

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

Вишнякова Гульнара Александровна

Вторичное лазерное охлаждение атомов тулия

Специальность: 01.04.21 Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва, 2016 г.

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Лазерное охлаждение и пленение нейтральных атомов	15
1.1 Доплеровская теория лазерного охлаждения	16
1.1.1 Сила вязкого трения	16
1.1.2 Понятие температуры	18
1.2 Магнито-оптическая ловушка (МОЛ)	19
1.2.1 Упругая сила	19
1.2.2 Движение атомов в МОЛ	21
1.3 Скорость захвата в МОЛ и зеемановское замедление	22
1.4 Методы понижения температуры	22
1.4.1 Градиентно-поляризационное охлаждение	23
1.4.2 Охлаждение за счет селективного по скоростям когерентного пленения населенности (КПН)	28
1.4.3 Рамановское охлаждение	31
1.4.4 Охлаждение на узком переходе (вторичное охлаждение)	33
1.4.5 Охлаждение с помощью демона Максвелла	35
1.4.6 Охлаждение с тушением возбуждения	37
1.4.7 Охлаждение с перемешиванием магнитных подуровней .	39
1.5 Лазерное охлаждение лантаноидов	40
1.5.1 Мотивация	40
1.5.2 Охлажденные лантаноиды	41
1.5.3 Вторичное охлаждение лантаноидов	41
Глава 2. Первичное охлаждение тулия и источник излучения для вторичного охлаждения	47
2.1 Тулий	47

2.2	Охлаждающие переходы в тулии	50
2.3	Первичная МОЛ для атомов тулия	51
2.4	Источник излучения для вторичного охлаждения. Стабилизация и сужение линии генерации лазера	57
2.4.1	Интерферометр Фабри-Перо	58
2.4.2	Метод стабилизации Паунда-Дривера-Холла	59
2.4.3	Резонатор. Термостабилизированная вакуумная камера .	61
2.4.4	Время жизни фотона в резонаторе	63
2.4.5	Оптическая схема стабилизации	64
2.4.6	Нулевая точка	67
2.4.7	Дрейф резонатора	67
2.4.8	Резонатор, используемый при измерении сверхтонкого рас- щепления уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2 (J' = 9/2)$	68
2.5	Основные результаты главы 2	69
 Глава 3. Измерение сверхтонкого расщепления уровня		
	$4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2 (J' = 9/2)$	70
3.1	Сверхтонкое расщепление в тулии	70
3.2	Спектроскопия в МОЛ	71
3.3	Спектроскопия насыщенного поглощения	74
3.4	Модель формы линии	77
3.5	Влияние оптической накачки на относительную интенсивность переходов между сверхтонкими подуровнями	78
3.6	Уширения и сдвиги	79
3.6.1	Уширение мощностью	79
3.6.2	Времяпролетное уширение	81
3.6.3	Эффекты кривизны волнового фронта и неколлинеарно- сти пучков	82
3.6.4	Уширение, вызванное частотной модуляцией	83

3.6.5	Магнитные поля	84
3.6.6	Столкновительные эффекты и эффект отдачи	84
3.6.7	Бюджет ошибок и результаты	85
3.7	Основные результаты главы 3	86
Глава 4. Лазерное охлаждение атомов тулия на узком переходе		87
4.1	Загрузка атомов во вторичную МОЛ	87
4.1.1	Охлаждающие пучки	87
4.1.2	Перезахват атомов из первичной МОЛ	90
4.1.3	Детектирование облака	91
4.2	Охлаждение на узком переходе	92
4.2.1	Вид потенциала и режимы работы МОЛ	93
4.2.2	Положение и форма облака	95
4.2.3	Температура облака	100
4.2.4	Время установления равновесия	105
4.2.5	Время жизни атомов в МОЛ	107
4.2.6	Число и концентрация атомов в МОЛ	108
4.2.7	Кристаллы в импульсном пространстве	111
4.3	Основные результаты главы 4	115
Заключение		117
Список литературы		120

Введение

Актуальность проблемы

В современных исследованиях все шире употребляется понятие «холодные атомы». Оно подразумевает под собой ансамбль частиц (от 1 до 10^9 атомов), как правило локализованных в пространстве на размерах порядка 0,5 мм и имеющих температуру ниже 1 мК. Характерные скорости при такой температуре составляют 1 – 10 см/с, что значительно ниже скоростей при комнатной температуре (порядка 100 м/с). При таких скоростях значительно подавлены доплеровское и времяпролетное уширения спектральных линий, а время жизни атомов в ловушках может достигать нескольких секунд, что увеличивает время взаимодействия и отношение сигнала к шуму.

Лазерное охлаждение и захват в ловушки [1] – основной способ получения ансамблей холодных атомов и ионов, которые являются мощнейшим инструментом современных физических исследований. В частности, при получении бозе-эйнштейновского конденсата [2, 3] и вырожденного ферми-газа [4], как правило, первым шагом является лазерное охлаждение. Другим важнейшим применением таких ансамблей является использование их в современных стандартах частоты [5]: от микроволнового стандарта на цезиевом фонтане [6], с помощью которого формируются национальные шкалы времени, до оптических стандартов на одиночном ионе алюминия [7], ансамблях атомов стронция [8] и иттербия [9]. Холодные атомы используются в экспериментах по атомной интерферометрии [10], изучению холодных столкновений [11], синтезу холодных молекул [12]. Интересным применением являются квантовые симуляции [13], идея которых состоит в моделировании различных явлений в твердых телах путем помещения холодных атомов в поле световых волн, формирующих гамильтониан, аналогичный гамильтониану в исследуемой системе. Холодные атомы так же применяются в квантовой информации и квантовых вычисле-

ниях для создания квантовых логических операций (гейтов) [14], в метрологических экспериментах по прецизионной лазерной спектроскопии [15] и измерению дрейфа фундаментальных констант [16], проверке основополагающих физических теорий [17].

В последнее время в данной области возник большой интерес к охлаждению редкоземельных элементов. Отличительной особенностью большинства лантаноидов является незаполненная $4f$ -оболочка, расположенная внутри заполненных $5s^2$ - и $6s^2$ -оболочек. Таким образом, переходы между тонкими компонентами основного состояния экранированы от внешних электрических полей и столкновений. Они являются запрещенными в электрическом дипольном приближении, что приводит к малой спектральной ширине переходов внутри оболочек, причем в ряде случаев переходы лежат в оптическом диапазоне. Перечисленные факторы делают такие переходы привлекательными для использования их в оптических стандартах частоты [18]. Большое орбитальное квантовое число и большое количество электронов в незаполненных f -оболочках приводят к большому значению магнитного момента в основном состоянии, что делает интересным исследование магнитного диполь-дипольного взаимодействия холодных атомов [19]. Диполь-дипольное взаимодействие лантаноидов имеет дальнедействующий и анизотропный характер, что позволяет моделировать некоторые квантовые эффекты физики магнитных веществ с помощью квантовых симуляторов на основе холодных ансамблей редкоземельных элементов. При этом необходимо управлять величиной и знаком взаимодействия атомов между собой. Это возможно благодаря зависимости длины рассеяния от внешнего магнитного поля – резонансов Фешбаха [20], которые также имеют отличительную особенность в магнитных атомах. Из-за анизотропии взаимодействия резонансы Фешбаха имеют место уже при полях порядка 1 Гс [19, 21, 22] в отличие от большинства других элементов, для которых изменение длины рассеяния требует полей порядка сотен и тысяч Гс [20]. Кроме того, представляет интерес исследование бозе-эйнштейновского конденсата и

вырожденного ферми-газа сильно взаимодействующих атомов [23, 24, 25, 26].

В 2010 году нашей группой в ФИАНе впервые в мире было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов тулия [27]. Тулий является редкоземельным элементом с внутренней незаполненной $4f$ -оболочкой, основное состояние имеет конфигурацию $[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2$. Внутренний магнито-дипольный переход между компонентами тонкой структуры основного состояния на длине волны $\lambda = 1,14$ мкм предлагается использовать в качестве часового в репере частоты на основе ансамбля холодных атомов тулия. Большое значение магнитного момента $\mu = 4\mu_B$ в основном состоянии делает богатым спектр магнитных диполь-дипольных взаимодействий. Первая стадия охлаждения была реализована на сильном переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2 (J' = 9/2, F' = 5)$ с длиной волны $\lambda = 410,6$ нм и естественной шириной $\gamma = 10$ МГц. Как для создания стандарта частоты, так и для исследования магнитных взаимодействий, необходимо перезагрузить атомы в оптическую дипольную ловушку или оптическую решетку [20, 28]. В результате эффективной работы субдоплеровского охлаждения [29] в первой стадии охлаждения удалось получить температуру 25 мкК [30]. Однако такая температура еще не достаточно низка для эффективной перезагрузки, поэтому необходимо дальнейшее понижение температуры, что являлось основной целью данной работы.

Диссертация посвящена вторичному лазерному охлаждению атомов тулия на спектрально-узком переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2 (J' = 9/2, F' = 5)$ с длиной волны $\lambda = 530,7$ нм и естественной шириной $\Gamma/2\pi = \gamma = 350$ кГц и измерению сверхтонкого расщепления верхнего уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2 (J' = 9/2)$ охлаждающего перехода.

Цели и задачи работы

Целями работы являлись реализация метода доплеровского охлаждения атомов тулия на узком переходе, оптимизация процесса и исследование свойств

облака холодных атомов.

Поставлены и решены следующие задачи:

1. Стабилизация частоты и сужение линии генерации лазерного источника на длине волны 530,7 нм для обеспечения эффективной работы вторичного охлаждения.
2. Исследование сверхтонкой структуры верхнего уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$) охлаждающего перехода.
3. Разработка методики и осуществление вторичного лазерного охлаждения атомов тулия на узком переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2$ ($J = 7/2, F = 4$) \rightarrow $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2, F' = 5$). Захват атомов в магнито-оптическую ловушку. Исследование зависимостей характеристик ансамбля от параметров охлаждающего излучения, сопоставление с существующими теориями.
4. Исследование анизотропии облака атомов тулия при температурах порядка 10 мкК, специфичной для охлаждения на узком переходе.

Научная новизна

1. Исследована сверхтонкая структура уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$). Погрешность измерения частоты расщепления составила 0,008%, что на порядок величины меньше по сравнению с работой [31].
2. Впервые реализовано лазерное охлаждение атомов тулия на узком переходе шириной $\gamma = 350$ кГц и захват во вторичную магнито-оптическую ловушку. Подтверждена цикличность перехода. Достигнуты минимальные температуры 16 ± 3 мкК и 8 ± 2 мкК по осям вдоль и поперек направления силы тяжести, соответственно.

3. Наблюдалось поведение облака атомов тулия при низких температурах, специфичное для охлаждения на узком переходе: смещение равновесного положения облака под действием силы тяжести и независимость температуры от отстройки в диапазоне больших отстроек. Продемонстрировано формирование кристаллов в импульсном пространстве при взаимодействии атомов с излучением, имеющим положительную отстройку.

Практическая ценность

Достигнутые характеристики облака (концентрация атомов $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при температурах порядка 20 мкК) позволят перезагрузить атомы тулия в оптическую дипольную ловушку и оптическую решетку с эффективностью близкой к 100%. Облако атомов в двумерной оптической решетке будет использоваться для создания оптического репера частоты на магнито-дипольном переходе с длиной волны $\lambda = 1,14 \text{ мкм}$ и шириной $\gamma = 1,6 \text{ Гц}$, который должен обеспечить точность лучше 10^{-17} , что соответствует мировому уровню.

Вторым важным применением холодных атомов тулия, захваченных в оптическую решетку, являются квантовые симуляции явлений в магнитных веществах с использованием подстройки диполь-дипольного взаимодействия с помощью резонансов Фешбаха, исследование которых представляет самостоятельный интерес.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его решающем участии.

Защищаемые положения

1. Измерено значение частоты сверхтонкого расщепления верхнего уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$) охлаждающего перехода, которое составило $-2110,56 \pm 0,16$ МГц, с точностью $0,008\%$. Точность измерения повышена более, чем на порядок в сравнении с [31]. Наибольший вклад в ошибку вносит сдвиг за счет кривизны волнового фронта.
2. Осуществлена стабилизация частоты и сужение линии генерации лазерного источника на длине волны $530,7$ нм для вторичного охлаждения атомов тулия. Дрейф частоты составляет 600 Гц/час, ширина линии генерации не более 20 кГц.
3. Разработана методика перезахвата из первичной магнито-оптической ловушки и реализовано лазерное охлаждение атомов тулия на узком переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2$ ($J = 7/2, F = 4$) \rightarrow $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2, F' = 5$) с длиной волны $\lambda = 530,7$ нм и шириной $\gamma = 350$ кГц. Эффективность перезахвата во вторичную магнито-оптическую ловушку близка к 100% в широком диапазоне параметров охлаждающего излучения.
4. Минимально достигнутые температуры при числе атомов порядка 10^6 и концентрации на уровне 10^{10} см $^{-3}$ составляют 16 ± 3 мкК по вертикальной (вдоль \vec{g}) оси и 8 ± 2 мкК по горизонтальной (поперек \vec{g}) оси и достигаются при параметрах насыщения $s < 0,1$ и отстройках $\delta < -7\gamma$. Осуществлен режим, в котором температура не зависит от отстройки из-за смещения равновесного положения ловушки вниз в поле силы тяжести.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы были представлены автором лично на международных и всероссийских научных конференциях и школах:

1. “Second Stage Laser Cooling and Optical Trapping of ^{169}Tm Atoms”, Г. Вишнякова, Д. Сукачѐв, Е. Калганова, А. Савченков, А. Соколов, А. Акимов, Н. Колачевский, В. Сорокин, ICONO, Международная конференция по когерентной и нелинейной оптике, 18–22 июня 2013, Москва.
2. “Laser Cooling and Optical Trapping of Thulium Atoms”, Г. Вишнякова, Е. Калганова, Д. Сукачѐв, А. Соколов, Н. Колачевский, А. Акимов, В. Сорокин, Летняя научная школа Российского квантового центра, 15–18 июля 2013, Российский квантовый центр, Сколково, Московская область.
3. “Second Stage Laser Cooling and Optical Trapping of Tm Atoms”, Г. Вишнякова, Е. Калганова, Д. Сукачѐв, А. Соколов, Н. Колачевский, А. Акимов, В. Сорокин, ICQT-2013, Вторая международная конференция по квантовым технологиям, 20-24 июля 2013, Москва. Приз за лучший постерный доклад.
4. “Laser cooling on the weak transition and trapping in an optical dipole trap of Tm atoms”, Г. Вишнякова, Д. Сукачѐв, Е. Калганова, А. Савченков, А. Соколов, А. Акимов, Н. Колачевский, В. Сорокин, MPLP 2013, Шестой международный симпозиум по современным проблемам лазерной физики, 25-31 августа 2013, Новосибирск.
5. “Laser Cooling on the Narrow Transition and Optical Trapping of Tm Atoms”, G. Vishnyakova, E. Kalganova, S. Fedorov, D. Sukachev, A. Sokolov, N. Kolachevsky, A. Akimov, V. Sorokin, Весенняя школа Российского квантового центра для студентов и молодых ученых, 17-20 марта 2014, Москва.
6. «Магнито-оптическая и оптическая дипольная ловушки для атомов тулия», Вишнякова Г. А., Калганова Е. С., Фѐдоров С. А., Головизин А. А.,

Трегубов Д. О., Сукачѳв Д. Д., Акимов А. В., Колачевский Н. Н., Сорокин В. Н., XV Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики», 16-20 ноября 2014, ФИАН (Москва).

7. «Лазерное охлаждение атомов тулия на узком переходе», Г. Вишнякова, Е. Калганова, А. Головизин, Д. Сукачѳв, Д. Трегубов, А. Акимов, Н. Колачевский, К. Хабарова, В. Сорокин, VI Всероссийская молодежная конференция «Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики», 15-20 ноября 2015, Москва.
8. «Лазерное охлаждения атомов тулия на узком переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2 \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ с длиной волны 530,7 нм и шириной линии 350 кГц», Г. А. Вишнякова, 58 научная конференция МФТИ, 23–28 ноября 2015, Москва-Долгопрудный-Жуковский.

Так же полученные результаты были представлены на Семинаре отдела спектроскопии отделения оптики ФИАН в 2016 году. Работа «Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия на узком циклическом переходе» авторов Калгановой Е.С., Вишняковой Г.А., Фѳдорова С.А., и Сукачѳва Д.Д. получила диплом за высокий научный уровень проводимых исследований на Конкурсе молодежных научных работ УНК ФИАН 2014 года (премия им. Н. Г. Басова). Автор был удостоен стипендии Правительства Российской Федерации на 2015–2016 учебный год.

