta B_0^2 = -25.7$  мГц, что соответствует относительному сдвигу частоты часового перехода  $\approx 10^{-16}$ . Коэффициент  $\beta$  известен с достаточно хорошей точностью, лучше 1%, поэтому ошибка частоты перехода вследствие наличия смещения из-за квадратичного эффекта Зеемана будет практически полностью определяться точностью задания и измерения внешнего магнитного поля  $B_0$ . Значение  $B_0$  можно определять [96] по измерению разности частот  $\Delta\nu_{outter}$  внешних переходов  $|m_F = -4\rangle \rightarrow |m_{F'} = -3\rangle$  и  $|m_F = 4\rangle \rightarrow |m_{F'} = 3\rangle$  из формулы (4.23). Во внешнем магнитном поле  $B_0 = 10$  мГс разность частот составит  $\Delta\nu_{outter} = 60$  кГц. Уширения и дополнительный сдвиг перехода вследствие межатомного диполь-дипольного взаимодействия не превышают 100 Гц. Соответственно стабилизируя прикладываемое магнитное поле с точностью 0.1 мГс (см. например [3]), ошибка измерения при-

ложенного поля также составит 0.1 мГц. Такая точность контроля внешнего магнитного поля приведет к значению вклада зеемановского сдвига в неточность определения частоты часового перехода равному  $2\beta B_0 \Delta B_0 = 0.5$  мГц ( $2 \times 10^{-18}$  в относительных единицах) после корректировки сдвига.

### 4.3 Сдвиг вследствие взаимодействия с тепловым излучением

Так как окружение вакуумной камеры находится при комнатной температуре, можно считать, что в области нахождения облака атомов тепловое излучение равновесное и его спектральная плотность задается формулой Планка

$$u(\omega, T) = \frac{2\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (4.24)$$

что соответствует среднеквадратичной напряженности электрического поля

$$\langle E^2(\omega) \rangle = \frac{\omega^2}{2\pi^2 c^3 \epsilon_0} \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (4.25)$$

Сдвиг частоты часового перехода  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в атоме тулия за счет динамического эффекта Штарка в поле теплового излучения можно записать как

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{clock}^{BBR} &= \frac{1}{\hbar} \int_0^\infty \frac{4\pi\epsilon_0 a_0^3 (\alpha_{lower}^s(\omega) - \alpha_{upper}^s(\omega))}{2} \langle E^2(\omega) \rangle d\omega \\ &= \int_0^\infty \frac{a_0^3 \omega^3 (\alpha_{lower}^s(\omega) - \alpha_{upper}^s(\omega))}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} d\omega \quad (4.26) \end{aligned}$$

где поляризуемости входят в атомных единицах. На рисунке 4.8 представлены спектр среднеквадратичного значения напряженности электрического поля теплового излучения, а также спектры скалярных поляризуемостей для верхнего и нижнего часовых уровней. В связи с отсутствием переходов в среднем инфракрасном диапазоне с часовых уровней, где спектральная плотность теплового излучения максимальна, в уравнении (4.26) можно заменить динамические

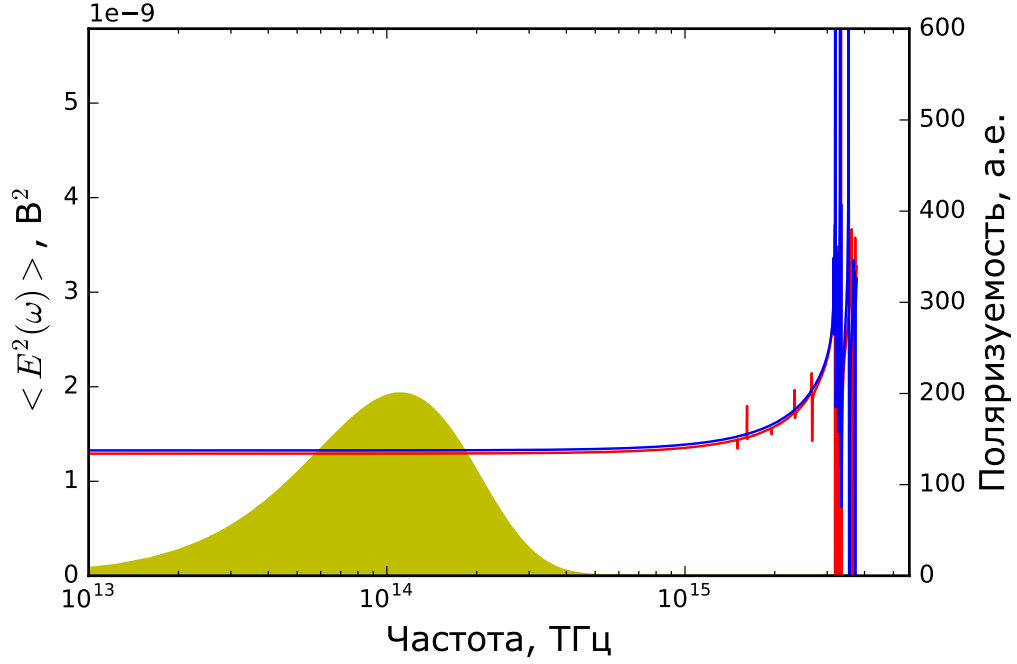


Рисунок 4.8 — Спектр среднеквадратичной напряженности электрического поля теплового излучения при температуре  $T = 300$  К (желтая область и левая шкала) и спектр скалярных поляризуемостей нижнего (синий) и верхнего (красный) часовых подуровней атома тулия (правая шкала).

скалярные поляризуемости на статические и вынести их из под знака интеграла. Получим

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{clock}^{statBBR} &= -\Delta\alpha_0^s \int_0^\infty \frac{a_0^3 \omega^3}{\pi^2 c^3 \left( e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right)} d\omega \\ &= -\Delta\alpha_0^s \frac{a_0^3 \pi^2 k_B^4}{15 c^3 \hbar^4} T^4 = -1.17 \times 10^{-12} \Delta\alpha_0^s [\text{a.e.}] T^4 [\text{K}] \quad (4.27) \end{aligned}$$

где  $\Delta\alpha_0^s = \alpha_{upper}^s - \alpha_{lower}^s$  - разность статических скалярных поляризуемостей верхнего и нижнего часовых уровней. Для полученной в главе 4.1.1 разностной статической скалярной поляризуемости  $\Delta\alpha_0^s = 2$  а. е., при  $T = 300$  К статический сдвиг частоты часового перехода за счет взаимодействия с излучением черного тела равен  $\Delta\nu_{clock}^{statBBR} = 20$  мГц, или  $8 \times 10^{-17}$  в относительных единицах, что на 1.5 – 2 порядка меньше чем в атомах стронция и иттербия и уступает только стандарту на ионах  $Al^+$  [27,97]. Как отмечалось в обсуждении в главе 4.1.1, отличие статических поляризуемостей определяется в основном вкладом непрерывного спектра, при этом отличие вклада дискретного спектра

меньше 0.1 а. е., поэтому мы полагаем, что выше приведена оценка сверху на влияние теплового излучения на частоту перехода.

В работах [7, 98] представлены протоколы точного измерения и контроля сдвига частоты часового перехода за счет излучения черного тела. При этом на первый план выходит учет так называемого динамического сдвига, который обусловлен взаимодействием теплового излучения с атомными резонансными переходами. Согласно [99]

$$\Delta E_{BBR}^{dyn} = \frac{\hbar}{2\pi} \left( \frac{k_B T}{\hbar} \right) \times \sum' \frac{2J_u + 1}{2J_d + 1} \frac{A_{J_u \rightarrow J_d}}{\omega_{ud}^3} G \left( \frac{\hbar \omega_{ud}}{k_B T} \right) \quad (4.28)$$

где

$$G(y) = \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} \left( \frac{1}{y - x} + \frac{1}{y + x} - \frac{2}{y} \right) dx \approx \frac{16\pi^6}{63y^3} \text{ при } y \gg 1 \quad (4.29)$$

Суммирование ведется по всем переходам с рассматриваемого часового уровня,  $\omega_{ud}$  — угловые частоты переходов,  $A_{J_u \rightarrow J_d}$  — коэффициенты Эйнштейна (скорость спонтанного распада на нижний подуровень). При комнатной температуре смещение верхнего часового уровня равно 1.51 мГц, нижнего 1.52 мГц, поэтому дифференциальный сдвиг частоты часового перехода за счет динамического вклада взаимодействия с излучением черного тела составит -0.01 мГц или  $< 10^{-19}$  в относительных единицах.

## 4.4 Другие сдвиги

### 4.4.1 Взаимодействие ван дер Ваальса

Электростатическое взаимодействие ван дер Ваальса между двумя нейтральными атомами приводит к сдвигу частоты перехода порядка  $-(C_6 a_B^6 E_H)/(h r^6)$ , где  $C_6$  — коэффициент ван дер Ваальса в атомных единицах,  $a_B$  — радиус Бора,  $E_H$  — энергия Хартри. По аналогии с [100] мы оценили  $C_6 \sim 6000$  а. е. для основного уровня атома тулия. При межатомном расстоя-

нии 400 нм (атомы находятся в оптической решетке с длиной волны 800 нм) ван дер Ваальсовский сдвиг частоты будет менее 0.1 мГц или  $4 \times 10^{-19}$  в относительных единицах.

#### 4.4.2 Квадрупольное взаимодействие

Для оценки вклада квадруполь-квадрупольного взаимодействия был вычислен квадрупольный момент атома тулия в основном состоянии используя программный пакет COWAN. Получено значение квадрупольного момента  $D \sim 0.5 ea_B^2$  ( $e$  — элементарный заряд) и соответствующий сдвиг частоты часового перехода  $D^2/(4\pi\epsilon_0 r^5 h) < 0.1$  мГц.

#### 4.4.3 Эффект затягивания линии

Во внешнем магнитном поле  $B_0 = 10$  мГц переход  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  будет расщеплен по значениям проекции магнитного момента. Остаточная населенность подуровней  $m_F = \pm 1$  приводит к возможности возбуждения переходов  $|m_F = \pm 1\rangle \rightarrow |m_{F'} = \pm 1\rangle$ ; помимо этого, неидеальное совмещение направления внешнего магнитного поля  $\vec{B}_0$  и поляризации излучения часового лазера приводит к наличию  $\sigma^\pm$  компонент пробного излучения и возбуждению переходов  $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = \pm 1\rangle$ , что может привести к эффекту смещения центра линии (затягиванию линии). В обоих случаях расстояние между частотой часового перехода и ближайшего побочного перехода не менее  $10^2 \gamma \approx 2$  кГц (подробнее в главе 4.2.2), где  $\gamma = 20$  Гц — верхняя граница ширины часового перехода. Некогерентное затягивание линии в данном случае пренебрежимо мало ( $\Delta\nu < 10^{-5}$  Гц). Так как для считывания эффективности возбуждения часового перехода стандартным методом является спектроскопия поглощения резонансного излучения атомным ансамблем, то когерентное затягивание линии [101] не должно иметь место.

Таблица 4 — Бюджет ошибок для стандарта частоты на атомах тулия на магнитодипольном переходе 1.14 мкм. Атомы удерживаются в двумерной оптической решетке на длине волны около 811 нм с интенсивностью в пучностях 50 кВт/см<sup>2</sup>.

Вклад	Сдвиг		Погрешность	
	мГц	отн. $\times 10^{-18}$	мГц	отн. $\times 10^{-18}$
Тепловое излучение ( $T = 300 \pm 3$ К) дин. эффект Штарка	20	76	0.8	3
Квадратичный зеемановский ( $B_0 = 10.0 \pm 0.1$ мГц)	-25.7	-100	0.5	2
Гиперполяризуемость	0	0	0.5	2
Тензорная поляризуемость и затягивание линии	0	0	<0.2	<1
Ван дер Ваальсовское и квадрупольное взаимодействия	0.1	0.04	0.1	0.04
Итого	-6	-24	1.2	5

#### 4.5 Итоговый бюджет ошибок

Итоговый бюджет ошибок приведен в таблице 4, суммарная погрешность составила 1.2 мГц или  $5 \times 10^{-18}$  относительных единиц. Этот результат соответствует современному мировому уровню, хоть и уступает лучшим оптическим часам на атомах стронция и иттербия [7, 24]



## 4.6 Основные результаты Главы 4

1. Проведен расчет спектра динамической поляризуемости часовых уровней  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  и  $|J = 5/2, F = 3\rangle$  в диапазоне длин волн 400 – 1200 нм. Полученные значения динамических поляризуемостей на длине волны 532 нм согласуются с полученными в главе 3 экспериментальными значениями.
2. Получены значения статических скалярных и тензорных поляризуемостей часовых уровней  $|J = 7/2, F = 4\rangle$  и  $|J = 5/2, F = 3\rangle$  равные  $\alpha_{|J=7/2, F=4\rangle}^s = 146.5$  а.е.,  $\alpha_{|J=7/2, F=4\rangle}^t = -2.7$  а.е. и  $\alpha_{|J=5/2, F=3\rangle}^s = 148$  а.е.,  $\alpha_{|J=5/2, F=3\rangle}^t = -2.3$  а.е. Скалярные статические поляризуемости часовых уровней имеют близкие значения, как и ожидалось вследствие экранирования  $4f$  электронной оболочки.
3. Установлено, что вблизи переходов на 807 нм и 809 нм с верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  имеется пересечение кривых динамических поляризуемостей часовых уровней и, соответственно, наличие магической длины волны. Проведен подробный анализ характеристик оптической решетки вблизи этих длин волн, а именно найдена глубина ловушки, скорость нерезонансного рассеяния и гиперполяризуемость.
4. Проведено моделирование диполь-дипольного взаимодействия атомов тулия в двумерной оптической решетке. Показано, что частота перехода  $|F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$  не смещается вследствие данного взаимодействия при расположении атомов в узлах двумерной оптической решетки, однако данное взаимодействие приводит к релаксации поляризации атомного ансамбля с характерным временем 10 – 20 мс.
5. Проведена оценка сдвига частоты часового перехода за счет внешних магнитных и электрических полей, в том числе излучения черного тела, диполь-дипольного, квадрупольного и ван дер Ваальсовского взаимодействия и составлен бюджет погрешностей предлагаемых оптических часов на переходе 1.14 мкм в атоме тулия с суммарной относительной погрешностью  $5 \times 10^{-18}$

## Заключение

В работе были получены следующие основные результаты:

1. Путем стабилизации частоты излучения полупроводникового лазера на квантовых точках на длине волны 1.14 мкм к высокодобротному ULE-резонатору достигнуто сужение спектральной ширины линии генерации лазера не хуже 100 Гц и долговременная стабильность частоты на уровне 1 МГц/день.
2. Впервые был зарегистрирован часовой переход в атомах тулия  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2, F = 3\rangle$  в магнито-оптической ловушке на длине волны 1.14 мкм по уменьшению числа атомов в ловушке при резонансе; наблюдалась спектральная ширина контура линии  $\leq 1$  МГц, обусловленная уширением излучением и градиентным магнитным полем МОЛ.
3. Собрана оптическая схема для создания одномерной и двумерной оптических дипольных ловушек и одномерной оптической решетки на длине волны 532 нм. Осуществлен перезахват атомов тулия из МОЛ в одномерную и двумерную оптические дипольные ловушки и оптическую решетку с эффективностью перезахвата 10 %, 20 % и 50 % соответственно, начальная температура и число атомов в МОЛ 20 мкК и  $3 \times 10^6$  соответственно.
4. Определены динамические скалярные поляризуемости верхнего и нижнего часовых уровней атома тулия на длине волны 532 нм. Поляризуемость нижнего уровня получена из измерений спектров параметрических резонансов атомов тулия в оптической дипольной ловушке и оптической решетке на длине волны 532 нм, возбуждение которых проводилось путем гармонической модуляции мощности излучения, формирующего ловушки; поляризуемость верхнего уровня найдена из измерений сдвига частоты часового перехода в оптической решетке в зависимости от мощности формирующего ее излучения и полученного ранее значения поляризуемости нижнего уровня. Значения поляризуемостей в пределах погрешности измерений совпадают с рассчитанными теоретически.

5. Измерено время жизни верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^o)6s^2; J = 5/2\rangle$  в оптической решетке на длине волны 532 нм  $\tau = 112(4)$  мс. В эксперименте регистрировалась доля атомов, распавшихся с верхнего часового уровня на нижний, в зависимости от времени после возбуждения атомов резонансным излучением 1.14 мкм на верхний часовой уровень.
6. Проведен расчет и анализ динамических и статических поляризуемостей часовых уровней атома тулия, предсказано положение двух магических длин волн вблизи 807 нм и малая ( $\Delta\alpha^s < 2$  а.е.) дифференциальная статическая скалярная поляризуемость часовых уровней.
7. Получены оценки потенциальных сдвигов и систематических погрешностей частоты часового перехода 1.14 мкм в атоме тулия не более  $5 \times 10^{-18}$  отн. ед. Основной вклад вносят сдвиги частоты вследствие взаимодействия атома с тепловым излучением, внешним магнитным полем (квадратичный эффект Зеемана) и оптической решеткой (гиперполяризуемость).

## Благодарности

Хочу поблагодарить своего научного руководителя член-корр. РАН, д.ф.-м.н. Колачевского Николая Николаевича за неоценимую помощь и наставления, зав. Лабораторией оптики активных сред ФИАН проф., д.ф.-м.н. Сорокина Вадима Николаевича за внимание работе и ценные советы, и всех коллег по лаборатории за постоянную поддержку и дружественную рабочую атмосферу.

## Список сокращений и условных обозначений

МОЛ - Магнито-оптическая ловушка

ФЭУ - Фотоэлектронный умножитель

АОМ - Акусто-оптический модулятор

$L$  - Полный электронный орбитальный момент

$S$  - Полный электронный спин

$I$  - Полный ядерный спин

$J$  - Полный электронный момент

$F$  - Полный момент атома

$h$  - Постоянная Планка

$\hbar = h/2\pi$  - Приведенная постоянная Планка

$m$  - Масса электрона

$e$  - Элементарный заряд

$c$  - Скорость света в вакууме

$a_0$  - Радиус Бора

$\mu_B$  - Магнетон Бора

а.е. - Атомная единица

$\alpha$  - Постоянная тонкой структуры

$\nu, f$  - Частота

$\omega$  - Угловая частота

$\lambda$  - Длина волны

$\gamma$  - Естественная спектральная ширина перехода

$\Gamma = 2\pi \times \gamma$  - Скорость спонтанного распада

$A_f$  - Постоянная тонкой структуры энергетического уровня

$E_K$  - Энергия уровня К

$A_{hf}^J$  - Константа сверхтонкого взаимодействия для уровня J

$W$  - Вероятность перехода между энергетическими уровнями

## Список литературы

1. Lewandowski W., Arias E.F. / GNSS times and UTC // *Metrologia*. — 2011. — Vol. 48, no. 4. — Pp. S219–S224.
2. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения / Пер. с англ. Н.Н. Калачевского. — М.: Физматлит, 2009.
3. Rosenband T., Hume D.B., Schmidt P.O. et al. / Frequency ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place // *Science*. — 2008. — Vol. 319, no. 5871. — Pp. 1808—1812.
4. Ycas G.G., Quinlan F., Diddams S.A. et al. / Demonstration of on-sky calibration of astronomical spectra using a 25 GHz near-IR laser frequency comb // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20, no. 6. — Pp. 6631–6643.
5. Schiller S., Görlitz A., Nevsky A. et al. / The space optical clocks project: development of high-performance transportable and breadboard optical clocks and advanced subsystems // European Frequency and Time Forum (EFTF), 2012 / IEEE. — 2012. — Pp. 412–418.
6. Huntemann N., Sanner C., Lipphardt B. et al. / Single-Ion Atomic Clock with  $3 \times 10^{-18}$  Systematic Uncertainty // *Physical Review Letters*. — 2016. — Vol. 116, no. 6. — P. 063001. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.063001>.
7. Nicholson T.L., Campbell S.L., Hutson R.B. et al. / Systematic evaluation of an atomic clock at  $2 \times 10^{-18}$  total uncertainty. // *Nature communications*. — 2015. — Vol. 6. — P. 6896. — URL: <http://www.nature.com/ncomms/2015/150421/ncomms7896/full/ncomms7896.html>.
8. Chen J.S., Brewer S.M., Chou C.W. et al. / Sympathetic Ground State Cooling and Time-Dilation Shifts in an  $27\text{Al}^+$  Optical Clock // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 118, no. 5. — P. 053002. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.053002>.
9. Yamanaka K., Ohmae N., Ushijima I. et al. / Frequency Ratio of  $199\text{Hg}$  and  $87\text{Sr}$  Optical Lattice Clocks beyond the SI Limit // *Physical Review Letters*.

- 2015. — Vol. 114, no. 23. — P. 230801. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.230801>.
10. Lombardi M.A., Heavner T.P., Jefferts S.R. / NIST Primary Frequency Standards and the Realization of the SI Second // *NCSL International Measure*. — 2007. — Vol. 2, no. 4. — P. 74.
  11. Jeanneret B., Benz S.P. / Application of the Josephson effect in electrical metrology // *European Physical Journal: Special Topics*. — 2009. — Vol. 172, no. 1. — Pp. 181–206.
  12. von Klitzing K. / Metrology in 2019 // *Nature Physics*. — 2017. — Vol. 13. — P. 2019.
  13. Milton M.J.T., Davis R., Fletcher N. / Towards a new SI: a review of progress made since 2011 // *Metrologia*. — 2014. — Vol. 51, no. 3. — Pp. R21–R30. — URL: <http://stacks.iop.org/0026-1394/51/i=3/a=R21?key=crossref.cc5ad60a399ab431ee6cb242665f03c1>.
  14. Predehl K., Grosche G., Raupach S.M.F. et al. / A 920-Kilometer Optical Fiber Link for Frequency Metrology at the 19th Decimal Place // *Science*. — 2012. — Vol. 336, no. 6080. — Pp. 441–444. — URL: <http://science.sciencemag.org/content/336/6080/441.abstract>.
  15. Riehle F. / Optical clock networks // *Nature Photonics*. — 2017. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 25–31. — URL: <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphoton.2016.235>.
  16. Schiller S., Tino G.M., Gill P. et al. / Einstein Gravity Explorer—a medium-class fundamental physics mission // *Experimental astronomy*. — 2009. — Vol. 23, no. 2. — Pp. 573–610.
  17. Chou C.W., Hume D.B., Rosenband T., Wineland D.J. / Optical Clocks and Relativity // *Science*. — 2010. — Vol. 329. — Pp. 1630–1633.
  18. Cao J., Zhang P., Shang J. et al. / A transportable  $^{40}\text{Ca}^+$  single-ion clock with  $7.7 \times 10^{-17}$  systematic uncertainty // *arXiv preprint arXiv:1607.03731*. — 2016. — Pp. 1–10. — URL: <http://arxiv.org/abs/1607.03731>.

19. Koller S.B., Grotti J., Al-Masoudi A. et al. / Transportable Optical Lattice Clock with  $7 \times 10^{-17}$  Uncertainty S. // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 116, no. 6. — P. 063001. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.063001>.
20. Fortier T. M., Kirchner M. S., Quinlan F. et al. / Generation of Ultrastable Microwaves via Optical Frequency Division // *Nature Photonics*. — 2011. — Vol. 5, no. 7. — Pp. 425–429. — URL: <http://arxiv.org/abs/1101.3616>.
21. Xie X., Bouchand R., Nicolodi D. et al. / Photonic microwave signals with zeptosecond level absolute timing noise // *Nature Photonics*. — 2017. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 44–47. — URL: <http://arxiv.org/abs/1610.01445>.
22. Ushijima I., Takamoto M., Das M. et al. / Cryogenic optical lattice clocks // *Nature Photonics*. — 2015. — Vol. 9, no. February. — Pp. 1–5. — URL: <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphoton.2015.5>.
23. Nemitz N., Ohkubo T., Takamoto M. et al. / Frequency ratio of Yb and Sr clocks with  $5 \times 10^{-17}$  uncertainty at 150 seconds averaging time // *Nature Photonics*. — 2016. — Vol. 10, no. 4. — Pp. 258–261. — URL: <http://www.readcube.com/articles/10.1038/nphoton.2016.20>.
24. Schioppo M., Brown R.C., McGrew W.F. et al. / Ultra-stable optical clock with two cold-atom ensembles // *Nature*. — 2017. — Vol. 11. — Pp. 48–82. — URL: <http://arxiv.org/abs/1607.06867>.
25. Chou C.W., Hume D.B., Koelemeij J.C.J. et al. / Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al Optical Clocks // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 104, no. 7. — P. 070802.
26. Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J. et al. / Optical Atomic Clocks // *Reviews of Modern Physics*. — 2015. — Vol. 87, no. 2. — P. 637. — URL: <http://arxiv.org/abs/1407.3493>.
27. Poli N., Oates C.W., Gill P., Tino G.M. / Optical atomic clocks // *arXiv preprint arXiv:1401.2378*. — 2014. — P. 1.