Публикации автора по теме диссертации

Результаты работы опубликованы в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

1. G. A. Vishnyakova, E. S. Kalganova, D. D. Sukachev, S. A. Fedorov, A. V. Sokolov, A. V. Akimov, N. N. Kolachevsky and V. N. Sorokin, “Two-

stage laser cooling and optical trapping of Thulium atoms”, *Laser Phys.*, **24**, 074018, (2014).

“Erratum: Two-stage laser cooling and optical trapping of Thulium atoms”, *Laser Phys.*, **24**, 129601, (2014).

2. Д. Д. Сукачѐв, Е. С. Калганова, А. В. Соколов, С. А. Фѐдоров, Г. А. Вишнякова, А. В. Акимов, А. А. Головизин, Н. Н. Колачевский, В. Н. Сорокин, “Вторичное лазерное охлаждение и удержание в ловушках атомов тулия”, *Квантовая электроника*, **44** (6), 515–520, (2014).

D. D. Sukachev, E. S. Kalganova, A. V. Sokolov, S. A. Fedorov, G. A. Vishnyakova, A. V. Akimov, N. N. Kolachevsky, V. N. Sorokin, “Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps”, *Quantum Electron*, **44** (6), 515–520, (2014).

3. S. A. Fedorov, G. A. Vishnyakova, E. S. Kalganova, D. D. Sukachev, A. A. Golovizin, D. O. Tregubov, K. Yu. Khabarova, A. V. Akimov, N. N. Kolachevsky, V. N. Sorokin, “Improved measurement of the hyperfine structure of the laser cooling level $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$) in ^{169}Tm ”, *Applied Physics B*, **121**, 3, 275-282, (2015).

4. Вишнякова Г. А., Головизин А. А., Калганова Е. С., Сорокин В. Н., Сукачѐв Д. Д., Трегулов Д. О., Хабарова К. Ю., Колачевский Н. Н. «Ультрахолодные лантаноиды: от оптических часов до квантовых симуляторов», *УФН*, **186**, 176–182, (2016).

Vishnyakova G. A., Golovizin A. A., Kalganova E. S., Sorokin V. N., Sukachev D. D., Tregubov D. O., Khabarova K. Yu., Kolachevsky N. N. “Ultracold lanthanides: from optical clocks to quantum simulators” *Phys. Usp.*, **59**, 168–173, (2016).

Структура диссертации

Диссертация состоит из четырех глав. В первой главе кратко представлена теория лазерного охлаждения и пленения нейтральных атомов в магнито-оптическую ловушку, описаны некоторые методы понижения температуры и отдельно освещена тема лазерного охлаждения лантаноидов. Во второй главе описаны некоторые свойства и особенности редкоземельного элемента тулия, кратко описана первичная магнито-оптическая ловушка для атомов тулия. Также представлено описание схемы по стабилизации частоты и сужению линии генерации лазерного источника излучения для вторичного охлаждения. Третья глава посвящена измерению величины и знака сверхтонкого расщепления верхнего уровня охлаждающего перехода и оценкам вкладов различных механизмов уширений и сдвигов. Последняя, четвертая глава описывает эксперимент по вторичному охлаждению атомов тулия на узком переходе. Представлено теоретическое описание особенностей лазерного охлаждения на слабом переходе и полученные экспериментальные результаты.

Глава 1. Лазерное охлаждение и пленение нейтральных атомов

Лазерное охлаждение основано на световом давлении, которое излучение оказывает на атомы или другие частицы. Первая экспериментальная демонстрация светового давления на лепестки крутильных весов была осуществлена П. Н. Лебедевым в 1899 году [32]. В 1933 году Р. Фриш осуществил отклонение пучка атомов натрия резонансным излучением натриевой лампы [33]. Идея охлаждения ионов с помощью лазерного излучения была высказана в 1975 году Д. Дж. Вайнлендом и Х. Г. Демельтом [34] и в том же году Т. В. Хэншем и А. Л. Шавловым применительно к нейтральным атомам [35]. В 1978 году Вайнленд с коллегами реализовали лазерное охлаждение ионов магния в Институте NIST в США [36]. В 1979 году В. С. Летохов, В. И. Балыкин и В. И. Мишин продемонстрировали замедление пучка атомов натрия встречным световым пучком в Отделе лазерной спектроскопии Института спектроскопии Академии наук СССР [37].

Первый эксперимент по охлаждению атомов натрия по всем трем координатам выполнил в 1985 году С. Чу [38], а уже в 1987 году совместно с Е. Л. Раабом и Д. Е. Притчардом осуществил захват атомов в магнито-оптическую ловушку [39].

В этой главе описаны методы лазерного охлаждения и захвата нейтральных атомов в магнито-оптическую ловушку. Описаны такие методы получения температур ниже доплеровского предела, как градиентно-поляризационное охлаждение (в $\sigma^+ - \sigma^-$ и $lin \perp lin$ конфигурациях поляризаций) [29], охлаждение за счет селективного по скоростям когерентного пленения населенности [40], рамановское охлаждение [41], охлаждение на узком переходе (вторичное охлаждение) [42], охлаждение с помощью демона Максвелла [43], охлаждение с тушением возбуждения [44] и охлаждение с перемешиванием магнит-

ных подуровней [45]. Многие из этих методов требуют специфической системы атомных уровней или, напротив, решают проблему отсутствия удобной системы. Отдельно рассмотрено лазерное охлаждение лантаноидов с незаполненной внутренней $4f$ -оболочкой, к которым относится тулий.

1.1 Доплеровская теория лазерного охлаждения

В этом параграфе кратко изложена упрощенная теория доплеровского механизма охлаждения. Более подробно с теорией доплеровского охлаждения можно ознакомиться, например, в [46, 47, 48, 49, 50].

1.1.1 Сила вязкого трения

Принцип лазерного охлаждения основывается на том, что при правильно выбранных параметрах охлаждающего излучения энергия поглощаемого фотона движущимся атомом в среднем меньше энергии спонтанно излученного фотона. Таким образом, после каждого акта поглощения-испускания кинетическая энергия атома уменьшается. Для начала рассмотрим одномерный случай. Пусть двухуровневый атом имеет скорость \vec{v} и находится в поле бегущей световой волны, направление распространения которой противоположно направлению движения атома, то есть $\vec{k}\vec{v} < 0$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения. Частоту перехода в атоме обозначим за ν_0 , а частоту лазерного поля за ν , причем $\nu < \nu_0$. За счет эффекта Доплера атом будет более эффективно поглощать фотоны из встречного пучка, чем если бы пучок был «догоняющим». Каждое поглощение фотона уменьшает импульс атома на величину $\Delta\vec{p} = \hbar\vec{k}$. Последующее спонтанное испускание фотона происходит изотропно, поэтому в среднем не меняет импульс атома. Можно показать, что

на атом действует средняя сила

$$\vec{F}(\vec{v}) = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \frac{4(\Delta - \vec{k}\vec{v})^2}{\Gamma^2}}, \quad (1.1)$$

где $2\pi\hbar$ – постоянная Планка, $\Gamma = 2\pi\gamma$ – естественная ширина перехода в атоме, $s = I/I_{sat}$ – параметр насыщения, I – интенсивность светового поля, $I_{sat} = \pi\hbar c\Gamma/3\lambda^3$ – интенсивность насыщения перехода, $\Delta = 2\pi\delta = 2\pi(\nu - \nu_0)$ – отстройка частоты излучения от частоты перехода. Здесь учтено изменение частоты излучения в системе отсчета атома, летящего со скоростью v за счет эффекта Доплера: $\Delta_{eff} = \Delta - \vec{k}\vec{v}$. Если теперь поместить атом в поле двух световых волн, распространяющихся навстречу друг другу, в предположении малой интенсивности результирующая сила будет иметь вид

$$\vec{F}(\vec{v}) = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \left(\frac{s}{1 + s + \frac{4(\Delta - \vec{k}\vec{v})^2}{\Gamma^2}} - \frac{s}{1 + s + \frac{4(\Delta + \vec{k}\vec{v})^2}{\Gamma^2}} \right). \quad (1.2)$$

Далее, в пределе малых скоростей можно упростить это выражение:

$$\vec{F}(\vec{v}) = \frac{8\hbar k^2 s \Delta}{\Gamma \left(1 + s + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}\right)^2} \vec{v}, \quad (1.3)$$

то есть силу можно представить в виде $\vec{F}(\vec{v}) = \alpha \vec{v}$, где коэффициент α дается выражением

$$\alpha = \frac{8\hbar k^2 s \Delta}{\Gamma \left(1 + s + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}\right)^2}. \quad (1.4)$$

Отсюда видно, что в пределе малых скоростей и при так называемой красной или отрицательной отстройке излучения ($\Delta < 0$) сила светового давления пропорциональна скорости атома и направлена в противоположную сторону ($\alpha < 0$). Из-за аналогии с силой вязкого трения этот механизм замедления назван оптической патокой (optical molasses) [38, 47], а коэффициент α – коэффициентом вязкого трения.

1.1.2 Понятие температуры

В процессе поглощения и испускания фотонов атом испытывает случайные блуждания в импульсном пространстве. Поэтому распределение скоростей ансамбля атомов в оптической пачке будет близко к гауссовскому и можно ввести понятие температуры ансамбля. Для нахождения равновесной температуры необходимо приравнять скорости охлаждения за счет поглощения фотонов и нагрева за счет эффекта отдачи при каждом поглощении и испускании. Скорость охлаждения имеет вид

$$\dot{E}_{cool} = \frac{\partial p^2}{\partial t 2m} = F(v)v = \alpha v^2 = \frac{8\hbar k^2 s \Delta}{\Gamma \left(1 + s + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}\right)^2} v^2, \quad (1.5)$$

где m – масса атома, тогда как скорость нагрева дается выражением [5]

$$\dot{E}_{heat} = 2 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \Gamma \frac{1}{2} \frac{2s}{1 + 2s + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}}. \quad (1.6)$$

Приравняв их сумму к нулю в приближении малого параметра насыщения можно найти равновесную температуру:

$$k_B T = m \langle v^2 \rangle = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2}{2|\Delta|/\Gamma}. \quad (1.7)$$

Это выражение достигает своего минимума при отстройке $\Delta = -\Gamma/2$ и называется доплеровским пределом температуры:

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} = \frac{h\gamma}{2k_B}. \quad (1.8)$$

Как видно из этого выражения, минимальная температура пропорциональна естественной ширине перехода γ . Можно провести упрощенное обобщение на трехмерный случай [47]. С одной стороны, из-за увеличения мощности излучения в 3 раза увеличивается скорость нагрева. С другой стороны, выражение $k_B T/2 = m \langle v^2 \rangle / 2$ модифицируется в $3k_B T/2 = m \langle v^2 \rangle / 2$. Таким образом, выражение для доплеровского предела температуры остается неизменным.

Этот вывод является упрощенным и не применим при больших параметрах насыщения [47, 50] и наличии магнитных подуровней основного и возбужденного состояний [51, 52], однако он довольно хорошо описывает характер зависимости температуры от отстройки и значение минимальной температуры. Учет магнитных подуровней ведет к субдоплеровским механизмам охлаждения (сизифово и градиентно-поляризационное) [29, 53], которые позволяют достичь более низких температур. Еще более низких температур можно достичь, например, с помощью селективного по скоростям охлаждения на эффекте когерентного пленения населенности [40] и рамановского охлаждения [41], которые описаны ниже.

1.2 Магнито-оптическая ловушка (МОЛ)

1.2.1 Упругая сила

Описанная в предыдущем параграфе оптическая патока позволяет замедлять атомы, но не позволяет локализовывать их в пространстве. Наиболее распространенным методом локализации атомов в пространстве является наложение квадрупольного магнитного поля [39]. Для простоты рассмотрим одномерный случай и положим полный момент основного состояния $F = 0$, а возбужденного $F' = 1$. Пусть в системе имеется градиентное магнитное поле, значение которого пропорционально координате $B = B'z$, причем в центре поле имеет нулевое значение, а поляризации света выбраны циркулярными и различными для встречных пучков. Тогда за счет эффекта Зеемана сдвиг магнитных подуровней так же будет пропорционален координате $\Delta E = m_{F'} g_{F'} \mu_B B' z$ (см. рис. 1.1(а)), где $m_{F'} = \pm 1, 0$ – проекция момента F' на ось x , $g_{F'}$ – g -фактор Ланде верхнего уровня, $\mu_B = 927,4 \cdot 10^{-26}$ Дж/Тл – магнетон Бора, что ведет к появлению дополнительного слагаемого в эффективной отстройке

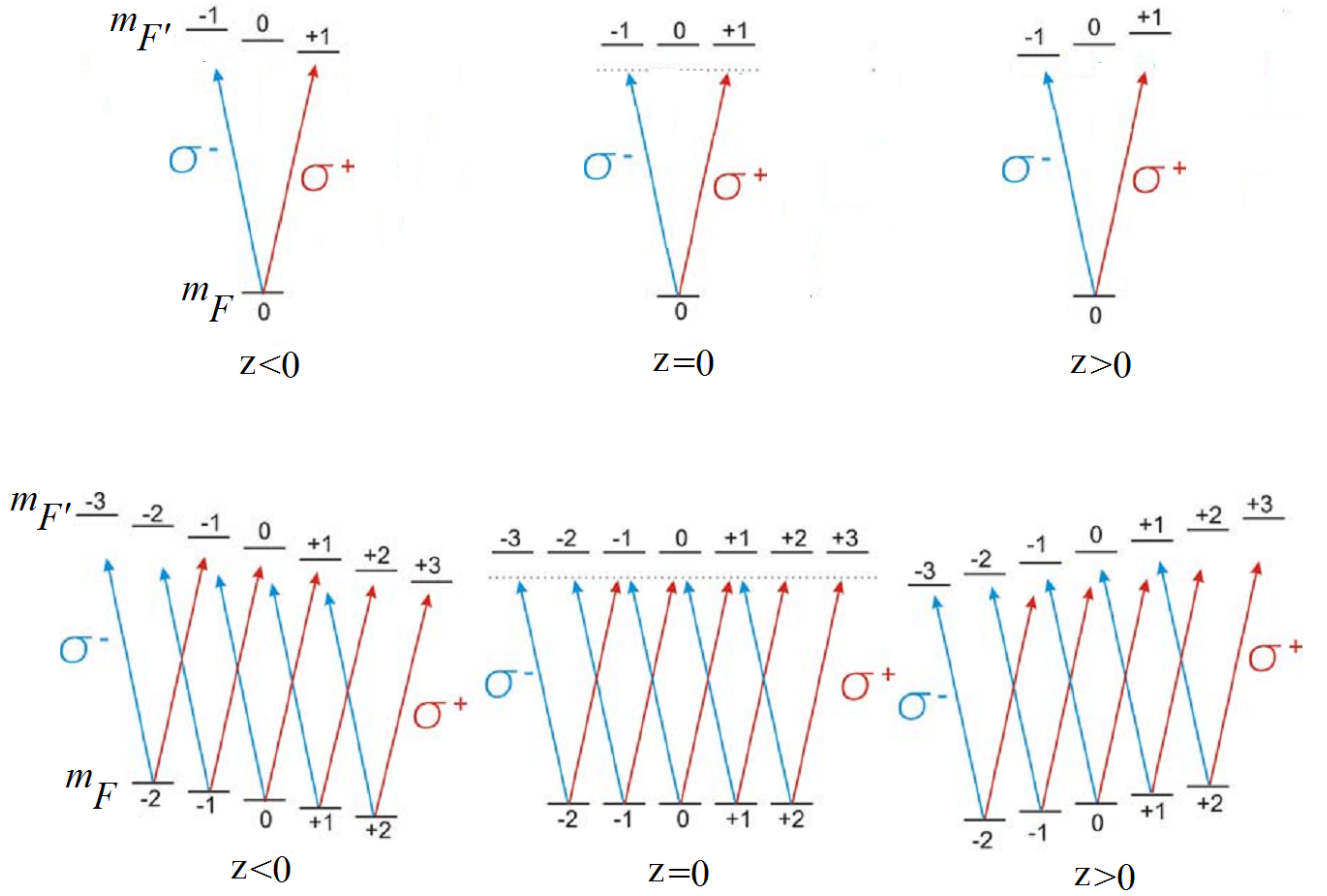


Рисунок 1.1 — Сдвиг энергии магнитных подуровней в линейном магнитном поле для переходов (а) $F = 0 \rightarrow F' = 1$ и (б) $F = 2 \rightarrow F' = 3$.