28. Campbell C.J., Radnaev A.G, Kuzmich A. et al. / A Single-Ion Nuclear Clock for Metrology at the 19 // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 108, no. 12. — P. 120802.
29. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Derevianko A. / Magnetic-Dipole Transitions in Highly Charged Ions as a Basis of Ultraprecise Optical Clocks // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113, no. 23. — P. 233003.
30. Ishikawa K., Hatakeyama A., Gosityono-o K. et al. / Laser spectroscopy of thulium atoms implanted in liquid and solid  $^4\text{He}$  // *Physical Review B*. — 1997. — Vol. 56, no. 2. — Pp. 780–787. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.56.780>.
31. Александров Е.Б., Котылев В.Н., Василевский К.П., Кулясов В.Н. / Неуширяемая столкновениями линия тули 1.14 мкм // *Оптика и спектроскопия*. — 1983. — Vol. 54, no. 1. — P. 3.
32. Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K. et al. / Magneto-optical trap for thulium atoms // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 82, no. 1. — P. 011405.
33. Sukachev D.D., Kalganova E.S., Sokolov A.V. et al. / Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps // *Quantum Electronics*. — 2014. — Vol. 44, no. 6. — Pp. 515–520. — URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1070/QE2014v044n06ABEH015392>.
34. Vishnyakova G.A., Golovizin A.A., Kalganova E.S. et al. / Ultracold lanthanides: from optical clock to a quantum simulator // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. — 2016. — Vol. 59, no. 2. — Pp. 168–173.
35. Сукачев Д.Д. Лазерное охлаждение атомов тулия, Кандидатская диссертация: / ФИАН. — 2013.
36. Вишнякова Г.А. Вторичное лазерное охлаждение атомов тулия, Кандидатская диссертация: / ФИАН. — 2016.
37. Maier T., Kadau H., Schmitt M. et al. / Emergence of chaotic scattering in ultracold Er and Dy // *Physical Review X*. — 2015. — Vol. 5, no. 4. — Pp. 1–8.



38. Schmitt M., Wenzel M., Böttcher F. et al. / Self-bound droplets of a dilute magnetic quantum liquid // *Nature*. — 2016. — Vol. 539. — Pp. 259–262. — URL: <http://www.arxiv.org/pdf/1607.07355.pdf>.
39. Собельман Игорь Ильич. Введение в теорию атомных спектров. — Рипол Классик, 2013.
40. Kramida A., Yu. Ralchenko, Reader J., and NIST ASD Team. — NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2017, March 5]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. — 2015.
41. Kozlov A., Dzuba V. A., Flambaum V. V. / Prospects of building optical atomic clocks using Er i or Er iii // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2013. — Vol. 88, no. 3. — Pp. 1–5.
42. Sukachev D., Fedorov S., Tolstikhina I. et al. / Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atom as a candidate for optical lattice clocks // *Phys. Rev. A*. — 2016. — Vol. 94, no. 2. — URL: <http://arxiv.org/abs/1605.09032>.
43. Meggers W.F. / Line spectra of rare-earth elements // *Reviews of Modern Physics*. — 1942. — Vol. 14. — P. 96.
44. Hancox Cindy I, Doret S Charles, Hummon Matthew T, Luo Linjiao / Magnetic trapping of rare-earth atoms at millikelvin temperatures // *Nature*. — 2004. — Vol. 431, no. 7006. — Pp. 281–284.
45. Buchachenko A.A., Suleimanov Yu. V., Szcześniak Małgorzata M, Chałasiński Grzegorz / Interactions and collisions of cold metal atoms in magnetic traps // *Physica Scripta*. — 2009. — Vol. 80.
46. Chu X., Dalgarno A., Groenenboom, G C. / Dynamic polarizabilities of rare-earth-metal atoms and dispersion coefficients for their interaction with helium atoms // *Physical Review A*. — 2007. — Vol. 75, no. 3. — P. 032723.
47. Connolly Colin B., Au Yat Shan, Doret S. Charles et al. / Large spin relaxation rates in trapped submerged-shell atoms // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2010. — Vol. 81, no. 1. — Pp. 2–3.

48. Kolachevsky Nikolai N, Akimov A V, Tolstikhina I et al. / Blue laser cooling transitions in Tm I // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 2007. — Vol. 594. — Pp. 589–594.
49. Колачевский Н.Н. / Прецизионная лазерная спектроскопия холодных атомов и поиск дрейфа посянной тонкой структуры // *УФН*. — 2008.
50. Cowan Robert D. The theory of atomic structure and spectra. — Univ of California Press, 1981.
51. Angstmann E. J., Dzuba V. A., Flambaum V. V. / Relativistic effects in two valence-electron atoms and ions and the search for variation of the fine-structure constant // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2004. — Vol. 70, no. 1. — Pp. 0–3.
52. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N. et al. / Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2008. — Vol. 77, no. 5. — Pp. 1–9.
53. Drever R W P, Hall John L., Kowalski F.V. et al. / Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 1983. — Vol. 105. — Pp. 97–105.
54. Golovizin A A, Kalganova E S, Sukachev D D et al. / Detection of the clock transition ( 1.14  $\mu$  m) in ultra-cold thulium atoms // *Quantum Electronics*. — 2015. — Vol. 45, no. 5. — Pp. 482–485.
55. Hoyt C W, Barber Z W, Oates C W et al. / Observation and absolute frequency measurements of the 1 S 0 - 3 P 0 optical clock transition in ytterbium // *ArXiv*. — 2005. — Pp. 2–5.
56. Quessada Audrey, Kovacich Richard P, Bruschi Anders et al. / A clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms // *Phys. Rev. A*. — 2003. — Vol. 68, no. 030501(R). — Pp. 1–4.
57. Atom-photon interactions: basic processes and applications / Cohen-Tannoudji Claude, Dupont-Roc Jacques, Grynberg Gilbert, Thickstun Patricia. — Wiley Online Library, 1992.

58. Lindblad G / Mathematical Physics On the Generators of Quantum Dynamical Semigroups // *Communications in Mathematical Physics*. — 1976. — Vol. 130. — Pp. 119–130.
59. Blushs Kaspars, Auzinsh Marcis / Validity of rate equations for Zeeman coherences for analysis of nonlinear interaction of atoms with broadband laser radiation // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2004. — Vol. 69, no. 6. — Pp. 063806–1.
60. Dalibard J, Cohen-Tannoudji Claude / Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1989. — Vol. 6, no. 11.
61. Bergquist J. C., Itano Wayne M, Wineland D. J. / Recoilless optical absorption and Doppler sidebands of a single trapped ion // *Phys. Rev. A*. — 1987. — Vol. 36, no. 1.
62. Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y / Optical dipole trap for neutral atoms // *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* — 2000. — Vol. 42. — P. 95.
63. Katori Hidetoshi, Kuwata-gonokami Makoto / Optimal Design of Dipole Potentials for Efficient Loading of Sr Atoms // *Journal of the Physical Society of Japan*. — 1999. — no. August.
64. Mitroy J., Safronova M. S., Clark Charles W / Theory and applications of atomic and ionic polarizabilities // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* *ournal of Physics B*. — 2010. — no. 3. — Pp. 1–44.
65. Takamoto M., Katori H., Marmo S. I. et al. / Prospects for optical clocks with a blue-detuned lattice // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 102, no. 6. — Pp. 1–4.
66. Ketterle Wolfgang, Druten Van. *EvaporativeCoolingofTrappedAtoms.pdf*. — 1996.
67. Baier Simon. An optical dipole trap for erbium with tunable geometry. — na, 2012.

68. Ландау Лев, Лифшиц Евгений. Теоретическая физика. Том 1. Механика. — Litres, 2016.
69. Chin Cheng, Grimm Rudolf, Julienne Paul, Tiesinga Eite / Feshbach resonances in ultracold gases // *Reviews of Modern Physics*. — 2010. — Vol. 82, no. 2. — Pp. 1225–1286.
70. Pal'chikov V. G., Domnin Yu. S., Novoselov A. V. / Black-body radiation effects and light // *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*. — 2003. — Vol. 5, no. 2. — P. S131.
71. Westergaard P G, Lodewyck J, Lorini L et al. / Lattice Induced Frequency Shifts in Sr Optical Lattice Clocks // *ArXiv*. — 2011. — Pp. 1–4.
72. Safronova M S, Porsev S G, Clark Charles W / Ytterbium in quantum gases and atomic clocks: van der Waals interactions and blackbody shifts // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109, no. 23. — Pp. 1–5.
73. Mankov NL, Ovsiannikov VD / The use of a model potential for the calculation of dynamic polarizabilities, dispersion forces and the light shifts of atomic levels // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1977. — Vol. 10, no. 4. — P. 569.
74. Kamenski AA, Ovsiannikov VD / Electric-field-induced redistribution of radiation transition probabilities in atomic multiplet lines // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2006. — Vol. 39, no. 9. — P. 2247.
75. Chu X, Dalgarno A / Linear response time-dependent density functional theory for van der Waals coefficients // *Journal of Chemical Physics*. — 2004. — Vol. 121, no. 9.
76. Lide David R. CRC handbook of chemistry and physics. — CRC press, 2004. — Vol. 85.
77. Dzuba V. A., Kozlov A., Flambaum V. V. / Scalar static polarizabilities of lanthanides and actinides // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2014. — Vol. 89, no. 4. — Pp. 1–8.

78. Kulosa A P, Fim D, Zipfel K H et al. / Towards a Mg lattice clock: Observation of the  $1\ S\ 0 - 3\ P\ 0$  transition and determination of the magic wavelength // *Physical review letters*. — 2015. — Vol. 115, no. 24. — Pp. 1–5.
79. Cowan R.D. *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (University of California Press, Berkeley, CA, 1981), and Cowan programs RCN, RCN2, and RCG.
80. Lepers M., Wyart J. F., Dulieu O. / Anisotropic optical trapping of ultracold erbium atoms // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2014. — Vol. 89, no. 2.
81. Angel J.R.P., Sandars P.G.H. / The hyperfine structure Stark effect. I. Theory // *Proc. Roy. Soc. A*. — 1968. — Vol. 305. — Pp. 125–138.
82. Anderson Heidi M., Hartog E. A. Den, Lawler J. E. / Radiative lifetimes in Tm I and Tm II // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1996. — Vol. 13, no. 11. — P. 2382. — URL: <http://www.osapublishing.org/viewmedia.cfm?uri=josab-13-11-2382&seq=0&html=true>.
83. Veseth L, Kelly HP / Polarizabilities and photoionization cross sections of OH and HF // *Physical Review A*. — 1992. — Vol. 45, no. 7. — P. 4621.
84. Gu Ming Feng / The flexible atomic code // *Canadian Journal of Physics*. — 2008. — Vol. 86, no. 5. — Pp. 675–689.
85. Whitfield SB, Caspary K, Wehlitz R, Martins M / Photoionization of atomic thulium in the region of the 5p excitations // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2007. — Vol. 41, no. 1. — P. 015001.
86. Buchachenko Alexei a, Szcześniak Małgorzata M, Chałasiński Grzegorz / van der Waals interactions and dipole polarizabilities of lanthanides: Tm(2F)-He and Yb(1S)-He potentials. // *The Journal of chemical physics*. — 2006. — Vol. 124, no. 11. — P. 114301. — URL: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/16555882>.
87. Rinkleff R-H, Thorn F / On the tensor polarizabilities in the 4f N 6s 2 ground levels of the neutral rare-earth atoms // *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*. — 1994. — Vol. 32, no. 3. — Pp. 173–177.

88. Lide David R. CRC Handbook of Chemistry and Physics. — 2001. — P. 2588.
89. Головизин А А, Калганова, Сукачев et al. / Детектирование часового (1,14 мкм ) перехода в ультрахолодных атомах тулия // *Квантовая Электроника*. — 2015.
90. Rinkleff R.-H., Thorn F. / On the tensor polarizabilities in the 4 fN 6sz ground levels of the neutral rare-earth atoms // *Zeitschrift fuer Physik*. — 1994. — Vol. 177. — Pp. 173–177.
91. Katori Hidetoshi, Takamoto Masao, Ovsiannikov V D / Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — no. 0. — Pp. 1–4.
92. Bishop David M / Explicit nondivergent formulas for atomic and molecular dynamic hyperpolarizabilities // *The Journal of chemical physics*. — 1994. — Vol. 100, no. 9. — Pp. 6535–6542.
93. Giglberger D., Penselin S. / Ground-State Hyperfine Structure and Nuclear Magnetic Moment of Thulium-169 // *Zeitschrift fuer Physik*. — 1967. — Vol. 255. — Pp. 244–255.
94. Van Leeuwen KAH, Eliel ER, Hogervorst W / High resolution measurements of the hyperfine structure in 10 levels of Tm I // *Physics Letters A*. — 1980. — Vol. 78, no. 1. — Pp. 54–56.
95. Blaise J, Camus P / Progres recents dans letude des spectres darc et detincelle du thulium // *Comptes rendus hebdomadaires des seances de l academie des sciences*. — 1965. — Vol. 260, no. 18. — P. 4693.
96. Rosenband T., Schmidt P. O., Hume D. B. et al. / Observation of the 1S0 - 3P0 clock transition in Al+27 // *Physical Review Letters*. — 2007. — Vol. 98, no. 22. — Pp. 3–6.
97. Safronova M.S., Jiang D., Arora B. et al. / Black-body radiation shifts and theoretical contributions to atomic clock research // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. — 2010. — Vol. 57, no. 1. — Pp. 94–105.