и соответствующему выражению для силы:

$$\vec{F}(\vec{v}, \vec{z}) = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \left(\frac{s}{1 + s + \frac{4(\Delta - \vec{k}\vec{v} - g_{F'}\mu_B \vec{B}'\vec{z}/\hbar)^2}{\Gamma^2}} - \frac{s}{1 + s + \frac{4(\Delta + \vec{k}\vec{v} + g_{F'}\mu_B \vec{B}'\vec{z}/\hbar)^2}{\Gamma^2}} \right). \quad (1.9)$$

Аналогично выводу силы вязкого трения вблизи центра ловушки можно получить выражение

$$\vec{F}(\vec{v}, \vec{z}) = \alpha \vec{v} + \beta \vec{z}, \quad (1.10)$$

где коэффициент β задается выражением

$$\beta = \frac{8g_{F'}\mu_B B' k s \Delta}{\Gamma \left(1 + s + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}\right)^2} < 0 \text{ при } \Delta < 0. \quad (1.11)$$

Таким образом, сила имеет слагаемое, аналогичное упругой возвращающей силе, направленной к центру ловушки.

При увеличении значений F и F' и условия близких значений g -факторов Ланде нижнего и верхнего уровней картина сдвига магнитных подуровней качественно остается аналогичной случаю $F = 0 \rightarrow F' = 1$ (см. рис. 1.1(б)). Здесь стоит отметить, что условие $F' > F$ является необходимым, так как в противном случае атомы на крайних магнитных подуровнях нижнего уровня не будут взаимодействовать со светом и не будут испытывать удерживающей силы. Так же отметим, что при сильном отличии значений g -факторов картина существенно меняется, что имеет место, например, при охлаждении атомов стронция-87 на узком переходе [45], как описано в параграфе 1.4.7.

Необходимое квадрупольное поле можно создать парой одинаковых катушек с током в антигельмгольцевской конфигурации, то есть расположенных соосно на некотором расстоянии и имеющих противоположное направление тока. Стоит заметить лишь, что в силу соотношения $div \vec{B} = 0$ градиент по двум осям, перпендикулярным оси симметрии системы, будет в два раза меньше градиента по оси симметрии. Кроме того, особое внимание необходимо уделить выбору знаков циркулярных поляризаций.

1.2.2 Движение атомов в МОЛ

Сила (1.10) описывает движение атомов в параболическом потенциале с затуханием. Соответственно, можно ввести собственную частоту и константу затухания:

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \sqrt{|\beta|/m}, \\ \Gamma_0 &= |\alpha|/m.\end{aligned}\tag{1.12}$$

Характерные значения этих величин составляют $\omega_0 = 2\pi \cdot 10^3$ Гц и $\Gamma_0 = 10^5$ с⁻¹. Таким образом, движение представляет собой колебания, затухающие быстрее, чем за один период.

1.3 Скорость захвата в МОЛ и зеemanовское замедление

Важной характеристикой является скорость захвата атомов в МОЛ. Она определяется как

$$v_c = \frac{2d|\alpha|}{m}, \quad (1.13)$$

где α – коэффициент вязкого трения (см. (1.4)), d – диаметр охлаждающих пучков. Если скорость атома превышает скорость захвата, то атом за время взаимодействия со светом не успеет рассеять достаточное количество фотонов, чтобы быть захваченным в МОЛ. Для типичных значений параметров скорость захвата составляет 30 м/с.

В некоторых случаях требуется предварительное замедление атомов до скоростей меньших или равных v_c . Как правило, для этого используется зеemanовский замедлитель [54], в котором атомы теряют свою скорость за счет взаимодействия с противонаправленным пучком излучения, отстроенным в красную область от частоты перехода. По мере замедления атомы за счет эффекта Доплера перестают взаимодействовать со светом. Для эффективного охлаждения на всей длине замедлителя на него намотан соленоид с переменным числом витков, которое подбирается так, чтобы атомы максимально эффективно взаимодействовали с излучением в процессе всего замедления.

1.4 Методы понижения температуры

Как правило, для дальнейшего исследования и использования ансамблей холодных атомов их перезагружают в оптическую дипольную ловушку или оптическую решетку [20, 28]. Температуры, получаемые в результате доплеровского охлаждения составляют, как правило, сотни микрокельвин (см. формулу 1.8) и, как правило, не являются достаточно низкими для эффективной

перезагрузки. Однако существует множество способов дальнейшего понижения температуры, некоторые из которых рассмотрены ниже.

1.4.1 Градиентно-поляризационное охлаждение

Рассмотренная выше доплеровская модель охлаждения хорошо описывает взаимодействие двухуровневого атома с полем, однако если нижний уровень охлаждающего перехода обладает магнитными подуровнями, то есть отличным от нуля моментом F , необходимо более детальное рассмотрение, приводящее к дополнительным механизмам охлаждения. Так, в эксперименте по охлаждению атомов натрия группой У. Д. Филлипса в 1988 году была получена температура облака 43 мкК [53], тогда как доплеровский предел составляет 240 мкК. Кроме того, при увеличении отстройки температура монотонно убывала, в то время как доплеровская теория предсказывает наличия минимума в зависимости. В 1999 году Дж. Далибард и К. Коэн-Тануджи объяснили природу такого поведения и показали, что в зависимости от поляризаций охлаждающих пучков охлаждение будет иметь различную природу [29]. Ниже отдельно рассмотрено два случая: для линейных взаимно-ортогональных поляризаций и циркулярных поляризаций разного знака.

lin \perp *lin* конфигурация

В случае, когда оптическая паточка формируется пучками с ортогональными линейными поляризациями, результирующее поле будет иметь вид стоячей волны поляризаций (см. рис. 1.2(а)): в точках $z = \lambda/8 + n\lambda/4$ (n – целое число) поляризация будет циркулярной, причем в соседних точках она имеет разный знак. В точках, где колебания двух полей происходят в фазе ($z = n\lambda/4$), поляризация будет линейной, причем в точках, разделенных расстоянием $\lambda/4$, она взаимно-перпендикулярна. Пусть, для простоты, полный момент основного состояния $F = 1/2$, а возбужденного $F' = 3/2$. Ось квантования выберем вдоль

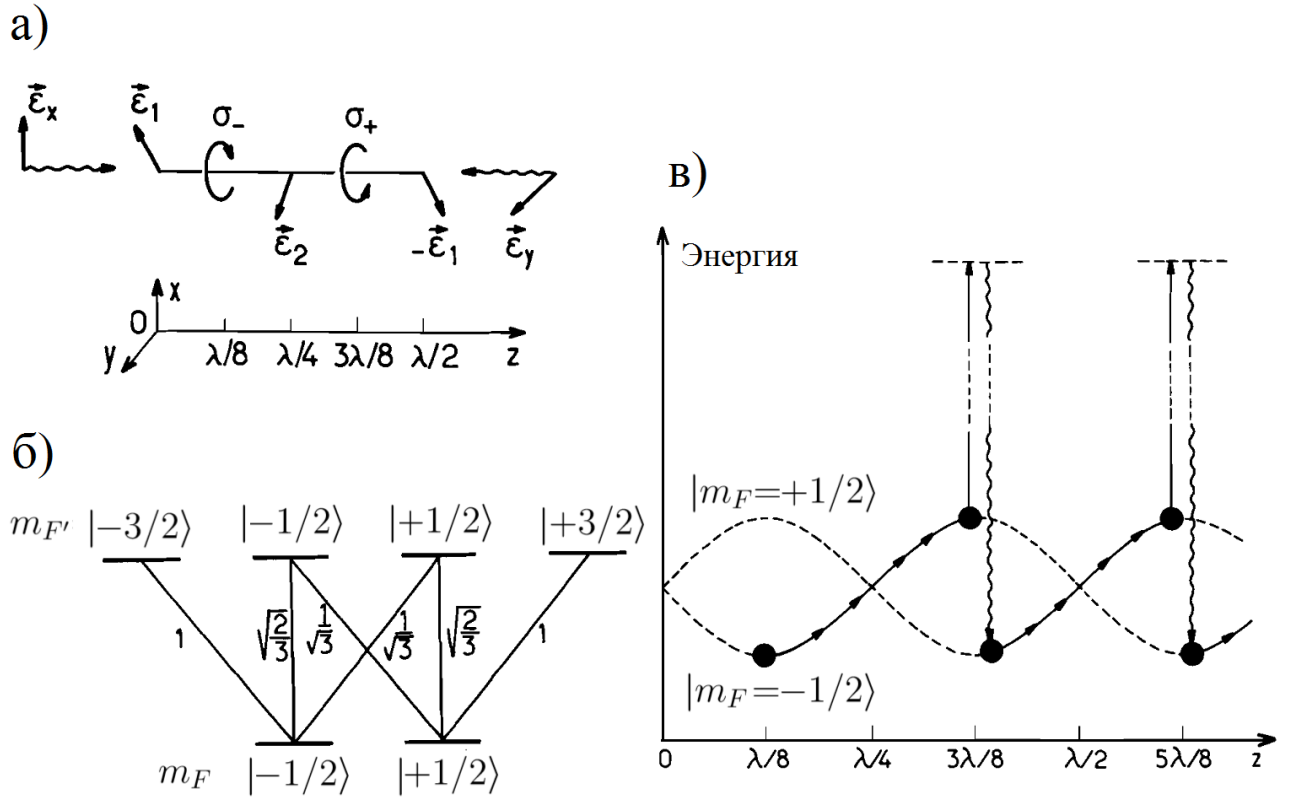


Рисунок 1.2 — Субдоплеровский механизм охлаждения в $lin \perp lin$ конфигурации поляриза-
ций. (а) Стоячая волна поляризаций [29]. (б) Коэффициенты Клебша-Гордана для ком-
понент перехода $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$. (в) Зависимость сдвига подуровней от координаты.

направления распространения одного из пучков (ось z). Основное состояние расщепляется на компоненты $|m_F = -1/2\rangle$ и $|m_F = +1/2\rangle$, а возбужденное — на $|m_{F'} = -3/2\rangle$, $|m_{F'} = -1/2\rangle$, $|m_{F'} = +1/2\rangle$ и $|m_{F'} = +3/2\rangle$, каждый из которых испытывают сдвиги за счет динамического эффекта Штарка в описанном световом поле. При красной отстройке излучения сдвиги подуровней основного состояния будут иметь отрицательное значение. Покажем, что они зависят от координаты z атома. В точках линейной поляризации σ^+ — и σ^- — переходы возбуждаются с одинаковой вероятностью, поэтому подуровни $|m_F = -1/2\rangle$ и $|m_F = +1/2\rangle$ испытывают одинаковый сдвиг. Отметим для полноты, что в точках с линейной поляризацией π -переходы возбуждаться не будут. В точках циркулярной поляризации картина перестает быть симметричной. Световой сдвиг пропорционален матричному элементу дипольного момента перехода, в который входит коэффициент Клебша-Гордана, который зависит от моментов

F, F' и проекций моментов $m_F, m_{F'}$ нижнего и верхнего состояний. Рассмотрим, для определенности, поляризацию σ^- . Как видно из рис. 1.2(б) коэффициент Клебша-Гордана для «крайнего» перехода $|m_F = -1/2\rangle \rightarrow |m_{F'} = -3/2\rangle$ больше, чем для $|m_F = +1/2\rangle \rightarrow |m_{F'} = -1/2\rangle$, поэтому и сдвиг подуровня $|m_F = -1/2\rangle$ будет больше, то есть этот подуровень будет иметь меньшую энергию. Напротив, в точке с σ^+ -поляризацией меньшую энергию будет иметь уровень $|m_F = +1/2\rangle$. Схематически зависимость энергий уровней от координаты показана на рис. 1.2(в).

Пусть в начальный момент времени атом находится в состоянии $|m_F = -1/2\rangle$ в окрестности точки с σ^- -поляризацией, то есть имеет меньшую энергию, и движется вправо (см. рис. 1.2(в)). Тогда по мере движения за счет увеличения потенциальной энергии кинетическая энергия атома уменьшается. В точке с σ^+ -поляризацией атом за счет оптической накачки через состояние $|m_{F'} = +1/2\rangle$ может перейти в состояние $|m_F = +1/2\rangle$ с меньшей энергией. Далее процесс повторяется и атом продолжает терять кинетическую энергию. Для эффективного охлаждения необходимо, чтобы время, за которое происходит переход из состояния $|m_F = -1/2\rangle$ в состояние $|m_F = +1/2\rangle$, совпадало со временем, за которое атом преодолевает расстояние $\lambda/4$.

Можно показать, что температура, достижимая в такой патоке, пропорциональна интенсивности светового поля и обратно пропорциональна отстройке от резонанса:

$$T \sim I/|\delta|, \quad (1.14)$$

а при увеличении отстройки стремится к пределу отдачи

$$T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{2k_B m}. \quad (1.15)$$

Как уже было отмечено, зависимость температуры от отстройки имеет существенно иной характер, чем в доплеровской теории (см. (1.7)), таким образом открывается удобная возможность различить, какой из механизмов дает наибольший вклад в эксперименте по охлаждению какого-либо элемента.

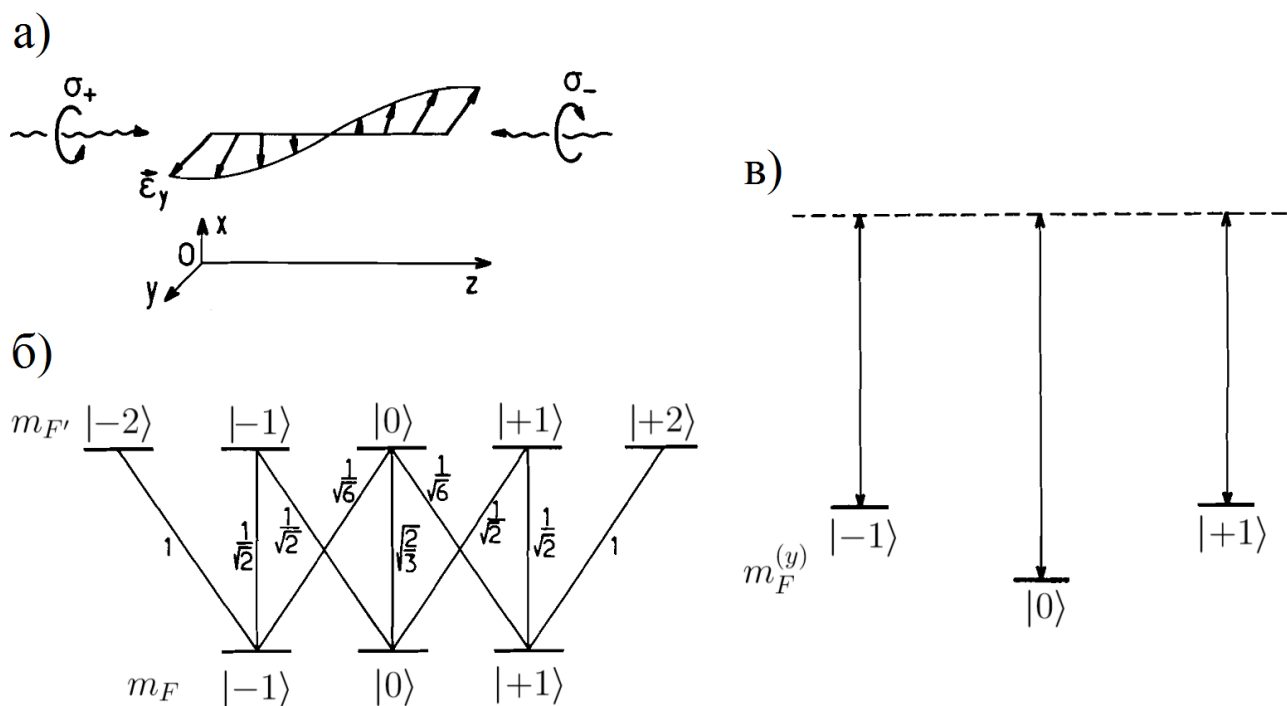


Рисунок 1.3 — Субдоплеровский механизм охлаждения в $\sigma^+ - \sigma^-$ конфигурации поляризации [29]. (а) Винтовой вид поляризации излучения. (б) Коэффициенты Клебша-Гордана для компонент перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$. (в) Световые сдвиги различных магнитных подуровней.

По аналогии с героем древнегреческого мифа о Сизифе это тип охлаждения назван «сизифово охлаждение».