98. Beloy K, Hinkley N, Phillips N B et al. / An atomic clock with  $1 \times 10^{-18}$  room-temperature blackbody Stark uncertainty // *Physical review letters*. — 2014. — Vol. 113, no. 26.
99. Middelmann Thomas, Lisdat Christian, Falke Stephan et al. / Tackling the blackbody shift in a strontium optical lattice clock // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. — 2011. — Vol. 60, no. 7. — Pp. 2550–2557.
100. Kotochigova Svetlana, Petrov Alexander / Anisotropy in the interaction of ultracold dysprosium. // *Physical chemistry chemical physics : PCCP*. — 2011. — Vol. 13, no. 42. — Pp. 19165–70. — URL: <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2011/cp/c1cp21175g>.
101. Beyer Axel, Maisenbacher Lothar, Khabarova Ksenia et al. / Precision spectroscopy of  $2S - n P$  transitions in atomic hydrogen for a new determination of the Rydberg constant and the proton charge radius // *Physica Scripta*. — 2015. — Vol. T165, no. T165. — P. 014030. — URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-8949/2015/T165/014030>.
102. Salzenstein Patrice, Kuna Alexander, Sojdr Ludvik, Chauvin Jacques / Significant step in ultra-high stability quartz crystal oscillators // *Electronics letters*. — 2010. — Vol. 46, no. 21. — Pp. 1433–1434.
103. Locke Clayton R, Kumagai Motohiro, Ito Hiroyuki, Nagano Shigeo / 2-4 Ultra-Stable Cryogenically Cooled Sapphire-Dielectric Resonator Oscillator and Associated Synthesis Chain for Frequency Dissemination // *Journal of the National Institute of Information and Communications Technology Vol.* — 2010. — Vol. 57, no. 3/4.
104. Hartnett John G, Nand Nitin R, Lu Chuan / Ultra-low-phase-noise cryocooled microwave dielectric-sapphire-resonator oscillators // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100, no. 18. — P. 183501.
105. Ramsey Norman F / History of early atomic clocks // *Metrologia*. — 1983. — Vol. 42, no. 5. — Pp. S1–S3.
106. Diddams S. A., Bergquist J. C., Jefferts S. R., Oates C. W. / Standards of Time and Frequency at the Outset of the 21st Century // *Science*. — 2004. —

- Vol. 306, no. 5700. — Pp. 1318–1324. — URL: <http://www.sciencemag.org/content/306/5700/1318.abstract>{%}5Cn.
107. An atomic frequency standard // Proceedings of the Institute of Radio Engineers. — Vol. 43. — 1955. — Pp. 364–364.
  108. Essen L, Parry JVL / An atomic standard of frequency and time interval: a caesium resonator // *Nature*. — 1955. — Vol. 176, no. 4476. — Pp. 280–282.
  109. Bender PL, Beaty EC, Chi AR / Optical detection of narrow Rb 87 hyperfine absorption lines // *Physical Review Letters*. — 1958. — Vol. 1, no. 9. — P. 311.
  110. Ramsey NF, Pound RV / Nuclear audiofrequency spectroscopy by resonant heating of the nuclear spin system // *Physical Review*. — 1951. — Vol. 81, no. 2. — P. 278.
  111. Басов Н.Г., Прохоров АМ / Молекулярный генератор и усилитель // *Успехи физических наук*. — 1955. — Vol. 57, no. 11. — Pp. 485–501.
  112. Goldenberg Harold Mark, Kleppner D, Ramsey NF / Atomic hydrogen maser // *Physical Review Letters*. — 1960. — Vol. 5, no. 8. — P. 361.
  113. Schawlow Arthur L, Townes Charles H / Infrared and optical masers // *Physical Review*. — 1958. — Vol. 112, no. 6. — P. 1940.
  114. Maiman Theodore H / Stimulated optical radiation in ruby // *Physical Review*. — 1960.
  115. Javan Ali, Bennett Jr William R, Herriott Donald R / Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture // *Physical Review Letters*. — 1961. — Vol. 6, no. 3. — P. 106.
  116. Barger RL, Hall JL / Pressure shift and broadening of methane line at  $3.39 \mu$  studied by laser-saturated molecular absorption // *Physical Review Letters*. — 1969. — Vol. 22, no. 1. — P. 4.
  117. Ye J, Ma L S, Hall J L / Molecular iodine clock // *Physical review letters*. — 2001. — Vol. 87. — P. 270801.



118. Dehmelt HG et al. / Radiofrequency spectroscopy of stored ions I: Storage // *Adv. At. Mol. Phys.* — 1967. — Vol. 3. — P. 53.
119. Hänsch Theodor W, Schawlow Arthur L / Cooling of gases by laser radiation // *Optics Communications.* — 1975. — Vol. 13, no. 1. — Pp. 68–69.
120. Wineland DJ, Dehmelt HG / Principles of the stored ion calorimeter // *Journal of Applied Physics.* — 1975. — Vol. 46, no. 2. — Pp. 919–930.
121. Андреев СВ, Балыкин ВИ, Летохов ВС, Миногин ВГ / Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия до 1, 5 К во встречном лазерном луче // *Письма ЖЭТФ.* — 1981. — Vol. 34. — P. 463.
122. Chu Steven, Hollberg Leo, Bjorkholm John E et al. / Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure // *Physical Review Letters.* — 1985. — Vol. 55, no. 1. — P. 48.
123. Migdall Alan L, Prodan John V, Phillips William D et al. / First observation of magnetically trapped neutral atoms // *Physical Review Letters.* — 1985. — Vol. 54, no. 24. — P. 2596.
124. Lett Paul D, Watts Richard N, Westbrook Christoph I et al. / Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit // *Physical Review Letters.* — 1988. — Vol. 61, no. 2. — P. 169.
125. Dalibard Jean, Cohen-Tannoudji Claude / Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models // *JOSA B.* — 1989. — Vol. 6, no. 11. — Pp. 2023–2045.
126. Chu Steven, Bjorkholm JE, Ashkin A, Cable Alex / Experimental observation of optically trapped atoms // *Physical Review Letters.* — 1986. — Vol. 57, no. 3. — P. 314.
127. Kasevich Mark A, Riis Erling, Chu Steven, DeVoe Ralph G / RF spectroscopy in an atomic fountain // *Physical review letters.* — 1989. — Vol. 63, no. 6. — P. 612.
128. Allan David W / Statistics of atomic frequency standards // *Proceedings of the IEEE.* — 1966. — Vol. 54, no. 2. — Pp. 221–230.

129. Ramsey Norman F / A new molecular beam resonance method // *Physical Review*. — 1949. — Vol. 76, no. 7. — P. 996.
130. Weyers S, Gerginov V, Nemitz N et al. / Distributed cavity phase frequency shifts of the caesium fountain PTB-CSF2 // *Metrologia*. — 2011. — Vol. 49, no. 1. — P. 82.
131. Parker Thomas E / Long-term comparison of caesium fountain primary frequency standards // *Metrologia*. — 2009. — Vol. 47, no. 1. — P. 1.
132. Wineland DJ, Drullinger RE, Walls FL / Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers // *Physical Review Letters*. — 1978. — Vol. 40, no. 25. — P. 1639.
133. Neuhauser W, Hohenstatt M, Toschek P, Dehmelt H / Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well // *Physical Review Letters*. — 1978. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 233–236.
134. Prestage JD, Bollinger JJ, Itano Wayne M, Wineland DJ / Limits for spatial anisotropy by use of nuclear-spin-polarized Be<sup>+</sup> 9 ions // *Physical Review Letters*. — 1985. — Vol. 54, no. 22. — P. 2387.
135. Berkeland DJ, Miller JD, Bergquist JC et al. / Laser-cooled mercury ion frequency standard // *Physical review letters*. — 1998. — Vol. 80, no. 10. — P. 2089.
136. Burt Eric A., Diener William A., Tjoelker Robert L. / A compensated multi-pole linear ion trap mercury frequency standard for ultra-stable timekeeping // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. — 2008. — Vol. 55, no. 12. — Pp. 2586–2595.
137. Matveev Arthur, Parthey Christian G, Predehl Katharina et al. / Precision Measurement of the Hydrogen 1 S- 2 S Frequency via a 920-km Fiber Link // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 110, no. 23. — P. 230801.
138. Bordé Ch J, Salomon Ch, Avrillier S et al. / Optical Ramsey fringes with traveling waves // *Physical Review A*. — 1984. — Vol. 30, no. 4. — P. 1836.

139. Two-Photon Optical Spectroscopy of Trapped Hg II / Bergquist JC, Wineland DJ, Itano WM et al. // *Laser Spectroscopy VII*. — Springer, 1985. — Pp. 6–9.
140. Dicke R.H. / The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 89.
141. Goldenberg H.M., Kleppner D., Ramsey N.F. / Atomic hydrogen maser // *Phys. Rev. Lett.* — 1960. — Vol. 5, no. 8. — Pp. 361–362.
142. Kleppner Daniel, Goldenberg H. Mark, Ramsey Norman F. / Theory of the hydrogen maser // *Physical Review*. — 1962. — Vol. 126, no. 2. — Pp. 603–615.
143. Демидов Н, Васильев В / Водородные стандарты частоты и времени. Современное состояние и тенденции развития // *ЭЛЕКТРОНИКА: наука, технология, бизнес*. — 2008. — no. 4. — Pp. 92–96.
144. Wineland David J, Itano Wayne M / Laser cooling // *Physics Today*. — 1987. — Vol. 40, no. 6. — Pp. 34–40.
145. Wilpers Guido, Oates CW, Diddams Scott A et al. / Absolute frequency measurement of the neutral  $^{40}\text{Ca}$  optical frequency standard at 657 nm based on microkelvin atoms // *Metrologia*. — 2007. — Vol. 44, no. 2. — P. 146.
146. Friebe J, Riedmann M, Wübbena T et al. / Remote frequency measurement of the  $1S_0$ - $3P_1$  transition in laser-cooled  $^{24}\text{Mg}$  // *New Journal of Physics*. — 2011. — Vol. 13, no. 12. — P. 125010.
147. Ma Long-Sheng, Jungner Peter, Ye Jun, Hall John L / Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path // *Optics letters*. — 1994. — Vol. 19, no. 21. — Pp. 1777–1779.
148. Летохов Владилен Степанович, Чеботаев Вениамин Павлович / Квантовые стандарты частоты оптического диапазона (обзор) // *Квантовая электроника*. — 1974. — Vol. 1, no. 2. — Pp. 245–267.
149. Schnatz H, Lipphardt B, Helmcke J et al. / First phase-coherent frequency measurement of visible radiation // *Physical Review Letters*. — 1996. — Vol. 76, no. 1. — P. 18.

150. Udem Th., Reichert J, Holzwarth R, Hansch T.W. / Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser // *Optics Letters*. — 1999. — Vol. 24, no. 13. — Pp. 881–883.
151. Jones David J, Diddams Scott A, Ranka Jinendra K et al. / Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis // *Science*. — 2000. — Vol. 288, no. 5466. — Pp. 635–639.
152. Kessler Thomas, Hagemann Christian, Sterr Uwe et al. / A sub-40 mHz laser based on a silicon single-crystal optical cavity // *CPEM Digest (Conference on Precision Electromagnetic Measurements)*. — 2012. — Pp. 272–273.
153. Taichenachev A V, Yudin V I / Frequency Shifts in an Optical Lattice Clock Due to Magnetic-Dipole and Electric-Quadrupole Transitions // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 193601, no. November. — Pp. 1–4.
154. Yudin V. I., Taichenachev A. V., Oates C. W. et al. / Hyper-Ramsey Spectroscopy of Optical Clock Transitions // *Phys. Rev. A*. — 2010. — Vol. 82. — Pp. 1–5. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.011804>.
155. Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R et al. / An optical lattice clock with accuracy and stability at the  $10^{-18}$  level. // *Nature*. — 2014. — Vol. 506, no. 7486. — Pp. 71–75. — URL: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24463513>.
156. Rosenband T, Itano W M, Schmidt P O et al. / Blackbody radiation shift of the  $^{27}\text{Al}^+ 1S_0 \rightarrow 3P_0$  transition // *arXiv preprint*. — 2006. — Pp. 10–13.
157. Yudin V. I., Taichenachev A. V., Okhapkin M. V. et al. / Atomic clocks with suppressed blackbody radiation shift // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 107, no. 3.
158. Middelmann Thomas, Falke Stephan, Lisdat Christian, Sterr Uwe / High accuracy correction of blackbody radiation shift in an optical lattice clock // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 109, no. 26. — Pp. 1–9.
159. Akatsuka Tomoya, Katori Hidetoshi, Takamoto Masao, Hachisu Hidekazu / Optical lattice clocks with non-interacting bosons and fermions // *Nature Physics*. — 2008. — Vol. 4, no. December. — Pp. 58–64.