$\sigma^+ - \sigma^-$ конфигурация

Рассмотрим другой случай, в котором оптическая патока формируется световыми полями с противоположными циркулярными поляризациями. Тогда поляризация будет иметь винтовой вид, то есть в каждой точке поляризация результирующего поля линейна, но различна по направлению (см. рис. 1.3(а)). Тогда сдвиги уровней за счет динамического эффекта Штарка не зависят от координаты. В данном методе необходимо, чтобы основной уровень расщеплялся на несколько компонент в описанном поле, то есть момент основного состояния был больше или равен 1. Для простоты положим полный момент основного состояния $F = 1$, а возбужденного $F' = 2$. Ось квантования выбе-

рем по направлению электрического поля в данной точке (ось y на рис. 1.3(а) в точке $z = 0$). Тогда возможны только π -переходы и, в соответствие с коэффициентами Клебша-Гордана (см. рис. 1.3(б)), нижний уровень расщепляется на три подуровня (см. рис. 1.3(в)), два из которых ($|m_F^{(y)} = -1\rangle$ и $|m_F^{(y)} = +1\rangle$) испытывают одинаковый сдвиг, а $|m_F^{(y)} = 0\rangle$ сдвигается сильнее (здесь индекс (y) обозначает выбор оси квантования). Если атом покоится, распределение населенности по подуровням стационарно. Отметим, что в базисе с осью квантования по оси z населенности подуровней $|m_F^{(z)} = -1\rangle$ и $|m_F^{(z)} = +1\rangle$ равны между собой.

Теперь пусть атом движется со скоростью \vec{v} . Тогда в системе отсчета атома электрическое поле вращается с угловой скоростью kv . Если перейти во вращающуюся систему отсчета, возникнет эффективное магнитное поле и добавочное слагаемое в гамильтониане взаимодействия, равное kvF_z , где F_z – оператор проекции момента на ось z . Можно показать, что в первом порядке теории возмущений энергия и населенности подуровней не изменятся, изменятся лишь волновые функции состояний $|m_F^{(y)} = -1\rangle$, $|m_F^{(y)} = +1\rangle$ и $|m_F^{(y)} = 0\rangle$. Если теперь снова перейти в базис с осью квантования по оси z , то окажется, что населенности подуровней $|m_F^{(z)} = -1\rangle$ и $|m_F^{(z)} = +1\rangle$ более не равны между собой и поэтому вероятность поглотить фотоны из пучков σ^+ и σ^- будет отличаться, причем вероятность поглотить фотон из встречного пучка будет больше, что ведет к торможению атома.

Несмотря на то, что этот механизм охлаждения существенно отличается от сизифова охлаждения, зависимость температуры от отстройки так же имеет вид $1/|\delta|$ и стремится к пределу отдачи при увеличении отстройки от резонанса.

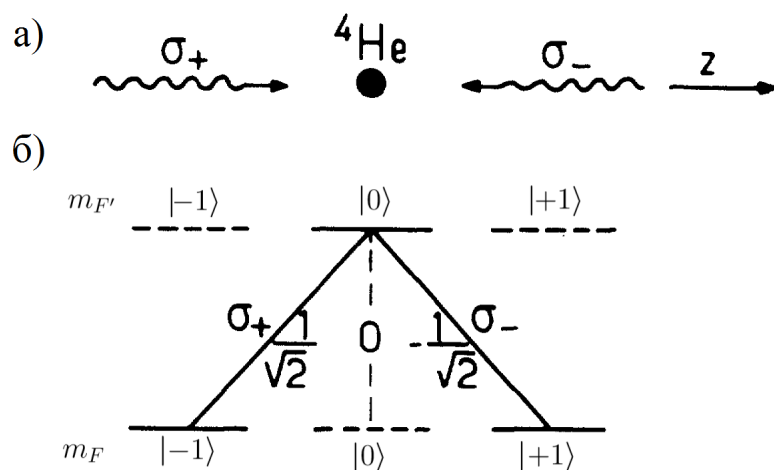


Рисунок 1.4 — Охлаждение за счет селективного по скоростям КПН [40]. (а) Атом в поле двух встречных волн σ^+ – и σ^- –поляризации. (б) Схема уровней.

1.4.2 Охлаждение за счет селективного по скоростям когерентного пленения населенности (КПН)

Оказывается, предел отдачи также не является фундаментальным ограничением на минимальную температуру. Преодолеть его можно, например, с помощью оптической накачки внутренних и поступательных степеней свободы атома. Этот селективный по скорости процесс основан на явлении когерентного пленения населенности (КПН). Стоит, однако, отметить, что в этом методе охлаждения полученная температура отвечает ширине распределения атомов вблизи некоторой ненулевой скорости. Подробное теоретическое рассмотрение можно найти в [55].

Эффект когерентного пленения населенности [56, 57, 58] заключается в том, что при взаимодействии Λ -системы атомных уровней (два нижних подуровня, связанных с общим верхним уровнем радиационными переходами) с бихроматическим излучением, настроенным в резонанс с этими переходами, атом переходит в суперпозиционное (так называемое «темное») состояние и перестает взаимодействовать со светом, то есть поглощать и рассеивать фотоны. Эффект резонансным образом зависит от отстройки разности частот световых полей от разности частот нижних уровней.

Поместим атом, имеющий моменты основного и возбужденного состояний $F = F' = 1$, в поле встречных волн σ^{+-} и σ^{-} — поляризацій, распространяющихся вдоль оси z (рис. 1.4(а)). Уровни $|m_F = \pm 1\rangle$ связаны с уровнем $|m_{F'} = 0\rangle$ дипольными переходами, тогда как переход $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$ запрещен (см. рис. 1.4(б)). Тогда уровни $|m_F = -1\rangle$, $|m_F = +1\rangle$ и $|m_{F'} = 0\rangle$ представляют собой замкнутую Λ -систему с вырожденными нижними подуровнями. Соответственно, в описанной конфигурации противонаправленных световых волн одинаковой частоты условие резонанса КПН выполняется только для атомов из узкой скоростной группы вблизи нуля, так как в противном случае за счет доплеровского сдвига частоты световых полей будут отличны друг от друга. Таким образом, атомы, имеющие нулевую скорость, переходят в непоглощающее состояние и накапливаются в нем. Важную роль в накоплении атомов в этом состоянии играет спонтанное рассеяние, которое позволяет оптически накачивать атомы из поглощающих состояний в темное. Здесь нужно заметить, что эффект отдачи, приобретаемый атомом при спонтанном излучении последнего фотона, является частью цикла охлаждения и поэтому не ограничивает минимальную температуру атомов. Так же интересным является тот факт, что, в отличие от подавляющего большинства механизмов охлаждений, данный механизм не зависит от отстройки светового поля от частоты однофотонного резонанса в атоме.

Включим в рассмотрение поступательную степень свободы атома. Тогда состояние $|m_{F'} = 0\rangle$ будет записываться как $|m_{F'} = 0, p\rangle$, где p — проекция импульса атома на ось z . Это состояние связано вынужденными переходами под действием σ^{+-} и σ^{-} — излучения с состояниями $|m_F = -1, p - \hbar k\rangle$ и $|m_F = +1, p + \hbar k\rangle$, соответственно и образует с ними набор для каждого p (momentum family [49]).

Тогда непоглощающее состояние записывается как

$$|\psi_{NA}\rangle = (|m_F = -1, p = -\hbar k\rangle + |m_F = +1, p = +\hbar k\rangle) \sqrt{2}. \quad (1.16)$$

Это состояние стационарно, так как, во-первых, состояния $|m_F = -1, p = -\hbar k\rangle$ и $|m_F = +1, p = +\hbar k\rangle$ имеют одинаковую энергию и, во-вторых, $\langle \psi_{NA} | V | m_{F'} = 0, p = 0 \rangle = 0$, где V – гамильтониан взаимодействия атома с полем двух световых волн. Состояние $|\psi_{NA}\rangle$ не является собственным для оператора проекции импульса на ось z , поэтому для атомов, захваченных в это состояние, распределение по скоростям имеет два пика при $p = \pm\hbar k$.

Для атомов с $p \neq 0$ состояние $|\psi_{NA}(p)\rangle = (|m_F = -1, p - \hbar k\rangle + |m_F = +1, p + \hbar k\rangle)/\sqrt{2}$ не будет стационарным, так как будут происходить осцилляции между состояниями $|\psi_{NA,A}(p)\rangle = (|m_F = -1, p - \hbar k\rangle \pm |m_F = +1, p + \hbar k\rangle)/\sqrt{2}$ с частотой $2kp/m$. Чем меньше был импульс атома p в состоянии $|m_{F'} = 0, p\rangle$, тем дольше он будет оставаться в непоглощающем состоянии $|\psi_{NA}(p)\rangle$. Таким образом происходит селекция по скоростям с помощью когерентного пленения населенности.

Важную роль играет спонтанное излучение, так как оно перераспределяет атомы между различными скоростными группами и постоянно пополняет группу с нулевой скоростью, которая может перейти в непоглощающее состояние $|\psi_{NA}\rangle$. Стоит подчеркнуть, что этот механизм охлаждения основан не на вязкой силе трения, а на диффузии в пространстве импульсов.

Использование оптической накачки внутренних и поступательных степеней свободы для охлаждения было предложено Д. Е. Притчардом с коллегами в 1987 году [59] и уже в 1988 году в группе К. Коэн-Тануджи удалось осуществить поперечное (одномерное) охлаждение пучка гелия-4 в триплетном метастабильном состоянии до температуры 2 мкК [40], что в два раза ниже предела отдачи для этого атома, а в 1994 году – двумерное охлаждение предварительно охлажденного облака атомов гелия до температуры 250 нК [60]. За этим последовало трехмерное охлаждение до температуры 200 нК [61, 62].

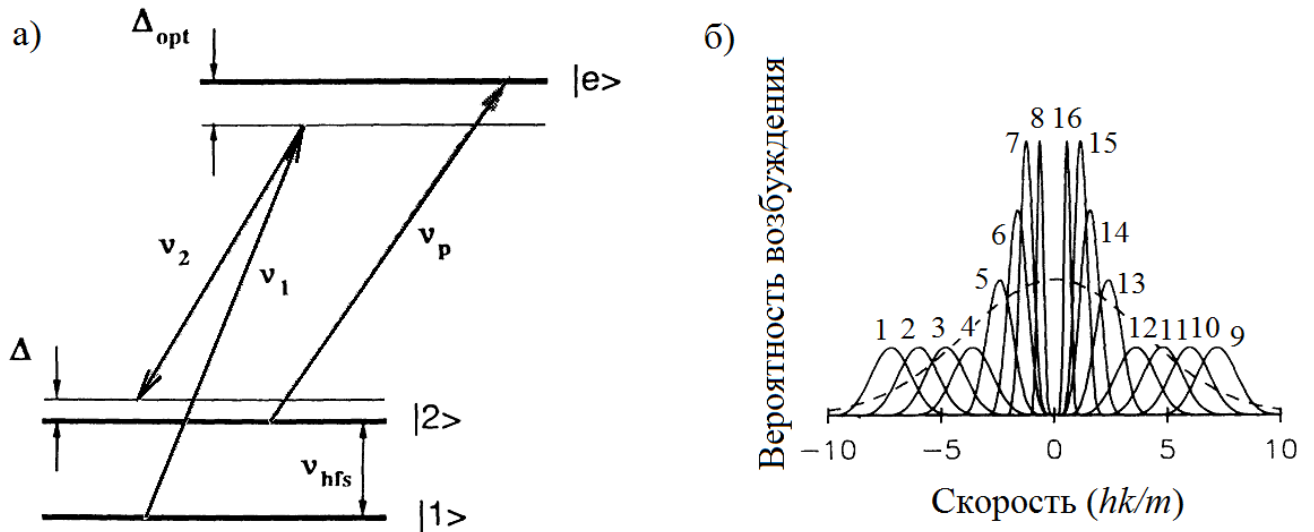


Рисунок 1.5 — Рамановское охлаждение [41]. (а) Схема уровней. (б) Набор импульсов, охватывающих распределение атомов по скоростям в МОЛ. Сплошные пронумерованные кривые – рамановские импульсы, пунктирная кривая – распределение атомов по скоростям после первичного охлаждения.

1.4.3 Рамановское охлаждение

Еще одним способом преодоления предела отдачи является рамановское охлаждение. Оно основано на высокой селективности по скоростям двухфотонного рамановского перехода между двумя подуровнями основного состояния.

Рассмотрим атом, имеющий два сверхтонких подуровня основного состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ с расщеплением ν_{hfs} (см. рис. 1.5(а)), который облучается двумя противоположно направленными лазерными пучками с частотами ν_1 и ν_2 . Если разность частот близка к разности энергий нижних уровней (Δ мала), а каждая из частот отстроена довольно далеко от переходов в атоме (Δ_{opt} велика), то атом ведет себя как двухуровневая система, связанная двухфотонным рамановским переходом [63]. Если разность частот $\nu_1 - \nu_2$ отстроена в красную область от частоты рамановского перехода, то со светом будет взаимодействовать узкая скоростная группа атомов, двигающихся навстречу пучку 1. Напротив, если изменить направления пучков на противоположные, с бихроматическим излучением будет взаимодействовать симметричная скоростная группа. Формой и шириной этой группы можно управлять с помощью временного профиля

импульса.

После загрузки атомов в первичную МОЛ и выключения охлаждающего излучения атомы облучаются последовательностью рамановских импульсов с различными отстройкой и длительностью, причем за каждым бихроматическим импульсом атомы облучаются импульсом оптической накачки с частотой ν_p , настроенным в резонанс с переходом $|2\rangle \rightarrow |e\rangle$, который возвращает атомы на уровень $|1\rangle$. На рис. 1.5(б) показана последовательность импульсов. Отстройка и длительность выбирается таким образом, чтобы охватить все скоростные группы в распределении предварительно охлажденных атомов. На этом рисунке показано, что для последних импульсов выбирается бóльшая длительность, то есть меньшая спектральная ширина. Далее последовательность повторяется с измененными на противоположные направлениями пучков. Описанный цикл повторяется несколько раз. В результате рамановского перехода атом теряет импульс $\Delta p = 2\hbar k$, а в результате оптической накачки испытывает эффект отдачи. Особое внимание уделяется минимизации вероятности возбуждения рамановским импульсом атомов, имеющих ненулевую скорость. В работе [41] для этого используются особая временная форма импульса – огибающая Блэкмана. В отличие от прямоугольного импульса такой импульс имеет пренебрежимо малую мощность вне центрального пика.

Впервые рамановское охлаждение реализовано в 1992 году М. Казевичем и С. Чу в эксперименте с атомами натрия [41]. Было продемонстрировано одномерное охлаждение до температуры $T_{1D} = 100 \text{ нК} = \frac{1}{10} T_{rec}$ половины из захваченных в первичную МОЛ атомов. В 1994 году им удалось продемонстрировать двумерное охлаждение натрия до температуры $T_{2D} = 1,7 \text{ мК} = 1,5 T_{rec}$ и трехмерное охлаждение до температуры $T_{3D} = 4,3 \text{ мК} = 3,5 T_{rec}$ [64].

1.4.4 Охлаждение на узком переходе (вторичное охлаждение)

Как было показано в параграфе 1.1, минимально достижимая температура в упрощенной доплеровской теории пропорциональна естественной ширине перехода γ (1.8). Поэтому одним из методов понижения температуры является переход к более узкой спектральной линии. Однако при охлаждении на слабом переходе так же уменьшается скорость захвата атомов в МОЛ (см. (1.13)), поэтому, как правило, атомы предварительно охлаждают на сильном переходе (первичное охлаждение), а затем перезахватывают в МОЛ на слабом переходе (вторичное охлаждение).

В применении к лазерному охлаждению узким (или слабым) принято считать переход, ширина $\Gamma = 2\pi\gamma$ которого меньше или порядка эффекта отдачи $\omega_R = \frac{\hbar k^2}{2m}$, который обычно составляет несколько десятков кГц. В этом случае, однако, требуется полное квантово-механическое рассмотрение взаимодействия атома с излучением. В работах [49, 65] 1989 года было показано, что минимально достижимая температура при одномерном охлаждении на очень узком переходе ($\Gamma \ll \omega_R$) составляет $0,5 \times T_{rec} \gg T_D$ (см. также [66]). Стоит отметить, что при этом распределение атомов по скоростям существенно отличается от гауссовского.

Впервые одномерное охлаждение на узком переходе было продемонстрировано в 1998 году [67] в группе Дж. Л. Холла для атомов ^{88}Sr с использованием перехода шириной $\gamma = 7,5$ кГц с длиной волны $\lambda = 689$ нм, для которого отношение $2\pi\gamma/\omega_R$ составляет 1,6. Полученная температура составила около 4 мК. В 1999 году Х. Каттори с коллегами и Дж. Л. Холл с коллегами осуществили трехмерное охлаждение атомов ^{88}Sr до температур 400 нК [42] и 700 нК [68], соответственно, что уже близко к пределу отдачи $T_{rec} = 230$ мК. Атомы были предварительно охлаждены до температуры 5 мК в первичной МОЛ (этап I на рис. 1.6). Затем охлаждающее излучение выключается, а градиент магнитного

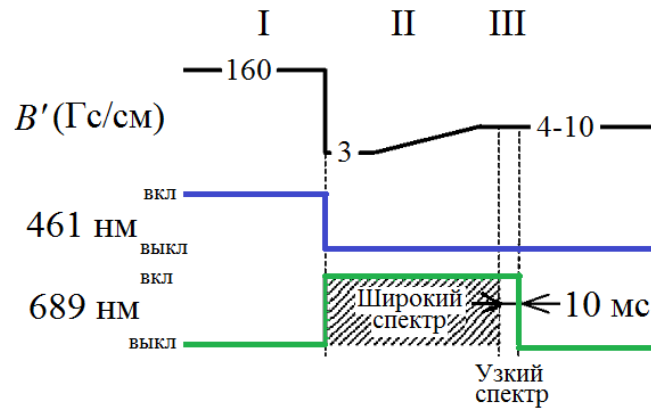


Рисунок 1.6 — Импульсная схема вторичного охлаждения атомов стронция-88 на переходе шириной $\gamma = 7$ кГц [42].

поля уменьшается до значения, при котором выполняется условие адиабатичности $g_J \mu_B B' < \hbar k^2 \gamma / 2mv$ для стабильного захвата, где g_J — g -фактор Ланде верхнего уровня. Это условие означает, что пространственный градиент зеемановского сдвига должен быть меньше, чем изменение доплеровского сдвига при замедлении, что обеспечивает непрерывное охлаждение. Далее в течение нескольких десятков миллисекунд атомы охлаждаются излучением, отстроенным в красную сторону от узкого перехода. На этой стадии излучение лазера специально уширяется с помощью модуляции для охвата максвелловского распределения атомов, охлажденных в первичной МОЛ (этап II на рис. 1.6)). В процессе широкополосного охлаждения градиент магнитного поля линейно увеличивается для уменьшения пространственного размера облака. Далее модуляция выключается и атомы доохлаждаются узкополосным лазерным излучением в течение времени порядка 10 мс (этап III на рис. 1.6)). В этой работе была достигнута фазовая плотность $\rho = 10^{-2}$ (см. (4.27)), что на три порядка больше, чем было получено в МОЛ в предыдущих работах.

Охлаждение на слабом переходе обладает некоторой спецификой по сравнению с охлаждением на сильном переходе. В частности, необходимо учитывать влияние силы тяжести, так как она становится сравнима с силами светового давления, и приводит к смещению равновесного положения облака вниз. Подробнее этот вопрос рассмотрен в главе 4.

В том же году группой Т. Ябизаки для вторичного охлаждения атомов Yb был использован переход с шириной $\gamma = 180 \text{ кГц}$ и длиной волны $\lambda = 556 \text{ нм}$ и получена температура 20 мкК [69]. Для этого перехода отношение $2\pi\gamma/\omega_R$ составляет 50, то есть охлаждение на этом переходе представляет собой промежуточный случай между охлаждениями на сильном и слабом переходах. Поэтому открывается возможность захватывать атомы напрямую из пучка зеемановского замедлителя, а не перезахватывать из первичной МОЛ. Для увеличения скорости захвата в МОЛ излучение лазера модулируется так, что спектр становится четырехкомпонентным. Кроме того, для охлаждения атомов, нерезонансных ни с одной из компонент, используется большая интенсивность охлаждающего излучения, $I = 10 \cdot I_{sat}$. Однако такая интенсивность приводит к температуре выше доплеровского предела ($T_D = 4,4 \text{ мкК}$). Более низкие температуры достигаются с помощью уменьшения мощности в процессе охлаждения или используя перезахват из первичной МОЛ.

В случае иттербия захват атомов напрямую из зеемановского пучка приводит к следующему преимуществу. Сильный переход, который используется для зеемановского замедления и создания первичной МОЛ атомов, не является замкнутым, то есть имеет каналы распада с верхнего уровня, которые ограничивают число атомов в МОЛ. Переход, используемый для вторичного охлаждения, не обладает этим недостатком, что позволило увеличить число захватываемых в МОЛ атомов на два порядка.

1.4.5 Охлаждение с помощью демона Максвелла

Большинство изотопов щелочно-земельных металлов не имеют магнитных и сверхтонких подуровней, что препятствует реализации субдоплеровских механизмов охлаждения, таких как градиентно-поляризационное охлаждение, селективное по скоростям когерентное пленение населенности и рамановское охлаждение, описанные выше. Эти элементы обладают узкими интеркомбина-

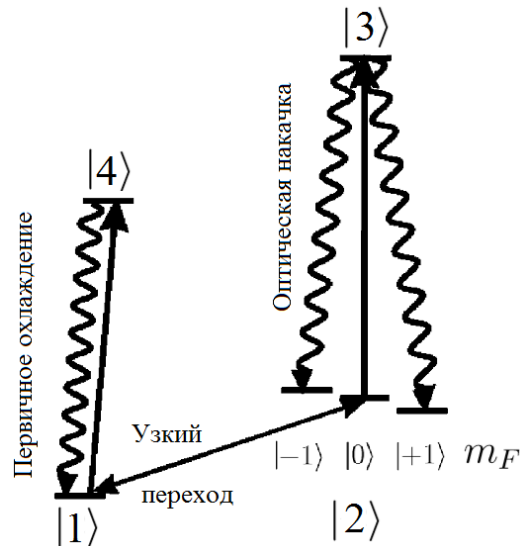


Рисунок 1.7 — Охлаждение с помощью демона Максвелла. Схема уровней.

ционными переходами, однако, например, для кальция и магния эти переходы слишком слабы для осуществления вторичного охлаждения ($\gamma = 400$ Гц для кальция). Тем не менее с помощью этого узкого перехода можно осуществить выборку и накопление медленных атомов.

После охлаждения атомов в первичной МОЛ охлаждающее излучение выключается и атомы облучаются импульсом, настроенным в резонанс с узким переходом $|1\rangle \rightarrow |2, m_F = 0\rangle$ (см. рис. 1.7). Таким образом, аналогично мысленному эксперименту Дж. К. Максвелла, селективно возбуждается только узкая скоростная группа атомов, имеющих скорость, близкую к нулю. Как и в случае рамановского охлаждения, шириной этой группы можно управлять с помощью длительности импульса. Чтобы предотвратить вынужденные переходы атомов обратно при облучении последующими импульсами, используется оптическая накачка на переходе $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ на подуровни, на которых и происходит накопление медленных атомов. В работе [43] для этого использовались магнитные компоненты $|2, m_F = \pm 1\rangle$. Для того, чтобы эти подуровни не взаимодействовали с возбуждающим излучением, атомы находятся в однородном магнитном поле. Далее снова включается излучение первичного охлаждения на переходе $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ для осуществления термализации оставшихся в основном состоянии

атомов и последовательность импульсов повторяется. Затем атомы спонтанно распадаются на основной уровень.

Впервые этот метод был применен группой Ф. Риле в 2000 году для одномерного охлаждения атомов кальция [43]. Полученная температура составила 8 мкК и ограничена шириной возбуждаемой скоростной группы и эффектом отдачи из-за спонтанных распадов в процессе оптической накачки и по окончании всего цикла.

1.4.6 Охлаждение с тушением возбуждения

Метод, описанный в предыдущем параграфе, обладает тем недостатком, что его нельзя обобщить на трехмерный случай. В работе [44] 2001 года группой Л. Холлберга в NIST предложен модифицированный метод вторичного охлаждения, основанный на увеличении эффективности охлаждения за счет тушения (англ. quenching) возбуждения верхнего состояния узкого перехода, и продемонстрировано одномерное охлаждение атомов ^{40}Ca до температуры 4 мкК. В том же году в группе У. Эртмера осуществлено трехмерное охлаждение облака атомов кальция до температуры 6 мкК [70].

Впервые увеличение скорости за счет тушения продемонстрировано для ионов в ловушке [71, 72]. При применении к нейтральным атомам увеличение скорости охлаждения достигается не только благодаря увеличению частоты повторения охлаждающих циклов, но и за счет дополнительного уменьшения скорости атомов в процессе взаимодействия с излучением тушения.

Принципиальная схема уровней и последовательность импульсов для осуществления охлаждения с тушением приведена на рисунке 1.8. После захвата атомов в первичную МОЛ на переходе $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ охлаждающее излучение выключается. Затем атомы облучаются коротким (несколько мкс) π -импульсом излучения вторичного охлаждения, отстроенным в красную область от перехода $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Так как переход является узким, можно контролировать шири-

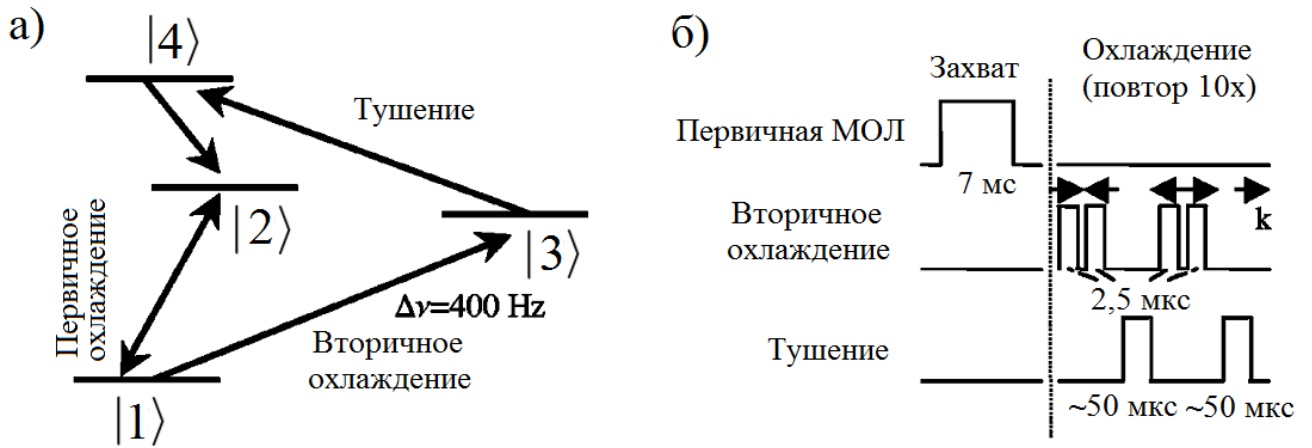


Рисунок 1.8 — Охлаждение с тушением возбуждения. (а) Схема уровней. (б) Последовательность импульсов.

ну и форму возбуждаемой скоростной группы атомов с помощью временных характеристик импульса. Затем происходит тушение возбуждения долгоживущего уровня $|3\rangle$ импульсом, возбуждающим атомы на уровень $|4\rangle$, откуда атомы быстро возвращаются в основное состояние путем каскадного спонтанного распада. Импульс тушения сонаправлен с импульсом вторичного охлаждения и так же замедляет атомы. При спонтанном распаде атомы дважды испытывают эффект отдачи. Далее атомы снова облучаются парой описанных импульсов, однако распространяющихся во встречном направлении, для охлаждения симметричной скоростной группы. Таким образом, за каждый цикл взаимодействующие со светом атомы теряют импульс $\Delta p = 2\hbar k$ (аналогично механизму рамановского охлаждения). Эта последовательность импульсов (две пары импульсов охлаждения и тушения) повторяется несколько раз, и атомы накапливаются вблизи нулевой скорости. Для того, чтобы атомы с близкой к нулю скоростью имели минимальную вероятность взаимодействия со светом, в работе [44] длительность прямоугольных импульсов выбирается так, чтобы положение нуля функции sinc^2 их Фурье-спектров совпадало с отстройкой. Таким образом, излучение вблизи резонансной частоты будет иметь нулевую мощность и не будет взаимодействовать с холодными атомами. Как и в методе рамановского охлаждения минимальная температура определяется временем

охлаждения и шириной области с нулевой мощностью в спектре импульсов, а не пределом отдачи.

1.4.7 Охлаждение с перемешиванием магнитных подуровней

Для элементов, у которых сильно отличаются g -факторы Ланде верхнего и нижнего уровней узкого охлаждающего перехода, охлаждение на этом переходе обладает дополнительной спецификой. На рис. 1.9 показаны зависимости силы светового давления и потенциала от вертикальной координаты для разных m_F из набора $-9/2, -5/2, -1/2, 3/2, 7/2$ для атома стронция-87, у которого g -фактор возбужденного уровня много больше g -фактора основного. Видно, что для атомов, находящихся в состояниях с некоторыми m_F , потенциал МОЛ более не является удерживающим [45]. Однако, если постоянно перемешивать населенность различных магнитных подуровней, в среднем атом будет испытывать действие возвращающей силы. В случае охлаждения на сильном переходе охлаждающее излучение само осуществляет такое перемешивание с помощью оптической накачки, тогда как при охлаждении на слабом переходе этот процесс недостаточно эффективен, так как всего несколько спонтанно излученных фотонов за счет эффекта отдачи выводят атом из режима резонансного взаимодействия со светом. В этом случае осуществить такое перемешивание (англ. *stirring*) можно с помощью дополнительного излучения, отстроенного в красную область от сверхтонкой компоненты охлаждающего перехода, имеющей меньшую чувствительность к магнитному полю, чем компонента, используемая непосредственно для охлаждения.

Эта модификация охлаждения на переходе с шириной $\gamma = 7$ кГц была осуществлена в 2003 году группой М. Куата-Гоноками для фермионного изотопа ^{87}Sr и названа динамической магнито-оптической ловушкой. Минимально полученная температура составила 2 мкК [45]. Эта температура превышает по-

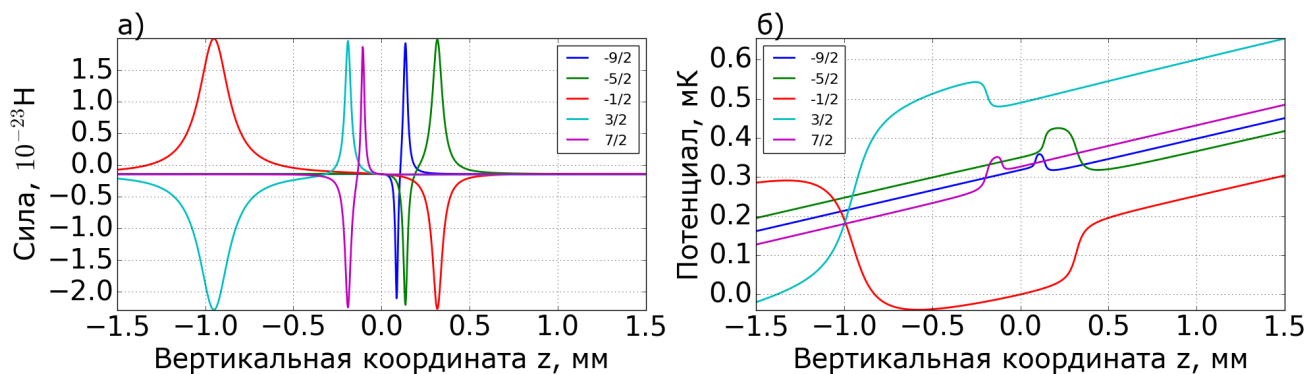


Рисунок 1.9 — Зависимость (а) силы и (б) потенциала от вертикальной координаты при параметре насыщения $s = 200$, отстройке $\delta = -0,5$ МГц и градиенте магнитного поля $B' = 7$ Гс/см для разных m_F из набора $-9/2$ (синий), $-5/2$ (зеленый), $-1/2$ (красный), $3/2$ (голубой), $7/2$ (фиолетовый).

лученную в эксперименте по вторичному охлаждению бозонного изотопа ^{88}Sr (см. параграф 1.4.4) из-за дополнительного нагрева атомов перемешивающим излучением.

1.5 Лазерное охлаждение лантаноидов

В этом параграфе особое внимание уделяется лазерному охлаждению лантаноидов, к которым принадлежит тулий. Описаны различные схема перзахвата из первичной МОЛ, рассмотрено вторичное охлаждение на узком и промежуточном переходах, обсуждается специфика охлаждения при наличии большого магнитного момента, приводящее к необходимости учитывать магнитную дипольную силу.

1.5.1 Мотивация

Как было сказано во Введении, электронная структура всех лантаноидов (кроме иттербия) представляет собой незаполненную $4f$ -оболочку, расположенную внутри заполненной $6s^2$ -оболочки, что приводит к наличию перспективных часовых переходов [18] и большому значению магнитного момента в ос-

Таблица 1.1 — Магнитные моменты основного состояния некоторых лантаноидов. Для иттербия $J = 0$, и магнитный момент μ определяется спином ядра.

Элемент	Eu	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb
Магнитный момент в единицах μ_B	7	10	10	9	7	4	0,5

новном состоянии, которое обуславливает анизотропный дальнедействующий характер магнитного диполь-дипольного взаимодействия [19]. Магнитные моменты некоторых редкоземельных элементов приведены в таблице 1.1.