160. Poli N., Barber Z. W., Lemke N. D. et al. / Frequency evaluation of the doubly forbidden  $S_0 1 \rightarrow P_0 3$  transition in bosonic Yb174 // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2008. — Vol. 77, no. 5. — Pp. 3–6.
161. Fujieda Miho, Kumagai Motohiro, Nagano Shigeo et al. / All-optical link for direct comparison of distant optical clocks // *Optics express*. — 2011. — Vol. 19, no. 17. — Pp. 16498–16507.
162. Levi F, Ambrosini R, Calonico D et al. / LIFT: The italian fiber network for frequency and time distribution // Proceedings of the Joint UFFC, EFTF and PFM Symposium. — 2013. — Pp. 477–480.
163. Giorgetta Fr, Swann Wc / Optical two-way time and frequency transfer over free space : Supplementary information // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7. — Pp. 5–8.
164. Blatt S, Ludlow AD, Campbell GK et al. / New limits on coupling of fundamental constants to gravity using Sr 87 optical lattice clocks // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100, no. 14. — P. 140801.

## Приложение А

### Стандарты времени и частоты

С 1967 года секунда в Международной Системе Единиц определена следующим образом: «секунда есть промежуток времени, состоящий из 9 192 663 770 периодов излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133». Международное Атомное Время (TAI) и Всемирное Координированное Время (UTC) вырабатывается и распространяется Отделением Времени, Частоты и Гравиметрии Международного Комитета Мер и Весов в Париже. Происходит непрерывное сличение атомных часов различного типа более чем в 70 метрологических лабораториях по всему миру [26]. Суммарная относительная точность 11 первичных стандартов в настоящее время составляет  $3 \times 10^{-16}$ , что соответствует уходу часов на 1 с за 100 млн. лет. Еще большее число атомных часов (порядка 400), включая коммерческие цезиевые часы и водородные мазеры, формируют Свободное Атомное Время (EAL) которое корректируется по первичным стандартам и формирует Международное Атомное Время (TAI). Всемирное Координированное Время (UTC) получается из Международного Атомного Времени (TAI) после добавления «проскальзывающих» секунд, что необходимо для согласования Всемирного Координатного Времени (UTC) с астрономическим временем, задаваемой периодом вращения Земли вокруг Солнца, и в настоящее время эта разность составляет 37 секунд.

Далее будет дан краткий экскурс в историю развития хронометрии от простейших солнечных часов до современных микроволновых и оптических стандартов частоты. Будет проведен обзор ключевых методик, приведших к появлению и быстрому прогрессу в оптических стандартах частоты на одиночных ионах и ансамблях нейтральных атомов. В конце этой главы дано короткое описание передовых оптических стандартов, перспективы их развития и области применения.

## А.1 Механические, кварцевые и астрономические часы

С древних времен ритм жизни на нашей планете задается периодическим движением Земли вокруг своей оси и вокруг Солнца, а также движением Луны. Люди использовали эту периодичность для определения наступления времен года, сельскохозяйственных работ, приливов и отливов и др. Однако в связи с тем, что многие виды деятельности человека происходят на более коротких временах, порядка секунд, минут и часов, уже в древности широко использовались различные модификации солнечных, водяных и песочных часов.

Первыми механическими часами были маятниковые часы, точность которых к середине XVIII века достигла 1 секунды в сутки, что соответствует относительной погрешности  $\Delta T/T = 10^{-5}$ . Такая точность хронометрии позволила проводить детальные измерения динамики различных систем и привела к бурному развитию механики. Наличие точных часов было крайне необходимо для определения местоположения при навигации (вознаграждение 150 кг золота). Для определения долготы по сравнению местного солнечного времени с референсным (портом отправления) с точностью 10 км необходимо знать время с погрешностью менее 1 минуты. Изобретение Джоном Харрисоном в 1761 году морского хронометра значительно повысило безопасность мореплавания. Такие часы, работающие на маятниково-пружинном механизме, обладали точностью в 0.2 секунды в день ( $\Delta T/T = 2 \times 10^{-6}$ ) даже на борту судна во время качки. Дальнейшее усовершенствование часов Зигмундром Рифлером позволило достичь точности в сотую секунды в сутки ( $\Delta T/T = 10^{-7}$ ). Такие часы долгое время использовались в качестве первичных стандартов. В 1920 году Уильям Шорт достиг точности  $\Delta T/T = 2 \times 10^{-8}$ , а абсолютным рекордом является значение  $\Delta T/T = 3 \times 10^{-9}$ , продемонстрированное в 50х годах Федченко.

Актуальной проблемой была синхронизация удаленных часов, которая сперва решалась использованием перевозимых механических часов. С освоением электричества была решена проблема синхронизации на больших расстояниях— сначала на материках, а потом и между ними. В 1851 году кабель лег на дно Ла-Манша, в 1860— Средиземного моря, а в 1865— Атлантического океана. С 1899 года началась эра передачи сигналов точного времени по радио.

В 30-х годах XX века появились первые кварцевые часы, основанные на гармонических механических колебаниях кристалла кварца (в основном на частоте 32 768 Гц), которые вследствие пьезоэлектрического эффекта и прикрепленных к граням кварца электродам генерируют гармонический электрический сигнал. Простые кварцевые часы обладают стабильностью порядка 1 мс в день ( $\Delta T/T = 10^{-8}$ ). Однако в лабораторных условиях можно добиться значительно лучших показателей. С 1930-х годов и до переопределения секунды в 1967 году кварцевые часы служили первичным стандартом реализации секунды. В настоящее время кварцевые часы широко используются как в повседневной жизни, так и в лабораториях. Специальные кварцевые и другие диэлектрические резонаторы [102–104] демонстрируют стабильность частоты на уровне  $10^{-14} - 10^{-16}$  при 100 с усреднения.

## А.2 Определение секунды и переход к атомным часам

Долгое время секунда определялась как  $1/86400$  солнечного дня. Однако механические часы Шорта, а позже и кварцевые часы, зафиксировали неоднородность вращения Земли вокруг своей оси (см. рис. А.1.а). В 1956 году Международным Астрономическим Союзом секунда была зафиксирована как « $1/31556925.9747$  часть тропического года на 12 часов эфемеридного времени 31 декабря 1899 года». Фиксирование года в определении секунды связано с медленными изменениями в скорости вращения Земли вокруг Солнца (см. рис. А.1.б). Как упоминалось выше, с этим связано и добавление проскальзывающих секунд для согласования атомного и астрономического времени.

Бурное развитие квантовой механики в 30-60 годы XX века привели к созданию принципиально новых стандартов частоты, основанных на переходах в атомах и молекулах [105, 106]. В 1955 году создан первый цезиевый атомный стандарт частоты с нестабильностью на коротких временах  $\sim 10^{-9}$  [107, 108]. Уже в 1956 году появились коммерческие цезиевые стандарты частоты. В последующие несколько лет было выполнено огромное количество как теоретических, так и экспериментальных работ (см. обзор [105]), посвященных улучшению стабильности цезиевых стандартов частоты и вскоре она достигла уровня



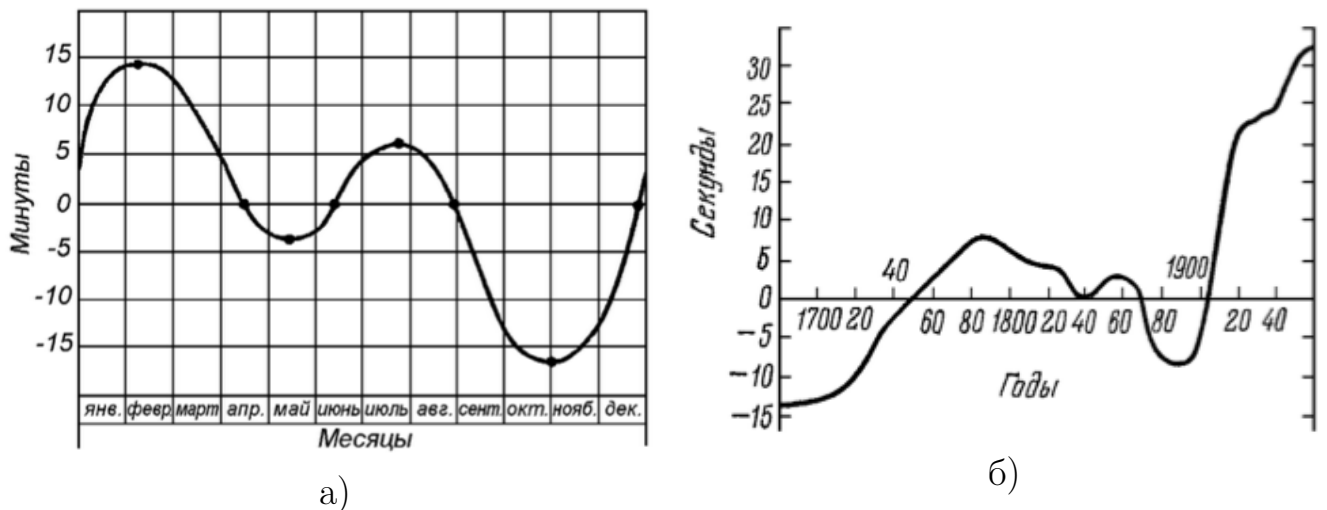


Рисунок А.1 — а) Отличие длительности солнечных суток от среднего значения в течение года; б) Изменение средней за год длительности солнечных суток

точности  $10^{-13}$ . И как уже было сказано выше, в 1967 году секунду переопределили следующим образом: «секунда есть промежуток времени, состоящий из 9 192 663 770 периодов излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133».

В это же время были созданы стандарты на ячейках с парами рубидия [109] и мазер на молекулах аммиака [110, 111], а потом на водороде [112], который получил огромное распространение благодаря высокой стабильности частоты. После этого был предложен и продемонстрирован первый лазер на рубине [113, 114] и позже на гелий-неоне [115]. При стабилизации излучения лазеров по спектроскопии насыщенного поглощения в парах  $CH_4$  и  $I_2$  была достигнута нестабильность  $\sim 10^{-15}$ , однако воспроизводимость частоты была на уровне  $10^{-11}$  [116, 117]. В это же время начались исследования ионов в ловушках. В 1967 году был впервые предложен и реализован захват ионов в электромагнитную ловушку [118], которая позволяет удерживать ионы значительный промежуток времени. Однако вследствие высокой кинетической энергии иона (порядка 1 эВ), уширение за счет эффекта Доплера 2го порядка значительно ограничивало точность измерений.

Дальнейший значительный прогресс точности и стабильности атомных стандартов частоты связан с появлением лазерного охлаждения атомов и ионов. Спустя 10 лет после первой предложенной схемы охлаждения атомов в 1975 году [119, 120] и создания теории доплеровского охлаждения [121] в 1985 году была впервые получена оптическая патока холодных атомов и реализован захват атомов в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) [122, 123]. Стоит отметить,

что вскоре после первых экспериментов по лазерному охлаждению были получены температуры облака атомов ниже, чем то предсказывала доплеровская теория [124, 125] и спустя несколько лет была построена теория субдоплеровского охлаждения [60]. В это же время, основываясь на идеях Аскаряна и Летохова [126], был выполнен захват нейтральных атомов в оптическую дипольную ловушку.

Оптическое охлаждение позволило поднять на порядок точность цезиевого стандарта частоты [127] и открыло новые возможности создания оптических часов на ионах и нейтральных атомах. Об этом будет подробнее рассказано далее.