1.5.2 Охлажденные лантаноиды

Благодаря сложной электронной структуре успешное лазерное охлаждение лантаноидов было продемонстрировано только в последнее десятилетие. Исключением является иттербий – элемент с заполненной $4f$ -оболочкой. Он был охлажден в 1999 году группой Т. Ябизаки в университете Киото в Японии [73]. Первым редкоземельным элементом с незаполненной внутренней оболочкой, для которого была создана МОЛ, является эрбий. В 2006 году в группе Дж. Дж. МакКлиланда в институте NIST в США удалось получить облако 10^6 холодных атомов эрбия [74]. Далее, в 2010 году, последовало охлаждение диспрозия группой Б. Л. Льва в университете Stanford в США [75, 76] и тулия группой Н. Н. Колачевского в нашей лаборатории [27]. В 2014 году группой М. Саффмана в университете Wisconsin в США была получена МОЛ для атомов гольмия [77]. Так же группой Дж. Дойля в 2014 году Гарвардском университете в США была продемонстрирована МОЛ для иттербия, эрбия, тулия и гольмия с использованием охлаждения буферным газом [78].

1.5.3 Вторичное охлаждение лантаноидов

Благодаря близким значениям g_F -факторов Ланде верхнего и нижнего уровней охлаждающих переходов практически во всех перечислен-

ных редкоземельных элементах имеет место субдоплеровский градиентно-поляризационный механизм охлаждения непосредственно в первичной МОЛ [30, 79, 80], что позволяет получить температуры заметно ниже доплеровского предела и достаточно низкие для эффективной перезагрузки атомов в оптическую решетку. Однако метод вторичного охлаждения на узком переходе открывает возможность достижения более низких температур и значительно расширяет возможности управления параметрами атомных ансамблей и дальнейших манипуляций. Так, например, в 2008 году группа МакКлиланда реализовала вторичное охлаждение эрбия с использованием перехода на длине волны 841 нм с естественной шириной 8 кГц, в результате которого были получены температуры ниже 2 мкК [81]. Охлаждение лантаноидов на узких переходах, помимо учета влияния силы тяжести, обладает дополнительной спецификой. Большой магнитный момент в основном состоянии приводит к необходимости учитывать силу, действующую на атомы в квадрупольном магнитном поле магнито-оптической ловушки, которая создает дополнительный удерживающий потенциал (магнитная ловушка [82, 83]). Для атомов эрбия, находящихся на крайних магнитных подуровнях, магнитная дипольная сила при значении градиента магнитного поля $B' = 15$ Гс/см в 5 раз превышает силу тяжести. На рис. 1.10(а) показаны потенциалы для магнитных подуровней $m_J = 0, \pm 6$ с учетом силы тяжести и магнитной дипольной силы при красной ($\delta > 0$, как в доплеровском охлаждении) и синей ($\delta < 0$) отстройках от резонанса. Излучение, отстроенное в красную сторону, осуществляет оптическую накачку на крайний магнитный подуровень $m_J = -6$, для которого потенциал магнитной ловушки не является удерживающим (жирная нижняя кривая на рис. 1.10(а)), поэтому, несмотря на наличие двух локальных минимумов потенциала, ловушка не будет стабильна. Напротив, излучение, имеющее синюю отстройку, заселяет подуровень $m_J = +6$, для которого потенциал имеет минимум в центре, соответствующий магнитной ловушке, и два локальных минимума (жирная верхняя кривая на рис. 1.10(а)), в которых за счет зеемановского сдвига частоты

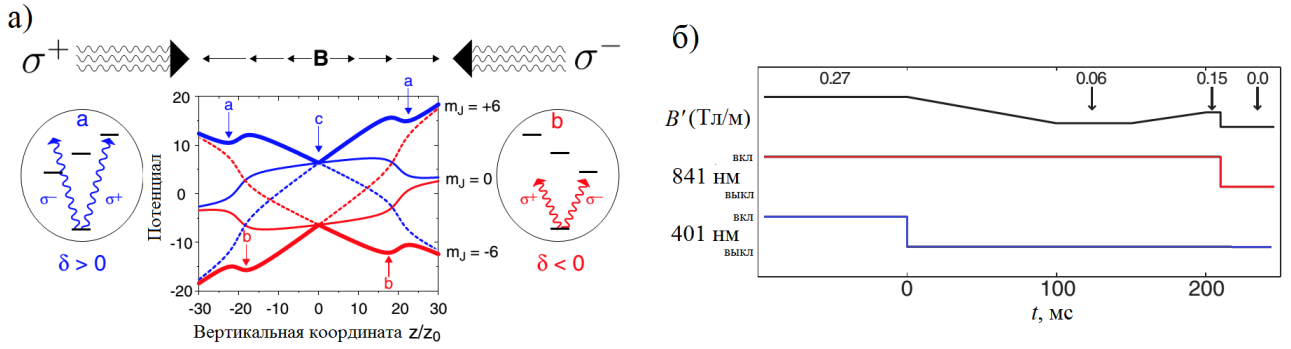


Рисунок 1.10 — Вторичное охлаждение эрбия на переходе шириной $\gamma = 8$ кГц [81]. (а) Потенциал МОЛ для отстроек $\delta < 0$ (красные кривые) и $\delta > 0$ (синие кривые) для магнитных подуровней $m_J = 0, \pm 6$. (б) Схема перезагрузки из первичной МОЛ.

та охлаждающего излучения оказывается эффективно отстроенной в красную сторону и имеет место стандартное доплеровское охлаждение. Атомы, накачанные на определенный магнитный подуровень, представляет собой удобный объект для последующих исследований.

Атомы эрбия предварительно охлаждаются в первичной МОЛ. После выключения первичного охлаждающего излучения градиент магнитного поля линейно уменьшается для захвата атомов во вторичную МОЛ и затем вновь увеличивается для уменьшения размеров облака. Схема перезахвата показана на рис. 1.10(б) [81].

Важным преимуществом большого магнитного момента в основном состоянии является отсутствие необходимости компенсировать силу тяжести с помощью силы светового давления, так как эту роль выполняет магнитная дипольная сила. Это открывает потенциальную возможность охлаждения на чрезвычайно узких переходах, например, на переходе шириной 2 Гц в эрбии, без использования тушения возбуждения (см. пункт 1.4.6) или других дополнительных механизмов.

При получении бозе-эйнштейновского конденсата диспротзия в 2011 году [23] и вырожденного ферми-газа в 2012 году [24] группа Льва использовала вторичное охлаждение на переходе с длиной волны 741 нм и шириной 2 кГц, так

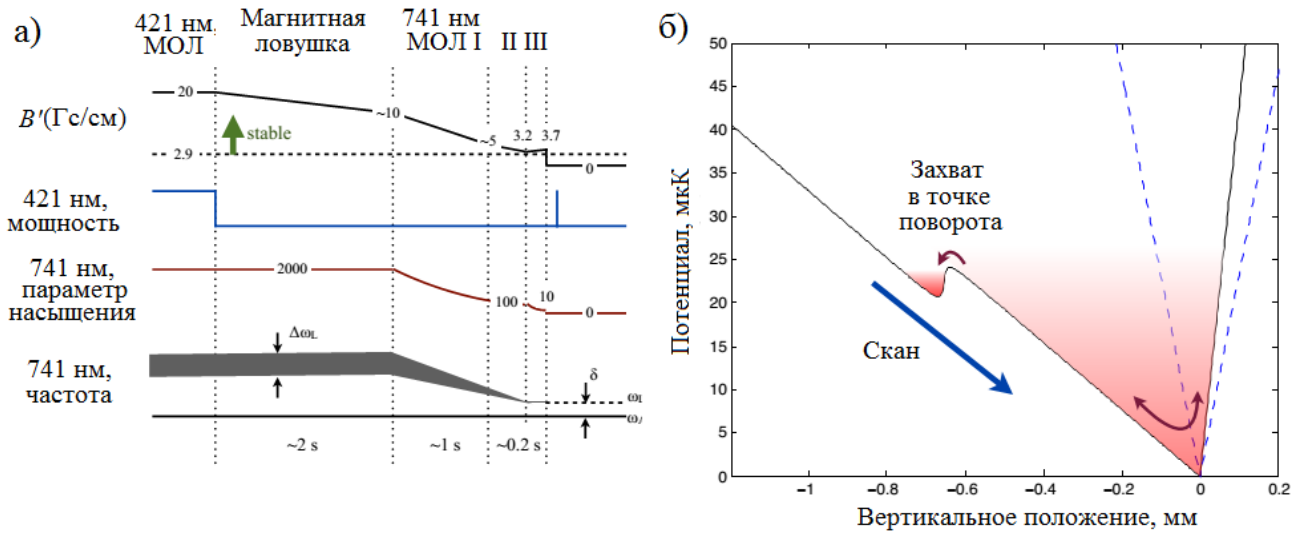


Рисунок 1.11 — Вторичное охлаждение диспрозия на переходе шириной $\gamma = 2$ кГц [84]. (а) Схема перезагрузки из первичной МОЛ. (б) Захват в минимум потенциала в точке поворота.

же работая при синей отстройке [84]. Схема перезахвата атомов во вторичную МОЛ изображена на рис. 1.11(а). В течение 2 секунд после выключения первичного охлаждения атомы накапливаются в магнитной ловушке, распадаясь из метастабильных состояний. На этом этапе параметр насыщения охлаждающего излучения выбирается большим и применяется уширение спектра для увеличения вероятности захвата атомов из различных скоростных групп. При дальнейшем уменьшении градиента магнитного поля интенсивность, ширина и отстройка охлаждающего излучения так же уменьшаются и атомы перезахватываются из магнитной ловушки во вторичную МОЛ в точках поворота (см. рис. 1.11(б)). В конце цикла охлаждения градиент увеличивается для уменьшения размера облака. Были получены температуры меньше 1 мК.

Несмотря на большой прогресс в охлаждении на узких переходах, иногда удобнее использовать переход промежуточной ширины. Группа Ф. Ферлиано в Университете Инсбрука в Австрии (вслед за группой Ябизаки, которая в 1999 году использовала переход на длине волны 556 нм с естественной шириной 180 кГц в иттербии [69]) в 2012 году использовала для вторичного охлаждения эрбия [85, 86] и последующего получения бозе-эйнштейновского конденсата в том же году [25] и вырожденного ферми-газа в 2014 году [26] переход на

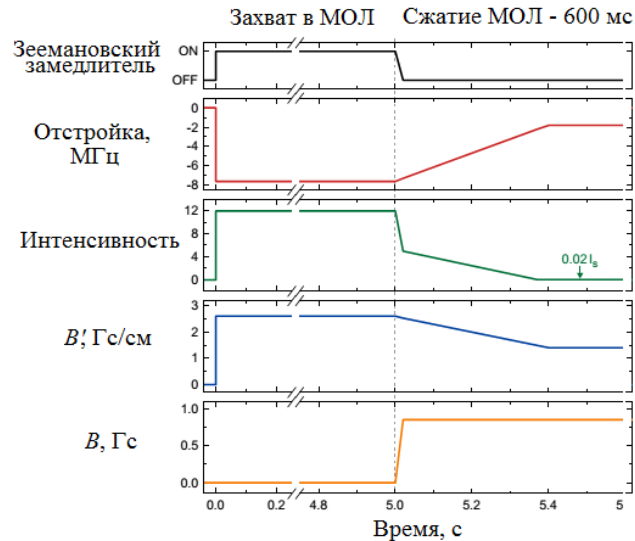


Рисунок 1.12 — Схема охлаждения атомов эрбия на промежуточном переходе шириной $\gamma = 190$ кГц [86].

длине волны 583 нм с шириной 190 кГц, которая много больше энергии отдачи, и излучение с красной отстройкой. Эта методика, будучи более простой технически, позволяет достичь большого числа атомов при достаточно низких температурах. Так же, как в случае атомов иттербия, захват в МОЛ осуществляется напрямую из зеемановского пучка. На этом этапе используются большая интенсивность и отстройка охлаждающего излучения (см. рис. 1.12), уширение спектра не используется. Помимо увеличения скорости захвата, выбор таких параметров препятствует взаимодействию излучения зеемановского замедлителя с атомами в МОЛ за счет того, что точка равновесия облака под действием гравитации смещена вниз (см. главу 4) и оно не перекрывается с пучком замедлителя. Из-за смещения вниз атомы взаимодействуют преимущественно с одним охлаждающим пучком, что ведет к оптической накачке на крайний магнитный подуровень. После выключения зеемановского замедлителя интенсивность, отстройка и градиент магнитного поля линейно уменьшаются для понижения температуры и размера облака. Так же на этой стадии прикладывается постоянное магнитное поле для сохранения состояния атомов на крайнем магнитном подуровне. Полученная температура составила 10 мкК.

В 2014 году последовало вторичное охлаждение диспрозия группой Т. Пфау в Университете Штутгарда на переходе с длиной волны 626 нм и шириной 136 кГц [87].

В диссертации для вторичного охлаждения атомов тулия используется переход с длиной волны 531 нм и естественной шириной 350 кГц.

Глава 2. Первичное охлаждение тулия и источник излучения для вторичного охлаждения

Данная глава состоит из двух частей. В первой части приведено краткое описание первичной МОЛ для атомов тулия на переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2$ ($J = 7/2, F = 4$) \rightarrow $4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$ ($J'' = 9/2, F'' = 5$) с длиной волны $\lambda = 410,6$ нм и естественной шириной $\gamma = 10$ МГц. Обоснована актуальность лазерного охлаждения атомов тулия и описана электронная структура атомных уровней, используемых в эксперименте. Также приведена характеристика двух охлаждающих переходов, на которых осуществляется, соответственно, первичное и вторичное лазерное охлаждение.

Во второй части описана стабилизация частоты и сужение линии генерации лазерного источника на длине волны 530,7 нм, необходимые для эффективной работы вторичного охлаждения. Стабилизация осуществляется методом Паунда-Драйвера-Холла по высокочастотному сверхстабильному резонатору Фабри-Перо. Приведены результаты измерений времени жизни фотона в резонаторе, нулевой точки тела резонатора и дрейфа частоты лазерного излучения, стабилизированного по резонатору.

2.1 Тулий

Тулий – редкоземельный элемент или лантаноид под номером 69 в периодической таблице Менделеева. В основном состоянии тулий имеет одну вакансию на внутренней (расположенной внутри заполненных $5s^2$ - и $6s^2$ -оболочек) $4f$ -оболочке, то есть из 14 возможных электронов на ней находится 13 (см. рис. 2.1). Основное состояние имеет конфигурацию $[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2$, то есть обладает орбитальным моментом $L = 3$ и спином $S = 1/2$. Магнито дипольный переход между тонкими компонентами основного состояния $J = 7/2 \rightarrow J = 5/2$

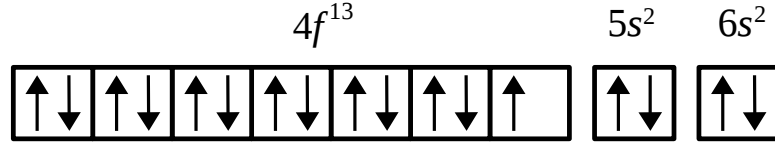


Рисунок 2.1 — Электронная конфигурация основного состояния атома тулия. Незаполненная $4f$ -оболочка имеет одну вакансию и располагается внутри внешних $5s^2$ - и $6s^2$ -оболочек.

(см. рис. 2.2) на длине волны 1,14 мкм с шириной порядка 1 Гц предлагается использовать в качестве часового в репере частоты, работа по созданию которого ведется в нашей лаборатории [88].

Тулий имеет только один стабильный изотоп ^{169}Tm с массой 169 а.е.м. и спином ядра $I = 1/2$. Таким образом, каждый уровень расщеплен на две сверхтонких компоненты с целочисленным полным моментом $F = J \pm I$ (например, $F = 4$ и $F = 3$ для основного состояния), поэтому тулий является бозоном. Отметим, что для задействованных в эксперименте уровней имеет место обратный порядок сверхтонких компонент, то есть уровень с большим F имеет меньшую энергию, как показано на рис. 2.2.

Магнитный момент атома в определенном состоянии определяется как $\mu = g_J J \mu_B$, где в приближении LS -связи g_J -фактор Ланде задается приближенной формулой [89]

$$g_J \simeq 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (2.1)$$

Для основного состояния $g_{J=7/2} = 1,14$, что близко к экспериментально измеренному значению [90]. Таким образом, магнитный момент в основном состоянии $\mu = 4\mu_B$, что делает богатым спектр магнитных диполь-дипольных взаимодействий. Для g_J -фактора верхней тонкой компоненты основного состояния формула (2.1) дает значение $g_{J=5/2} = 0,86$, так же практически совпадающее с табличным [90]. Для верхних уровней $4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$ ($J'' = 9/2$) и $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$) охлаждающих переходов приближение LS -связи

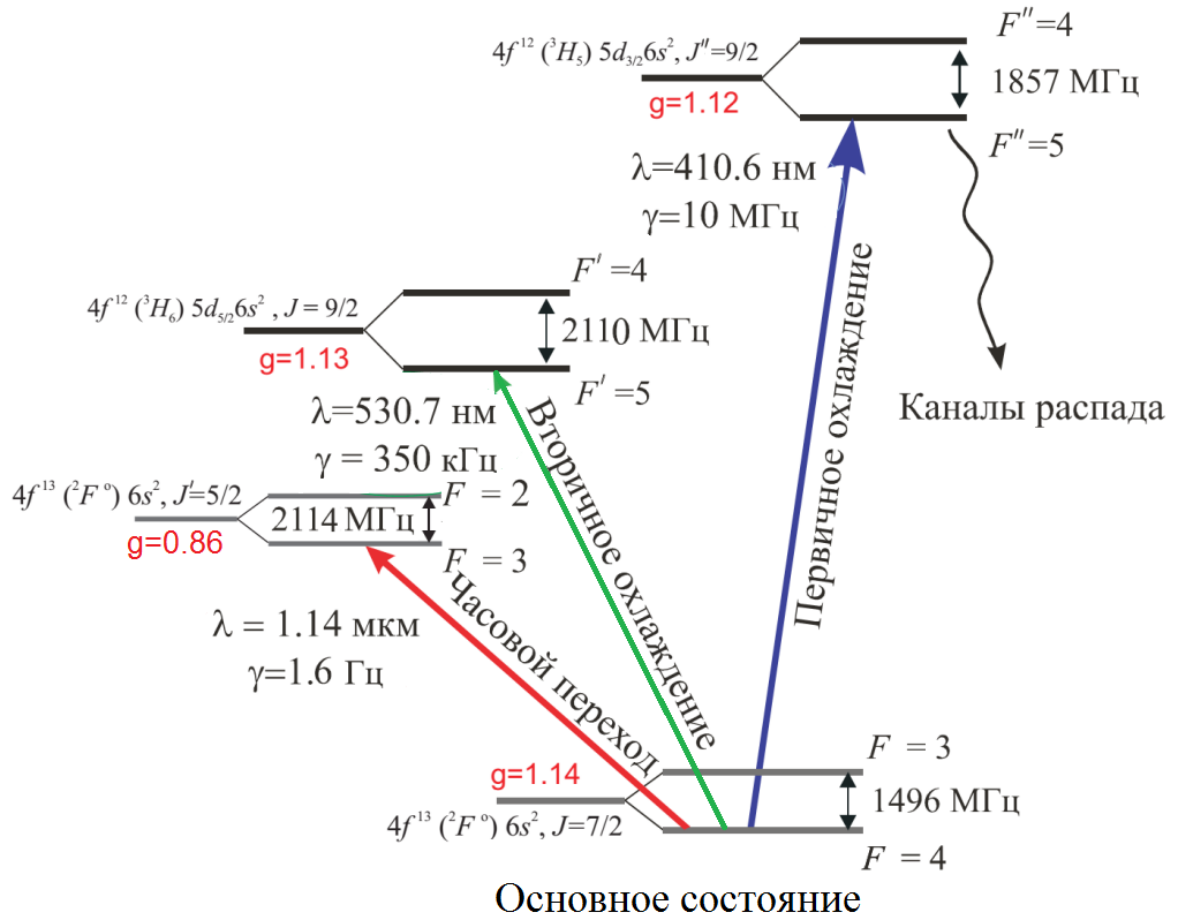


Рисунок 2.2 — Схема уровней тулия, задействованных в эксперименте.

не применимо. Использование формулы для g_J -факторов в приближении jj -связи [89]

$$g_J = g_j \frac{J(J+1) - j'(j'+1) + j(j+1)}{2J(J+1)} + g_{j'} \frac{J(J+1) - j(j+1) + j'(j'+1)}{2J(J+1)}, \quad (2.2)$$

где j, j' — полные моменты и $g_j, g_{j'}$ — g_J -факторы электронных подсистем $4f^{12}$ и $5d$, вычисленные по формуле (2.1), так же оказывается неприменимым и дает значения $g_{J''=9/2} = 1,04$ и $g_{J'=9/2} = 1,16$, отличные от табличных: $g_{J''=9/2} = 1,12$ для уровня $4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$ ($J'' = 9/2$) и $g_{J'=9/2} = 1,13$ для уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$) [90].

2.2 Охлаждающие переходы в тулии

Для осуществления лазерного охлаждения необходимо выбрать подходящий переход в атоме и источник излучения с соответствующей длиной волны. К переходу предъявляются следующие требования: переход должен быть достаточно сильным, для того чтобы атом успел потерять свою скорость за время взаимодействия с пучком, и циклическим, чтобы атом в процессе взаимодействия возвращался на основной уровень и не выходил из цикла охлаждения. Для предварительного зеемановского замедления и первой стадии охлаждения был выбран [91, 92] переход $4f^{13}(^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2 (J'' = 9/2, F'' = 5)$ (см. рис. 2.2) с длиной волны $\lambda = 410,6$ нм (далее «синий» переход) и естественной шириной $\Gamma = 2\pi \times \gamma = 2\pi \times 10$ МГц, которая соответствует доплеровскому пределу

$$T_D = 240 \text{ мкК.} \quad (2.3)$$

Этот переход не является полностью циклическим: он имеет каналы распада на промежуточные уровни. Однако коэффициент ветвления достаточно мал $((3 \pm 1) \times 10^{-7})$ и не препятствует работе МОЛ. Интересной особенностью является очень близкое значение g_F -факторов Ланде: $g_{F=4} = 1$ для основного уровня и $g_{F''=5} = 1,01$ для возбужденного, где g_F выражается через g_J по формуле [93]

$$g_F \simeq g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)}. \quad (2.4)$$

Это обеспечивает эффективную работу субдоплеровского градиентно-поляризационного механизма охлаждения [29] в МОЛ без выключения магнитного поля. Минимально полученная температура составила 25 мкК [30]. Однако эта температура еще не достаточно низкая и число атомов при необходимых параметрах эксперимента довольно мало, что препятствует эффективной загрузке атомов тулия в оптическую дипольную ловушку и оптическую решетку.

Таблица 2.1 — g -факторы Ланде некоторых уровней в тулии.

Уровень	J	g_J -фактор	F	g_F -фактор
$4f^{13}(^2F^o)6s^2$	7/2	1,14	4 (основной)	1
			3	1,28
	5/2	0,86	3 (часовой)	0,71
			2	1
$4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$	9/2	1,13	5 (зеленый охлаждающий)	1,02
			4	1,24
$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$	9/2	1,12	5 (синий охлаждающий)	1,01
			4	1,23

Для вторичного охлаждения атомов тулия был выбран циклический переход $4f^{13}(^2F^o)6s^2$ ($J = 7/2, F = 4$) \rightarrow $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2, F' = 5$) с длиной волны $\lambda = 530,7$ нм (далее «зеленый» переход) и естественной шириной $\Gamma = 2\pi \times \gamma = 2\pi \times 350$ кГц, которая соответствует доплеровскому пределу

$$T_D = 9 \text{ мкК.} \quad (2.5)$$

Для этого перехода также наблюдается близкое значение g_F -факторов Ланде: $g_{F=4} = 1$ для основного уровня и $g_{F'=5} = 1,02$ для возбужденного. Значения g_J - и g_F -факторов уровней, изображенных на рисунке 2.2, приведены в таблице 2.1.

Для удобства некоторые часто используемые величины для охлаждающих переходов указаны в таблице 2.2.

2.3 Первичная МОЛ для атомов тулия

Подробное описание первичной магнито-оптической ловушки для атомов тулия можно найти в [27, 94].

Таблица 2.2 — Параметры охлаждающих переходов в тулии.

Длина волны, нм	410,6	530,7
Нижний уровень	$4f^{13}(^2F^o)6s^2$ $J = 7/2$ $F = 4$	$4f^{13}(^2F^o)6s^2$ $J = 7/2$ $F = 4$
Верхний уровень	$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$ $J'' = 9/2$ $F'' = 5$	$4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ $J' = 9/2$ $F' = 5$
Ширина перехода $\gamma = \Gamma/2\pi$, МГц	10	0,35
Интенсивность насыщения I_{sat} , мВт/см ²	18	0,32
Доплеровский предел $T_D = \hbar\Gamma/2k_B$, мК	240	9
Доплеровская скорость $v_D = \sqrt{k_B T/m}$, см/с	11	2
Доплеровское уширение $\Delta f = \sqrt{8k_B T \ln(2)/mc^2} f_0$ при $T = T_D$, МГц	0,6	0,1
Предел отдачи $T_{rec} = \hbar^2 k^2/m k_B$, мК	0,6	0,4
Скорость отдачи $v_{rec} = \sqrt{k_B T_{rec}/m}$, см/с	0,5	0,4
Доплеровское уширение при $T = T_{rec}$, МГц	0,03	0,02

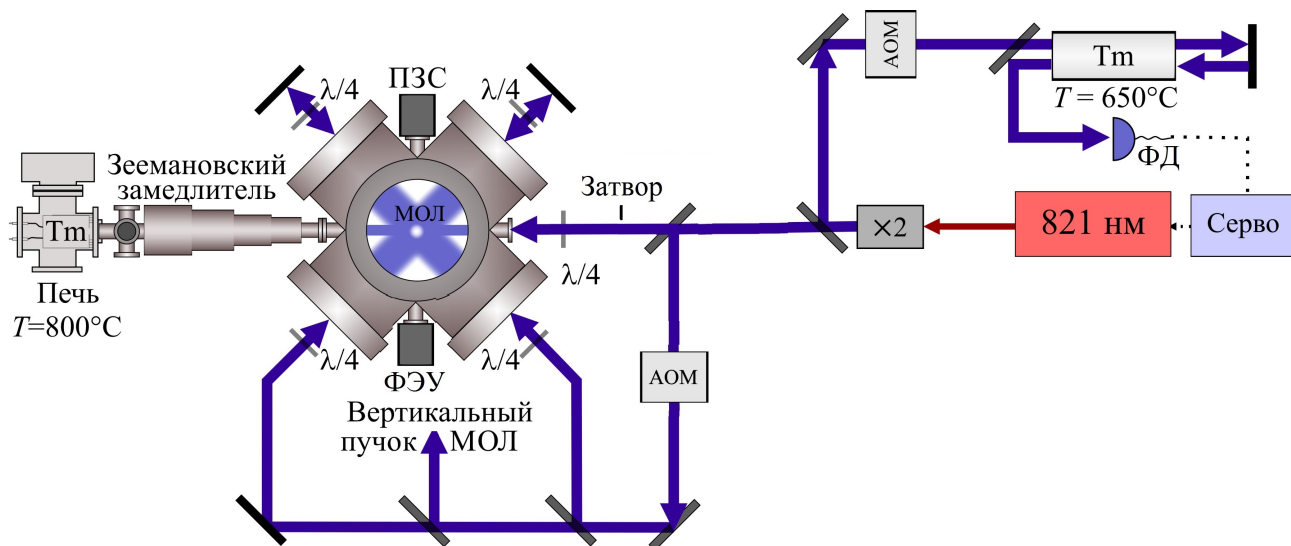


Рисунок 2.3 — Схема экспериментальной установки. АОМ – акусто-оптический модулятор, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, ПЗС – камера (прибор с зарядовой связью), ФД – фотодиод, $\times 2$ – удвоитель частоты, серво – петля обратной связи.

Схема установки изображена на рис. 2.3. Охлаждение и захват атомов тулия производится в вакуумной камере с девятью оптическими вводами, которая непрерывно откачивается ион-геттерным насосом до давления лучше чем 5×10^{-9} мбар. В работе используется классическая конфигурация магнито-оптической ловушки [39]. Трехмерная оптическая паточка создается тремя ортогональными пучками, каждый из которых отражается зеркалом точно назад, два пучка располагаются в горизонтальной плоскости, а третий – под небольшим углом к вертикали. На входах и выходах камеры установлены четвертьволновые пластинки, создающие необходимую циркулярную поляризацию световых пучков. Для увеличения области взаимодействия атомов с излучением, и, следовательно, скорости захвата атомов в МОЛ (1.13), охлаждающие пучки расширяются телескопами до диаметра около 5 мм по уровню $1/e$. Квадрупольное магнитное поле создается парой катушек с током в антигильмгольцевской конфигурации с вертикальной осью. Коэффициент пропорциональности между током в катушках и значением градиента магнитного поля по вертикальной оси равен $4,85 \frac{\Gamma\text{с}}{\text{см}\cdot\text{А}}$. Для компенсации лабораторного и земного магнитных полей используются 3 пары компенсационных катушек

в гельмгольцевской конфигурации, оси которых совпадают с направлениями пучков синего охлаждающего излучения.

В качестве источника излучения на длине волны 410,6 нм использовалась вторая гармоника излучения полупроводникового лазера Sacher Lasertechnik ТЕС 420 на длине волны 821,2 нм с рупорным усилителем. Для удвоения частоты использовался удвоитель на кристалле ВВО в резонаторе, собранный в нашей лаборатории. Мощность синего излучения в этом случае составляла около 50 мВт. В части экспериментов в качестве источника излучения на длине волны 410,6 нм использовался титан-сапфировый лазер Coherent Inc. MBR-110 с внешним резонатором удвоения Coherent Inc. MBD-200. Ширина спектра излучения титан-сапфирового лазера согласно спецификации составляет 50 кГц, мощность синего излучения составляла так же около 50 мВт. Частота излучения стабилизировалась методом фазово-модуляционной спектроскопии насыщения [95] в вакуумной кювете из нержавеющей стали с парами тулия. Кювета подогревается до температуры порядка 600 – 700 °С. Сигнал ошибки с синхронного детектора подается на пропорционально-интегральный усилитель LockBox. Сервосигнал с усилителя подается на модуляционный вход, управляющий пьезо-керамикой дифракционной решетки в схеме Литтмана в случае диодного лазера и пьезо-керамикой опорного резонатора в случае титан-сапфирового лазера.

Тулий обладает достаточно низким давлением насыщенных паров при комнатной температуре. Поэтому для получения достаточного количества атомов металлический тулий закладывается в сапфировую печь и подогревается до температур порядка 800 °С. Однако при такой температуре средняя скорость атомов очень велика и во много раз превосходит скорость захвата в МОЛ (1.13). Для предварительного замедления используется зеемановский замедлитель [96], в котором навстречу атомам направлен пучок излучения на длине волны 410,6 нм, отстроенный в красную область на 120 – 150 МГц.

В большинстве МОЛ используется дополнительный перекачивающий ла-

зерный пучок. В нашем случае он должен быть настроен в резонанс с переходом $F = 3 \rightarrow F'' = 4$ на длине волны 410,6 нм, чтобы возвращать в цикл охлаждения атомы, накачанные на подуровень $F = 3$ через нерезонансное возбуждение перехода $F = 4 \rightarrow F'' = 4$. Однако в тулии, благодаря обратному порядку сверхтонких компонент нижнего и верхнего уровней охлаждающего перехода и близких значений сверхтонких расщеплений использование дополнительного перекачивающего лазера не является строго необходимым и охлаждающий пучок отчасти выполняет роль перекачивающего.

Детектирование облака холодных атомов является важной частью эксперимента и происходит следующим образом. Перед дополнительными оптическими вводами вакуумной камеры установлены ПЗС-камера и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) со светофильтрами, пропускающими синюю часть спектра. Под небольшим углом к одному из охлаждающих пучков в камеру заводится синий пробный пучок, отстроенный в красную область от перехода $F = 4 \rightarrow F'' = 5$ на 6 – 10 МГц. Чтобы компенсировать силу радиационного давления на атомы со стороны пробного излучения, пробный пучок отражается назад и таким образом атомы оказываются в поле двух встречных волн пробного излучения. Для измерения числа атомов и формы облака отключаются охлаждающее излучение и магнитное поле и облако подсвечивается коротким (100 – 400 мкс) импульсом пробного излучения. Длительность излучения выбирается так, чтобы она не влияла на форму облака. Спонтанно рассеянные фотоны регистрируются камерой, запускаемой по внешнему триггеру одновременно с импульсом пробного излучения, и/или ФЭУ. Зная телесный угол сбора, квантовую эффективность и калибровку детекторов и параметры атомного перехода, полученный сигнал можно перевести в число атомов в ловушке. Кроме того, на камере получается изображение, с помощью которого можно анализировать профиль облака. Для увеличения отношения сигнал/шум при регистрации изображения ловушки сигнал суммируется для четырех соседних пикселей (квадрат 2×2) и каждое измерение повторяется от 5 до 15 раз. Так

как для получения одиночного изображения необходимо заново загрузить атомы в ловушку, каждое измерение занимает $(5 - 15) \times (1 - 2)$ секунды. Стоит упомянуть, что так же возможно детектирование облака в непрерывном режиме. В этом случае фотоны, спонтанно излучаемые в результате взаимодействия с охлаждающими пучками, постоянно регистрируются камерой и/или ФЭУ. Преимущество непрерывного детектирования заключается в его предельной простоте и часто используется на начальном этапе эксперимента, однако при использовании фотонов охлаждающего излучения сигнал на камере и ФЭУ зависят не только от числа атомов, но и от параметров охлаждающего излучения, что затрудняет интерпретацию результатов.