### А.3 Девиация Аллана

Для дальнейшего описания и сравнения различных стандартов частоты введем понятие девиации Аллана (см. например [2, 128]) — общепринятого способа описания шумовых характеристик случайного процесса. Положим частоту осциллятора, т.е. тот сигнал, который генерируют исследуемые часы, равной  $f_s$  и близкой к частоте перехода  $f_c$  неподвижного атома ( $f_c$  может не совпадать с резонансной частотой невозмущенного атомного перехода  $f_0$  вследствие наличия систематических сдвигов). Будем считать, что мы можем измерять относительную разность частоты  $y = f_c - f_s / f_0$  и усреднять ее на различных временах  $\tau$ . Тогда для серии из  $M$  измерений дисперсия Аллана  $\sigma_y^2(\tau)$  может быть найдена по формуле

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} [\langle y(\tau) \rangle_{i+1} - \langle y(\tau) \rangle_i]^2 \quad (\text{A.1})$$

где  $\langle y(\tau) \rangle_i$  — усредненное значение относительной разности частоты за  $i$ -й интервал времени длительностью  $\tau$ . Формула (A.1) и другие реализации девиации Аллана [2] позволяют получить информацию о типах шумовых процессов характеризующей системы. В частности, для шумов типа белый шум частоты при увеличении времени усреднения  $\tau$  дисперсия Аллана уменьшается  $\sigma_y^2(\tau) \sim 1/\tau$ , для других может либо не зависеть от времени усреднения (фликкер шум частоты), либо даже расти (случайные уходы частоты, температурный дрейф ал-

паратуры). Для получения девиации Аллана на практике измеряется не  $f_c - f_s$ , т.к.  $f_c$  неизвестна, а только частота  $f_s$  с помощью сравнения с референсной частотой (желательно первичного стандарта), а при вычисления выражения в квадратных скобках в (A.1) частота  $f_c$  сокращается.

Помимо шумовых процессов, систематические сдвиги различного происхождения (штарковское и зеемановское взаимодействия, столкновения и др.) могут приводить к отличию измеряемой частоты перехода  $f_c$  от резонансной частоты невозмущенного атома  $f_0$ . Систематические сдвиги можно обнаружить и охарактеризовать сравнивая две аналогичные системы или проводя сравнение исследуемой системы с заведомо стабильной системой (н. р. первичным стандартом) при разных параметрах эксперимента.

Получим теперь наиболее общее выражение для девиации Аллана, которое мы будем использовать для описания стабильности стандарта частоты. Положим, что частота детектируемого перехода равна  $f_s$ , детектируемая ширина линии резонанса равна  $\Delta f$ , которая может быть обусловлена естественной шириной линии, ограничена фурье-спектром возбуждающего импульса или какими-либо другими однородными или неоднородными уширениями. Тогда

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta f}{f_s} \times \frac{\delta S}{S} = \frac{1}{\kappa_s Q \sqrt{N}} \sqrt{\frac{T_m}{\tau}} \quad (\text{A.2})$$

где  $S/\delta S$  — отношение сигнал/шум за одно измерение,  $Q = f_s/\Delta f \approx f_0/\Delta f$  — добротность резонанса,  $N$  — число опрашиваемых частиц,  $T_m$  — длительность одного измерения и  $\kappa_s$  — коэффициент порядка 1, зависящий от формы детектируемой линии перехода. Предполагается наличие только белого шума частоты  $\sigma_y(\tau) \sim \tau^{-1/2}$ . Опираясь на эту формулу, можно проводить сравнение различных стандартов частоты, и говоря о (не) стабильности конкретных часов далее будет подразумеваться оценка именно выражения (A.2).

#### A.4 Микроволновые стандарты на цезиевом фонтане и ионах

В первых атомных микроволновых стандартах на атомах цезия спектроскопия проводилась в атомном пучке [107, 108]. В настоящее время такие часы

обеспечивают относительную стабильность до  $10^{-13}$  и широко распространены (в том числе и в космических приложениях) в связи с их относительной простотой. В лабораторных стандартах на атомных пучках цезия ширина резонанса детектируемого методом Рамси [129] составляет порядка 100 Гц, соответствующая добротности резонанса  $Q = 10^8$  и обусловлена времяпролетным уширением. Нестабильность таких часов составляет  $5 \times 10^{-12} \sqrt{c/\tau}$ , а относительная точность  $7 \times 10^{-15}$ .

Реализация лазерного охлаждения атомов цезия до температуры 2 мкК позволила проводить спектроскопию атомов цезия в фонтанной конфигурации [127]. Идея такого стандарта следующая (рис. А.2) - порядка  $10^7$  атомов цезия охлаждаются и захватываются в МОЛ, затем коротким резонансным лазерным импульсом атомам сообщается импульс вверх. После этого атомы пролетают через зону селекции (накачки) и попадают в микроволновый резонатор, где происходит возбуждение первым импульсом Рамси. Длительный баллистический полет атомов в гравитационном поле в экранированной от внешних электромагнитных полей вакуумной трубе позволяет получить время свободной эволюции до 1 с. Помимо этого, атомы при падении пролетают тот же самый микроволновый резонатор, где они взаимодействуют со вторым импульсом Рамси. Затем атомы попадают в зону считывания состояния (порядка  $5 \times 10^5$  атомов), где происходит детектирование эффективности возбуждения перехода. В такой конфигурации вследствие длительного времени свободной эволюции удастся зарегистрировать переход с шириной линии порядка 1 Гц, тем самым повышая добротность перехода до  $10^{10}$  и уменьшая (не) стабильность до  $4 \times 10^{-14} \sqrt{1/\tau}$ . Помимо этого явного преимущества, работа с холодными атомами и такой конфигурацией резонатора позволяет значительно уменьшить систематические сдвиги и понизить неточность таких стандартов до единиц  $10^{-16}$  [130, 131].

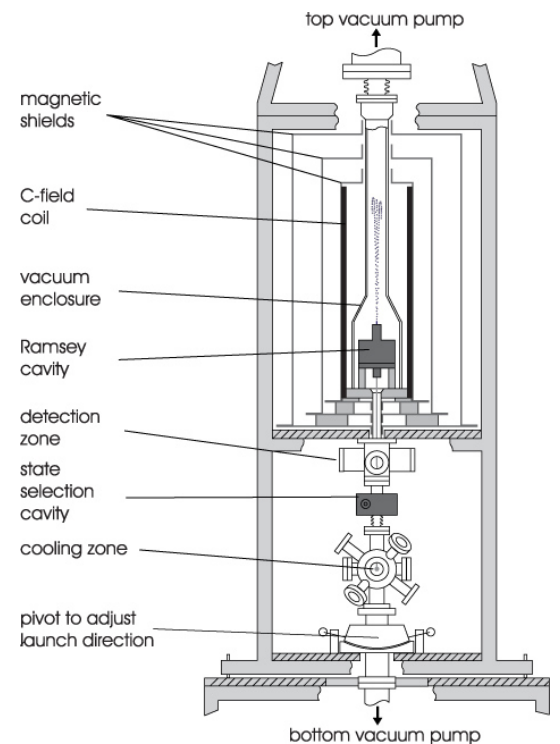


Рисунок А.2 — Схема установки атомных часов на цезиевом фонтане

После успешного охлаждения ионов магния и бария в 1978 году [132, 133], получили развитие микроволновые стандарты на ионах [134, 135]. В настоящее время (не) стабильность и систематическая погрешность таких стандартов достигает  $10^{-16}$  [136].

## А.5 Переход в оптический диапазон

Несмотря на столь значительные успехи в микроволновых стандартах частоты, возможность перейти значение относительной нестабильности и точности лучше  $10^{-16}$  представляется маловероятной вследствие малой добротности перехода  $Q \approx 10^{10}$ , которая обусловлена относительно невысокой частотой несущей  $\sim 10$  ГГц. В связи с этим, глядя на уравнение (A.2), очевидным решением является переход к более высокочастотным резонансам, в частности, в оптический диапазон. С учетом наличия у многих атомов и ионов слабых переходов (например, переход  $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$  в атомах с  $ns^2$  электронной конфигурацией) с естественной шириной линии 1 Гц и менее, потенциальная добротность перехода может достигать  $10^{15} - 10^{20}$  [26, 27].

Для использования потенциала стандартов частоты оптического диапазона необходимо было решить целый ряд задач, из которых наиболее существенными являются:

1. Устранение эффектов Доплера первого и второго порядков, а также эффекта отдачи при поглощении/испускании фотона
2. Создание механизма счета оптических циклов, т.к. электронные счетчики напрямую не способны работать с оптическими частотами.
3. Создание ультрастабильных лазеров с шириной линии генерации  $\delta f \leq 1$  Гц, необходимые для получения узких резонансов.

Далее будут описаны технологии, позволившие решить вышепоставленные задачи.

### А.5.1 Устранение эффектов Доплера 1-го и 2-го порядков и эффекта отдачи

Для движущегося со скоростью  $\vec{v}$  атома (иона) относительный сдвиг частоты поглощаемого/испускаемого фотона будет равен [26]

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\langle v_{\parallel} \rangle}{c} - \frac{\langle v^2 \rangle}{2c^2} + \frac{\langle v_{\parallel} \rangle^2}{c^2} \pm \frac{\hbar k}{2m} \quad (\text{A.3})$$

Первый член в этом уравнении есть эффект Доплера первого порядка, второй и третий - эффекты Доплера второго порядка, связанные с релятивистским замедлением времени, последний - эффект отдачи при поглощении «+» и испускании «-» фотона.

Для подавления эффекта Доплера первого порядка до применения лазерного охлаждения в стандартах на нейтральных атомах были разработаны различные методы, такие как спектроскопия насыщенного поглощения, спектроскопия двухфотонных переходов (н. р. спектроскопия  $1S - 2S$  перехода в водороде [137]), Рамси и Рамси-Борде спектроскопия в пучке перпендикулярно движению атомов [138, 139]. Недостатком таких схем являются, во-первых, неполное подавление эффекта Доплера первого порядка, и во-вторых, более фундаментальное, большое значение эффекта Доплера 2го порядка. Так, для атомов при комнатной температуре со среднеквадратичной скоростью 100 м/с квадратичный эффект будет на уровне  $10^{-13}$ . Точность контроля данного сдвига ограничена точностью определения распределение скоростей атомов.

В ионных стандартах в связи с высоким потенциалом ловушек ионы даже без лазерного охлаждения могут быть локализованы на размерах меньше длины волны пробного излучения, тем самым устраняется эффект Доплера первого порядка [140]. Однако, аналогично описанному выше, квадратичный эффект Доплера второго порядка составляет  $10^{-13}$  и вследствие не максвелловского распределения по скоростям захваченных ионов вносит большую ошибку.

Стоит отметить особенность работы водородного мазера: линейный эффект Доплера отсутствует вследствие локализации атомов на размерах меньше длины волны излучения (внутри полуволнового резонатора), квадратичный

эффект достаточно точно можно учесть вследствие хорошо известного распределения атомов по скоростям [141–143].

Лазерное охлаждение [122, 123, 132, 133] позволило понизить температуры атомов и ионов до микро- и милликельвин. При таких температурах среднеквадратичная скорость частиц порядка 1 см/с (50 см/с), при этом квадратичный доплеровский сдвиг в таких условиях уже на уровне  $10^{-21}$  ( $3 \times 10^{-18}$ ). Несмотря на малость квадратичного доплеровского сдвига, в современных оптических стандартах частоты, особенно в ионных, его необходимо учитывать [96].

Относительный сдвиг частоты излучения за счет линейного доплеровского эффекта при таких скоростях составляет  $\sim 10^{-11}$ . В стандартах на одиночных ионах, как уже говорилось выше, вследствие локализации ионов на размерах меньше длины волны пробного излучения этот сдвиг отсутствует. В стандартах на нейтральных атомах, которые в связи с отсутствием электрического заряда значительно сложнее удерживать в малой области пространства, изначально проводилась спектроскопия перехода в свободно-расширяющемся облаке холодных атомов [144]. 4-х импульсная схема Рамси-Борде позволяет значительно подавить линейный доплеровский сдвиг, однако удалось достичь погрешность таких стандартов лишь на уровне 14 – 15 знака [145, 146].

Проблема локализации нейтральных атомов на размерах меньше длины волны пробного излучения (в направлении  $\vec{k}$ ) решается с помощью захвата атомов в оптические решетки — оптические дипольные ловушки в виде стоячей световой волны [62, 126]. Однако в такой конфигурации появляется значительный (до нескольких МГц) сдвиг частоты часового перехода вследствие динамического эффекта Штарка (подробнее в главе ??). Решение данной проблемы было найдено в 1999 году, когда Каттори высказал идею о захвате атомов в оптическую решетку на специальной, «магической», длине волны, на которой поляризуемости часовых уровней совпадают [63]. Было выполнено множество теоретических и экспериментальных работ, направленных на поиск таких длин волн для различных стандартов (подробнее в [26]). На сегодняшний день наиболее точные оптические часы на нейтральных атомах работают именно с захваченными в оптические решетки на магической длине волны атомами.

Последний член в уравнении (A.3) связан с эффектом отдачи при поглощении/испускании фотона, который приводит к смещению центра регистри-

руемого контура перехода на величину  $\Delta f = \pm \frac{1}{2\pi} \frac{\hbar k^2}{2m}$  от собственной частоты перехода атома. Здесь  $k = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор фотона,  $m$  — масса атома.

При спектроскопии часового перехода в ловушке в режиме хорошо разрешенных колебательных уровней  $f^{vibr} \gg \delta f^{clock}$ , где  $f^{vibr}$  есть частота собственных колебаний в потенциале ловушки, а  $\delta f^{clock}$  — ширина детектируемого контура, а также при локализации атомов на размерах меньше длины волны, удается наблюдать несмещенный контур перехода с далеко отстоящими и сильно подавленными колебательными боковыми полосами [26]. При этом импульс, связанный с эффектом отдачи при излучении/поглощении фотона, передается оптической решетке аналогично эффекту Мюсбауэра в твердых телах.

В конце этого параграфа стоит обратить внимание на еще один сдвиг связанный с эффектом Доплера первого порядка, вызванный медленным движением атомов (ионов) в ловушке относительно лазера, либо выходного АОМа лазерной системы, что может быть связано с изменением температуры, давления в комнате, дрейфом частоты излучения лазера оптической решетки (для атомов) и флуктуациями потенциала ионной ловушки (для ионов). На самом деле, относительное смещение частоты перехода  $10^{-17}$  соответствует скорости движения атомов (ионов) всего порядка  $\langle v_{\parallel} \rangle = 10^{-17} \times c = 3$  нм/с, с такой скоростью двигаются навстречу друг другу концы стального стержня длиной 1 м при изменении температуры на 1 °С в час. Для устранения данного эффекта излучение часового лазера подводится к ловушке атомов с использованием оптического волокна, длина которого стабилизируется [147], а температура вблизи вакуумной камеры поддерживается постоянной с точностью лучше 0.1 °С. Такой же сдвиг будет вызван движением узлов оптической решетки при скорости дрейфа частоты излучения дипольной ловушки  $\sim 10$  МГц/с.

### А.5.2 Делитель оптической частоты

В основе работы часов, базирующихся на каком либо периодическом явлении, лежит фиксация количества периодов колебаний часов за общепринятую единицу времени — секунду. Для цезиевого стандарта частоты это 9 192 663 770 периодов колебаний микроволнового излучения. Также необходим



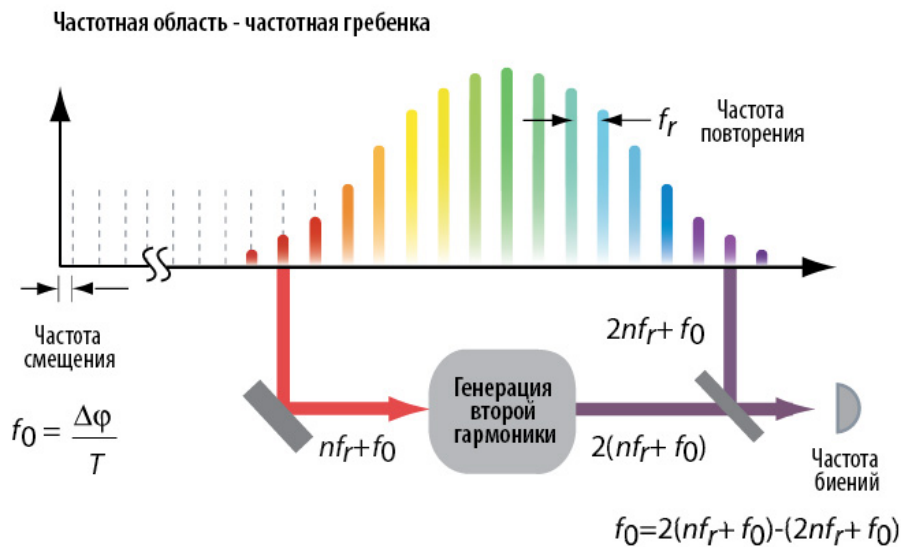


Рисунок А.3 — Частотный спектр фемтосекундной оптической гребенки состоит из эквидистантных линий с интервалом частоты повторения следования импульсов  $f_r$ . Частоту смещения  $f_0$  можно задетектировать по сигналу биений между второй гармоникой линии  $n f_r + f_0$  и гармоникой  $2 n f_r + f_0$ , для чего необходима ширине спектра более октавы.

некоторый часовой механизм, который отсчитывает заданное число колебаний и сигнализирует о прошествии одной секунды. Радио- и микроволновые делители и счетчики, доступные к времени начала работ с микроволновыми стандартами 60 е годы, позволяют проводить счет периодов колебаний радиоизлучения и тем самым получать длительность секунды. Иначе дело обстояло с оптическим излучением. Для получения микроволновой частоты, которую можно сличать с первичным стандартом или проводить счет циклов периодов, необходимо многократно, порядка  $10^5$  раз, поделить оптическую частоту лазера, что является совершенно нетривиальной задачей. До 2000 года всего в нескольких лабораториях мира была создана цепочка фазово-синхронизованных осцилляторов (порядка 10 штук) и делителей, соединяющая оптический и микроволновый диапазоны [148, 149]. В связи со сложностью такой цепочки время одновременной работы всех ее узлов весьма непродолжительно, что не позволяет проводить длительные сличения с микроволновыми стандартами.

Красивое и элегантное решение этой проблемы было разработано группами Хэнша и Холла в 1999 году [150, 151], которое позволило напрямую связать оптическую и радиочастотную области спектра используя всего один лазер — фемтосекундную оптическую гребенку. Коротко, принцип ее работы заключается в следующем: лазер генерирует импульсы фемтосекундной длительности с определенной периодичностью (100 — 1000 МГц, так называемая ча-

стота повторений  $f_r$ ). Спектр такого лазера имеет вид гребенки как показано на рисунке А.3. Частоту  $n$ -ой линии такой гребенки можно представить в виде  $f_n = n f_r + f_0$ , где  $f_r$  — частота повторений импульсов,  $f_0$  — офсетная частота. Задетектировав на фотодиоде частоту биений, равную разнице между частотой лазера и ближайшей линией гребенки  $f_{beat} = f_{laser} - f_n$  и зная радиочастоты  $f_r$  и  $f_0$  и число  $n$  можно напрямую вычислить частоту лазера  $f_{laser}$ . Стабилизируя  $f_r$  и  $f_0$  по первичному стандарту можно измерять стабильность оптической частоты анализируя временные флуктуации  $f_{beat}$ . Отметим, что оптическая гребенка может работать и в обратном направлении: фазово-синхронизируя частоту  $n$ -ой линии гребенки к частоте лазера оптического стандарта, получаемый радиочастотный сигнал  $f_r$  будет обладать той же относительной нестабильностью, что и излучение лазера [20]. Такой способ стабилизации фемтосекундной гребенки по оптическому стандарту широко используется для сравнения между собой двух оптических часов минуя первичный микроволновый цезиевый стандарт [3, 9]. В настоящее время оптические фемтосекундные гребенки являются стандартным инструментом в лабораториях оптических часов. С прогрессом в создании волоконных гребенок время их непрерывной работы может составлять недели и месяцы.

### А.5.3 Ультростабильные лазерные системы

Согласно уравнению (А.2) (не) стабильность оптических часов пропорциональна ширине детектируемого резонанса  $\delta f$ . Малые естественные скорости часовых переходов (типично в диапазоне 1 Гц—1 мкГц) и возможность длительного взаимодействия атома (иона) с пробным излучением часового лазера (несколько секунд) открывают возможность регистрации спектральной линии шириной менее 1 Гц. Необходимым условием этого является высокая когерентность излучения пробного лазера, соответствующая ширине спектра генерации на уровне 1 Гц. Для получения таких лазеров необходимо применять специальные решения по стабилизации частоты излучения лазера. Стандартной методикой в данной области является стабилизация частоты излучения лазера по высокочастотному резонатору Фабри-Перо методом Паунда-Древера-Холла

(н. р. [52, 53]). Использование высокодобротных зеркал вкупе с быстрой петлей обратной связи позволяет жестко привязать частоту излучения лазера к центру линии пропускания резонатора. Для уменьшения флуктуаций оптической длины резонатора применяется ряд специальных мер:

- Специально рассчитывается форма резонатора и точки опоры для уменьшения чувствительности оптической длины резонатора к внешним вибрациям.
- Резонатор помещается в вакуумную камеру для исключения флуктуаций показателя преломления воздуха внутри резонатора, а также благодаря ряду пассивных и активных тепловых экранов обеспечивается высокая изоляция от температурных колебаний окружающей среды.
- Влияние флуктуаций температуры на длину резонатора дополнительно уменьшается путем выбора материала, у которого коэффициент расширения обращается в ноль при некоторой реализуемой в лабораторных условиях температуре. В основном используются стекло ULE (Ultra Low Expansion) с нулевой точкой при комнатной температуре [52]. В последнее время возрос интерес к резонаторам, изготовленным из кристаллических материалов, таких как кремний (нулевые точки при 4 К и 124 К) [152] и GaAs. Кристаллические материалы обладают значительно более высоким модулем Юнга в сравнении со стеклом, что сильно уменьшает фундаментальный предел на стабильность длины резонатора связанный с тепловыми шумами.

В настоящее время лучшие лазерные системы показывают относительную стабильность частоты излучения на уровне единиц 16 знака на временах 1 – 100 с [22, 24, 152]. Переход к монокристаллическим резонаторам, а также к криогенным температурам, позволяет потенциально достичь стабильности частоты на уровня 17 и даже 18 знака.

## А.6 Основные источники погрешности современных оптических часов

Приведем далее короткое описание основных факторов, влияющих на погрешность в современных оптических стандартах частоты.

1. **Доплеровские сдвиги.** Причины и методики уменьшения сдвигов, связанных с движением атома и импульсом фотона, были перечислены в предыдущей главе. В современных стандартах частоты на нейтральных атомах в оптической решетке они контролируются на уровне 19 знака, однако для одиночных ионов, вследствие более высоких температур и микродвижений, могут достигать  $10^{-17}$  [96].
2. **Зеемановские сдвиги.** Сдвиг частоты перехода во внешнем магнитном поле  $B_0 \sim 1$  Гс может быть представлен в виде

$$\Delta f^B = \alpha B_0 + \beta B_0^2 \quad (\text{A.4})$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — коэффициенты линейного и квадратичного зеемановского сдвигов. Линейный зеемановский сдвиг можно устранить относительно легко проводя спектроскопию либо перехода  $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$ , для которого он строго равен нулю, либо опрашивая по очереди переходы  $|m_F = -m\rangle \rightarrow |m'_F = -m\rangle$  и  $|m_F = +m\rangle \rightarrow |m'_F = +m\rangle$ , среднее значение частоты которых также не зависит от  $B_0$ . Устранить подобным образом квадратичный зеемановский сдвиг нельзя. Модуль коэффициента  $\beta$  зависит от конкретного атома (иона). Он порядка  $0.1$  Гц/Гс<sup>2</sup> при отсутствии сверхтонкой структуры атомных уровней (большинство нейтральных атомов, а также  $^{27}\text{Al}^+$ ,  $^{88}\text{Sr}^+$ ) и порядка  $10 - 500$  Гц/Гс<sup>2</sup> иначе ( $^{171}\text{Yb}^+$ ,  $^{199}\text{Hg}^+$ ). Вследствие большого сверхтонкого расщепления в атомах магния коэффициент  $\beta = 1.6$  Гц/Гс<sup>2</sup>. Для тулия  $\beta = -270$  Гц/Гс<sup>2</sup>, что связано с малым сверхтонким расщеплением часовых уровней  $\sim 1$  ГГц.

Для учета сдвига частоты часового перехода вследствие квадратичного эффекта зеемана точно измеряется коэффициент  $\beta$ , а также непрерывно стабилизируется и измеряется прикладываемое внешнее магнитное поле  $B_0$ . В современных стандартах частоты вклад погреш-

ности квадратичного зеемановского сдвига контролируется на таком уровне, чтобы он был значительно меньше других сдвигов, т. е. порядка  $10^{-17} - 10^{-18}$  [9].

3. **Штарковские сдвиги.** В этот класс входят следующие сдвиги: сдвиг перехода вследствие взаимодействия с тепловым излучением, с излучением пробного лазера и лазера дипольной ловушки (для нейтральных атомов), с постоянным электрическим полем и квадрупольным электрическим полем. Разберем их по порядку.

**а. Взаимодействия с тепловым излучением.**

При температуре  $T$  среднеквадратичное электрическое поле теплового излучения

$$\langle E^2 \rangle_T \approx (8.319 \times 10^2 \text{ В/м})^2 \times (T/300 \text{ К})^4 \quad (\text{A.5})$$

приводит к сдвигу частоты часового перехода  $\Delta f^{BBR} \approx 0.01 \Delta\alpha \times (T/300 \text{ К})^4$  Гц, где  $\Delta\alpha$  - разница поляризуемостей часовых уровней в атомных единицах. Для  $Al^+$   $\Delta\alpha \sim 1$  а. е., в то время как для стандартов на нейтральных атомах Sr и Yb  $\Delta\alpha \sim 100$  а. е. и этот сдвиг вносит основной вклад в итоговую погрешность [7].

**б. Взаимодействие с излучением дипольной ловушки.**

Как говорилось выше, для удержания нейтральных атомов используются оптические дипольные ловушки (решетки) на магической длине волны, на которой динамические поляризуемости часовых уровней равны, тем самым линейный сдвиг от интенсивности излучения дипольной ловушки  $I$  зануляется. Однако, при детальном рассмотрении взаимодействия атома с излучением в оптической решетке появляются сдвиги, пропорциональные  $\sqrt{I}$  и  $I^2$ , которые могут приводить к существенному сдвигу частоты часового перехода и небольшой коррекции положения магической длины волны [71, 153].

**в. Взаимодействие с излучением пробного лазера.**

Для подстройки частоты часового лазера к частоте атомного перехода необходимо возбуждать этот переход. При этом, чем меньше естественная ширина линии перехода в сравнении с детектируемой, тем большую мощность излучения необходимо прикладывать для создания

$\pi$ -импульса. Это приводит к тому, что пробное излучение за счет нерезонансного динамического эффекта Штарка сдвигает часовые уровни, причем в отличие от излучения дипольной ловушки на магической длине волны, эти сдвиги разные. Для сильно запрещенных переходов этот эффект может вносить существенный сдвиг [26,27]. Использование модифицированной схемы Рамси [154] позволяет значительно уменьшить влияние пробного излучения на сдвиг частоты перехода.

#### **г. Взаимодействие с постоянным и квадрупольным электрическим полем.**

Для нейтральных атомов вклад данного эффекта связан с электризацией стен вакуумной камеры (постоянное поле), а для ионов наличием постоянного потенциала на электродах и микродвижением иона в квазипотенциале ловушки. Если для нейтральных атомов сдвиг частоты вследствие взаимодействия с постоянным электрическим полем обычно меньше  $10^{-18}$  [155], то для ионных стандартов вклад данного эффекта может являться одним из основных в итоговую погрешность частоты [3, 8].

#### **4. Столкновительные сдвиги.**

В то время как стандарты на одиночных ионах практически не подвержены столкновительным сдвигам (т.к. столкновения с остаточным газом происходят редко), для стандартов на ансамбле ультрахолодных атомов это может быть одним из существенных и трудновывявимых сдвигов. Стоит отметить, что данный эффект является одним из определяющих в микроволновом стандарте на цезиевом фонтане [27]. Чаще всего величину смещения частоты часового перехода за счет столкновений определяют экспериментальным путем, проводя измерения при различных концентрациях атомов. В стандартах на оптических решетках эта проблема решается путем уменьшения кол-ва атомов в отдельных ячейках.

#### **5. Гравитационный сдвиг**

Крайне интересным эффектом, влияющим на значение частоты атомного перехода, является гравитационный сдвиг, возникающий вследствие изменения хода времени в гравитационном потенциале, описываемое в общей теории относительности. На поверхности Земли градиент изме-

нения частоты осциллятора составляет  $10^{-16}/\text{м}$ . При сравнении микроволновых стандартов этот сдвиг уже необходимо учитывать, особенно при использовании часов в космосе (GPS, ГЛОНАСС или научные спутники). Появление стандартов частоты с достижимой нестабильностью на уровне  $10^{-18}$  позволяет детектировать смещение в гравитационном потенциале на единицы сантиметров. Известной демонстрацией влияния этого сдвига на ход часов является сравнение двух стандартов на ионе  $^{27}\text{Al}^+$  [17]: при поднятии одних часов относительно других на 17 см отчетливо наблюдалось изменение разностной частоты этих двух часов. Являясь источником ошибки при сличении удаленных стандартов, данный эффект может быть использован для точного определения поверхности геоида (гравитационного эквипотенциала Земли на уровне моря) путем сравнения предварительно откалиброванных перевозимых часов с неподвижным эталоном [18, 19].

#### 6. Другие сдвиги.

Помимо основных сдвигов и ошибок, перечисленных выше, в эксперименте необходимо учитывать множество факторов, которые потенциально могут приводить к систематическим ошибкам: различные сдвиги из-за ошибок в электронике, chirпирование частоты пробного излучения АОМом, затягивание линии перехода и др. [26, 27].

### А.7 Лучшие современные оптические стандарты частоты

Далее будет перечислено несколько наиболее разработанных и перспективных оптических часов (сначала ионные, а затем на нейтральных атомах), а также короткие замечания по ним.

1.  $^{27}\text{Al}^+$ . Часовой переход  $^1S_0 - ^3P_0$  на длине волны 267 нм с естественной шириной линии 8 мГц обладает рекордно малой чувствительностью к излучению черного тела (относительный сдвиг  $10^{-17}$  при комнатной температуре). Однако вследствие нерешенной на данный момент задачи прямого оптического охлаждения и считывания состояния, ион алюминия используется со спаринг-ионом ( $\text{Mg}^+$  или  $\text{Be}^+$ ) для симпа-

- тического охлаждения и считывания состояния с использованием протоколов квантовой логики, что приводит дополнительным трудностям (например ионы должны быть охлаждены до основного колебательного состояния). Стандарт частоты на этом ионе первым преодолел рубеж суммарной систематической ошибки и нестабильности  $1 \times 10^{-17}$  [96, 156].
2.  $^{171}\text{Yb}^+$ . Данный ион обладает двумя часовыми переходами, а именно квадрупольным (E2)  $^2S_{1/2} - ^2D_{3/2}$  и октупольным (E3)  $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$  на длинах волн 436 нм и 467 нм с естественной шириной 3.1 Гц и  $10^{-9}$  Гц. Эта отличительная особенность позволяет реализовать различные схемы измерений, например получать нечувствительную к излучению черного тела «синтетическую» частоту [157] этих двух переходов, или проводить калибровку внешних полей по одному переходу (E2) и использовать второй переход (E3) в качестве основного часового. В работе [6] систематическая ошибка такого стандарта составила  $3 \times 10^{-18}$ .
  3. *Другие ионы*. Погрешности единиц 17 знака достигли стандарты на ионах  $^{199}\text{Hg}^+$ ,  $^{88}\text{Sr}^+$ , помимо этого ведутся работы с ионами  $^{40}\text{Ca}^+$  и  $^{115}\text{In}^+$  [26, 27]. На ионах  $^{40}\text{Ca}^+$  построен перевозимый оптический стандарт частоты с систематической погрешностью  $7.7 \times 10^{-17}$  и стабильностью  $2.3 \times 10^{-14}/\sqrt{\tau}$  [18].
  4.  $^{87}\text{Sr}$ . Одним из лидеров по систематической погрешности и по распространности является стандарт на ансамбле атомов  $^{87}\text{Sr}$  в оптической решетке на магической длине волны 813 нм. Оптический стандарт на часовом переходе  $^1S_0 - ^3P_0$  на длине волны 698 нм с естественной шириной линии 1 мГц в настоящее время имеет систематическую погрешность  $2.1 \times 10^{-18}$  и стабильность  $2 \times 10^{-16}$  на 1 с измерения [7]. Большой сдвиг частоты часового перехода излучением черного тела ( $5.5 \times 10^{-15}$  отн. ед.) приводит к необходимости крайне точного измерения дифференциальной статической поляризуемости часовых уровней [158] и контроля окружающей температуры [98], либо спектроскопии ансамбля атомов в криогенном окружении [22]. Перезимые часы на атомах  $^{87}\text{Sr}$ , установленные в трейлер, демонстрируют систематическую погрешность  $7 \times 10^{-17}$  (после дополнительной охарактеризации часов может быть снижена до  $1 \times 10^{-17}$ ) и нестабильность  $1.3 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$  [19].



5.  $^{171}\text{Yb}$ . Вслед за часами на атомах  $\text{Sr}$  стандарты на  $\text{Yb}$  демонстрируют суммарную систематическую погрешность на уровне единиц 17 знака [23] и нестабильность  $3 \times 10^{-17}$  на 1 с. При сравнении 2-ух таких часов относительная нестабильность достигает  $1 \times 10^{-18}$  за несколько тысяч секунд измерения при синхронном опросе атомных ансамблей [24]. В этой же работе продемонстрированы различные схемы измерений при наличии двух одинаковых часов: синхронное, асинхронное, без мертвого времени, а также с престабилизацией лазера по одному ансамблю и Рамси-спектроскопией второго с большим временем свободной эволюции. В таком эксперименте получены осцилляции Рамси на частоте 120 мГц. Атомы иттербия, также как и атомы стронция, сильно чувствительны к излучению черного тела (относительный сдвиг частоты  $2.6 \times 10^{-15}$  при комнатной температуре).
6. *Другие нейтральные атомы.* Сразу отметим, что в качестве оптических стандартов рассматриваются часы на изотопах  $^{88}\text{Sr}$  (фермион) и  $^{174}\text{Yb}$ , для которых получены погрешности  $\sim 10^{-15}$  [159, 160]. Перспективным выглядит стандарт на атомах  $^{199}\text{Hg}$  вследствие значительно меньшей, чем у стронция и иттербия, чувствительности к тепловому излучению. Также ведутся работы над стандартами на атомах  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{40}\text{Ca}$ , где достигнуты погрешности  $\sim 10^{-15}$  [26, 27].

## А.8 Применение и перспективы

Выход на уровень 18 знака в нестабильности и систематической погрешности современных оптических часов открывает новые возможности по улучшению современных технологий и появлению новых. Из прикладных задач использование оптических часов может значительно повысить точность глобального позиционирования как на Земле (GPS, ГЛОНАСС), так и в исследовательских миссиях в глубоком космосе [16]. Чувствительность часов к изменению гравитационного потенциала может быть использована для построения точного геоида, о чем говорилось выше. Микроволновый сигнал, генерируемый оптической гребенкой, стабилизированной по оптическому стандарту [20, 21], демонстриру-

ет наименьшие шумы частоты, что крайне востребовано для чувствительных радаров. Помимо этого, стабилизированная фемтосекундная гребенка уже используется для точной калибровки астрономических спектрографов [4].

В связи с увеличивающимся превосходством оптических стандартов над микроволновыми все реальней стоит вопрос о переопределении секунды. Главной проблемой на этом пути является возможность сличения удаленных оптических часов, находящихся в разных городах или даже на разных континентах. Возможны 2 пути решения данного вопроса: 1) создание глобальной сети из стабилизированных оптоволоконных линий, соединяющей оптические часы в лабораториях по всему миру и 2) передача сигнала через спутники, т. е. оптическая версия используемой сейчас микроволновой TWSTFT (Two Way Satellite Time and Frequency Transfer) связи. В первом направлении (подробно в обзоре [15]) уже получены первые результаты – специальными оптоволоконными каналами соединены институты PTB и MPQ в Германии [14], а также лаборатории в Японии и Италии [161, 162]. Однако создание глобальной сети, соединяющей континенты, является трудновыполнимой задачей. С этой точки зрения второй способ связи выглядит более перспективным – через спутники можно покрыть весь земной шар. Для этого необходимо решить целый ряд технических проблем, таких как отсутствие на данный момент оптического стандарта, способного выдержать запуск в космос и длительную непрерывную работу без квалифицированных сотрудников, влияние атмосферы на передачу оптических сигналов из космоса и др., однако работы в данном направлении активно ведутся [163]. Запуск оптических часов в космос имеет также большой научный интерес в фундаментальных исследованиях, в частности для проверки общей теории относительности [16].

Сравнение частот различных оптических часов с интервалом в несколько лет [3] позволяет наложить ограничение на дрейф некоторых фундаментальных постоянных. Проведение подобных сравнений при различном положении Земли на орбите вокруг Солнца позволяет также проверить зависимость этих констант от значения гравитационного потенциала [164].

В заключении введения несколько слов о перспективах развития области атомных часов. Несмотря на внушительные характеристики современных оптических часов, а также на несомненный их прогресс в ближайшее время в связи с отсутствием фундаментальных преград для выхода на 19 знак точности, на-

учным сообществом ведется поиск новых систем с более высокой частотой перехода и меньшей чувствительностью к внешним возмущениям для получения более точных и стабильных часов. Так, было предложено использовать переходы в многозарядных ионах [29], а также изомерический ядерный переход в атоме  $^{229}\text{Th}$  на длине волны примерно 160 нм [28], оценка систематической ошибки которого дает значение нескольких единиц 19 знака.