Для управления частотой и создания импульсов охлаждающего и пробного излучения используются акустооптические модуляторы. Для перекрывания зеемановского пучка используется механический затвор на шаговом двигателе. Быстрое отключение магнитного поля осуществляется с помощью электронного ключа, в котором катушки замыкаются на большое сопротивление. Для создания управляющих импульсов и считывания данных используется программное обеспечение LabView. Обработка данных осуществляется программой на языке Python.

Как уже было сказано, благодаря близким значениям g -факторов Ланде нижнего и верхнего уровней охлаждающего перехода, температуры в первичной МОЛ значительно ниже доплеровского предела 240 мкК и имеют характерную зависимость от отстройки (монотонно убывают в отличие от доплеровской зависимости, которая имеет минимум). Минимальная полученная температура составила 25 мкК, однако в этом режиме концентрация и число атомов в МОЛ слишком малы для дальнейшей работы. В рабочем режиме температура синей МОЛ составляет около 80 – 100 мкК, число атомов – несколько единиц на 10^6 . Время жизни атомов в первичной МОЛ определяется интенсивностью охлаждающего излучения из-за наличия каналов распада с верхнего уровня и варьируется в диапазоне 0,2 – 1,9 с. В рабочем режиме оно составляет около

0,5 с.

2.4 Источник излучения для вторичного охлаждения. Стабилизация и сужение линии генерации лазера

Для возбуждения охлаждающего перехода на длине волны 530,7 нм использовалась вторая гармоника излучения полупроводникового лазера Toptica DLpro с длиной волны 1,06 мкм. Мощность излучения на фундаментальной длине волны составляет около 200 мВт, мощность второй гармоники – около 40 мВт.

В первых экспериментах стабилизация частоты излучения осуществлялась по методу фазово-модуляционной спектроскопии насыщения [95] в кювете с парами тулия, аналогично стабилизации частоты синего излучения. Сервосигнал подавался на пьезо-керамику дифракционной решетки лазерного диода в схеме Литтрова. Несмотря на сильное отличие вероятностей синего и зеленого переходов контуры насыщенного поглощения для обеих длин волн имеют достаточную амплитуду для осуществления стабилизации в большом диапазоне температур кюветы. Для исключения влияния пучков друг на друга синий и зеленый пучки не совмещались, а заводились в кювету параллельно друг другу и регистрировались независимыми фотодетекторами.

Ширина линии генерации диодного лазера может достигать нескольких сотен кГц (см. главу 9 [5]), что уже сравнимо с шириной перехода вторичного охлаждения в тулии (350 кГц) и будет препятствовать работе при отстройках порядка ширины перехода. Стабилизация по сигналу насыщенного поглощения позволяет обеспечить долговременную стабильность частоты излучения, однако за счет недостаточного отношения сигнал/шум не дает возможности (за редким исключением) сужения линии генерации лазера. Для сужения линии излучение на фундаментальной длине волны 1,06 мкм стабилизировалось

методом Паунда-Дривера-Холла [97, 98] по высокочастотному сверхстабильному резонатору Фабри-Перо (см. также 9 главу [5]). Данная методика позволяет сузить линию до ширины менее 1 Гц [99, 100]. Кроме того, технически метод стабилизации по резонатору оказывается более надежным по сравнению со стабилизацией по насыщенному поглощению.

2.4.1 Интерферометр Фабри-Перо

В простейшем случае интерферометр Фабри-Перо состоит из двух зеркал. Как правило, используются сферические зеркала, так как плоские резонаторы обладают большими дифракционными потерями. Зависимость пропускания резонатора от частоты заводимого в него излучения имеет резонансный характер. Для продольных мод пропускание представляет набор эквидистантных пиков, имеющих частоту $\nu_n = n \frac{c}{2L}$, где c – скорость света, L – длина резонатора, n – целое число. Такие моды называются ТЕМ₀₀ (Transverse Electro-Magnetic), и электромагнитное поле внутри резонатора имеет гауссовский профиль в поперечном сечении. Однако существуют и другие моды, распределение интенсивности для которых в поперечном направлении имеет более сложный вид. Такие моды называются поперечными (Эрмит-Гауссовы и Лаггер-Гауссовы) и в общем случае имеют частоты, отличные от частот продольных мод.

Величина $FSR = \frac{c}{2L}$, на которую отстоят друг от друга соседние продольные моды, называется областью свободной дисперсии (Free Spectral Range). Ширина пиков пропускания определяется коэффициентами r_1 и r_2 отражения светового поля зеркалами по амплитуде и составляет $\delta\nu = \frac{1-r_1r_2}{\pi\sqrt{r_1r_2}} \frac{c}{2L}$. Отношение расстояния между пиками к их ширине называется резкостью резонатора F^* и в предположении $r_1 = r_2 = \sqrt{R}$, где R – коэффициент отражения по мощности, выражается как

$$F^* = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (2.6)$$

Более широко употребляемым термином является понятие добротности резо-

натора Q , которая равна отношению несущей частоты к ширине пика пропускания:

$$Q = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{2\pi\sqrt{RL}}{\lambda(1-R)} = \frac{2L}{\lambda}F^*. \quad (2.7)$$

2.4.2 Метод стабилизации Паунда-Дривера-Холла

Стабилизация частоты лазерного излучения производится, как правило, по одной из ТЕМ₀₀ мод резонатора. Для генерации сигнала ошибки ток, и, следовательно, частота лазерного излучения модулируется на частоте 20 МГц. При малой глубине модуляции достаточно учитывать только спектральные компоненты на несущей частоте ω и на боковых частотах $\omega \pm \omega_m$, где $\omega_m = 2\pi \cdot 20$ МГц. Далее, если детектировать отраженный от интерферометра оптический сигнал с помощью фотоприемника, фототок будет состоять из трех компонент: постоянного сигнала, сигнала биений боковых компонент с несущей на частоте $\omega_m/2\pi$ и сигнала биений боковых компонент между собой на двойной частоте модуляции. Для формирования сигнала ошибки используется сигнал биений на частоте $\omega_m/2\pi$. Амплитуды и фазы всех трех спектральных компонент зависят от отстройки $\Delta\omega$ частоты света от резонанса в соответствии с приближенным выражением для комплексного коэффициента отражения резонатора Фабри-Перо с высокой резкостью вблизи резонансной частоты:

$$r_{FP}(\Delta\omega) \approx \frac{1}{r} \frac{i\Delta\omega}{\Gamma/2 + i\Delta\omega}, \quad (2.8)$$

где $\Gamma = 2\pi\delta\nu$. Таким образом, амплитуда и фаза сигнала биений также будут зависеть от отстройки. Можно показать, что выражение для фототока на частоте ω_m будет иметь вид

$$i_{\omega_m} \propto A(\Delta\omega) \cos \omega_m t + D(\Delta\omega) \sin \omega_m t, \quad (2.9)$$

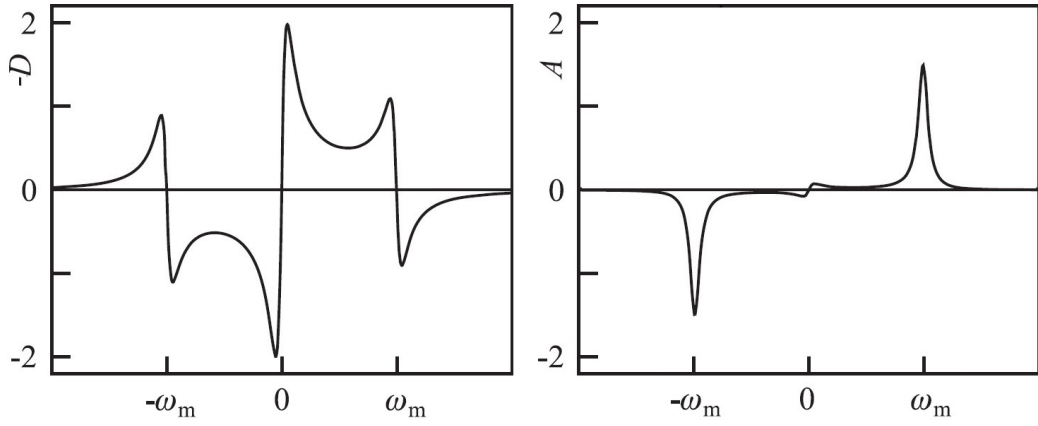


Рисунок 2.4 — Характерный вид зависимости вклада дисперсии $D(\Delta\omega)$ и вклада поглощения $A(\Delta\omega)$ при $\omega_m = 10\Gamma$.

где коэффициенты $A(\Delta\omega)$ (вклад поглощения) и $D(\Delta\omega)$ (вклад дисперсии) выражаются как

$$D(\Delta\omega) = -4 \frac{\omega_m^2 (\Gamma/2) \Delta\omega [(\Gamma/2)^2 - \Delta\omega^2 + \omega_m^2]}{[\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2] [(\Delta\omega + \omega_m)^2 + (\Gamma/2)^2] [(\Delta\omega - \omega_m)^2 + (\Gamma/2)^2]}, \quad (2.10)$$

$$A(\Delta\omega) = 4 \frac{\omega_m (\Gamma/2)^2 \Delta\omega [(\Gamma/2)^2 + \Delta\omega^2 + \omega_m^2]}{[\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2] [(\Delta\omega + \omega_m)^2 + (\Gamma/2)^2] [(\Delta\omega - \omega_m)^2 + (\Gamma/2)^2]}. \quad (2.11)$$

На рис. 2.4 представлен характерный вид коэффициентов $A(\Delta\omega)$ и $D(\Delta\omega)$ в зависимости от отстройки $\Delta\omega$.

Сигнал с фотоприемника смешивается на блоке Toptica PDD 110 с опорным сигналом на частоте модуляции (демодулируется) и с помощью выбора фазы опорного сигнала выделяется компонента, пропорциональная вкладу дисперсии $D(\Delta\omega)$. Полученный сигнал подается на пропорционально-интегрально-дифференциальный усилитель Toptica FALC 110 (Fast Analog Linewidth Control) и далее через ослабитель 10 dB на токовый модуляционный вход лазера.

Стоит отметить, что вдали от резонанса в случае частотной модуляции сигнал на частоте модуляции должен быть равен нулю. Однако, в силу паразитной амплитудной модуляции сигнал отличен от нуля во всем диапазоне

частот. С одной стороны, это создает фоновый сигнал, амплитуда которого флуктуирует в случае дрожаний амплитуды излучения, что вносит нестабильность в работу петли обратной связи. С другой стороны, это облегчает юстировку фотоприемника.

2.4.3 Резонатор. Термостабилизированная вакуумная камера

Зеркала используемого в эксперименте резонатора имеют многослойное покрытие с высоким коэффициентом отражения на длине волны 1,06 мкм ($R > 99,99\%$) и радиус кривизны 50 см. Тело резонатора имеет длину $L = 7,5$ см, таким образом, область свободной дисперсии составляет 2 ГГц.

Основным фактором, ограничивающим стабильность частоты лазера, стабилизированного по интерферометру Фабри-Перо, являются флуктуации его длины. Для устранения влияния флуктуаций показателя преломления материала тела резонатора резонатор является полым, то есть излучение внутри него распространяется в свободном пространстве. Для предотвращения влияния клея на длину резонатора зеркала крепятся на оптический контакт к телу резонатора. Тело имеет специальную форму и располагается вертикально (см. рис. 2.5). Кроме того, резонатор крепится к подставке в специально выбранных точках. Это обеспечивает устойчивость длины резонатора к вибрациям и деформациям растяжения/сжатия.

Наибольший вклад в изменение длины вносит тепловое расширение. Для его подавления предпринимаются следующие меры:

1. Тело резонатора изготовлено из специального стекла марки УЛЕ (от английского ULE – Ultra Low Expansion Glass). Нулевая точка теплового расширения, то есть температура, при которой линейный коэффициент теплового расширения обращается в нуль, находится в диапазоне комнатных температур.

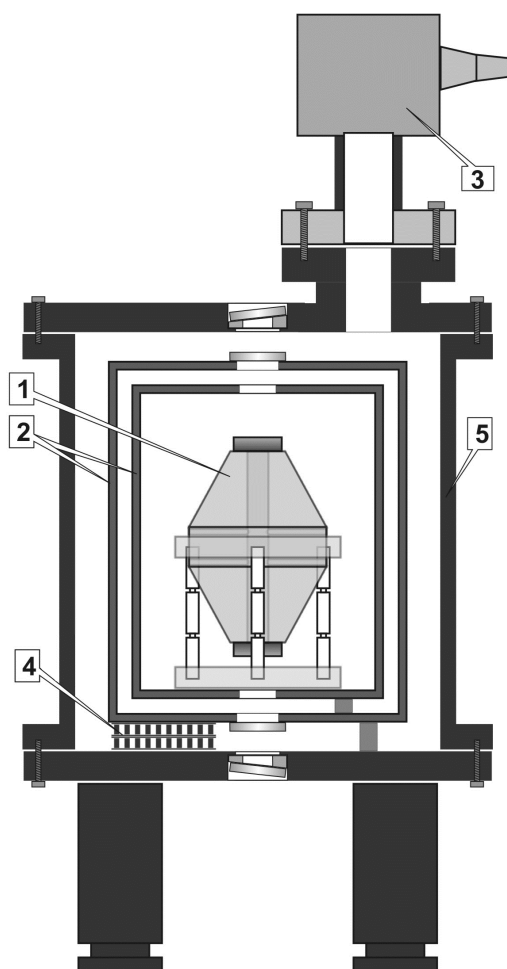


Рисунок 2.5 — Конструкция вакуумной камеры и системы температурной стабилизации. 1 – резонатор из стекла УЛЕ, 2 — тепловые экраны, 3 — ион-геттерный насос, 4 — Пельтье-элемент, 5 — вакуумная камера.

2. Резонатор помещен в высоковакуумную камеру (давление $< 10^{-8}$ мбар) для устранения флуктуаций оптической плотности газа между зеркалами.
3. Вакуумный резонатор окружен системой из тепловых экранов, служащих для уменьшения лучистого теплообмена.
4. Используется активная система температурной стабилизации с помощью датчика температуры AD590, Пельтье-элемента и системы обратной связи.

Вакуумная камера предварительно откачивается турбо-молекулярным насосом. Затем он отключается и дальнейшая откачка происходит постоянно с по-

мощью ион-геттерного насоса.

2.4.4 Время жизни фотона в резонаторе

Важнейшей характеристикой резонатора является его резкость, определяющая ширину пиков пропускания и, соответственно, крутизну склона сигнала ошибки. В случае высокого коэффициента отражения R выражение (2.6) для резкости преобразуется в

$$F^* \approx \frac{\pi}{1 - R}. \quad (2.12)$$

Однако напрямую измерить коэффициент отражения, близкий к единице, не представляется возможным. Измерение коэффициента пропускания T , которое можно выполнить простыми средствами, не позволяет найти R , так как необходимо принимать во внимание потери на поглощение и рассеяние L , которые влияют не только на резкость резонатора, но и на условие согласования импедансов. Поэтому применяется метод «ringdown», основанный на связи времени затухания интенсивности излучения в резонаторе τ и резкости:

$$F^* = \frac{c}{2L} 2\pi\tau. \quad (2.13)$$

Измерение времени τ , называемого еще временем жизни фотона в резонаторе, проводилось до помещения резонатора в вакуумную камеру, так как в случае неудовлетворительных результатов замена резонатора требует разборки всей системы и является крайне трудоемкой. Первый порядок излучения, прошедшего через АОМ, заводится в резонатор. Мощность прошедшего излучения регистрируется с помощью быстрого фотодиода (см. рис. 2.6). Частота излучения лазера сканируется таким образом, чтобы в диапазон сканирования попадал по крайней мере один пик пропускания. С помощью ПЗС-камеры контролируют, чтобы этот пик соответствовал моде TEM_{00} . Сигнал пропускания на фотодиоде наблюдался на осциллографе и в тот момент, когда он превышал заранее установленное пороговое значение, триггерный сигнал с осциллографа

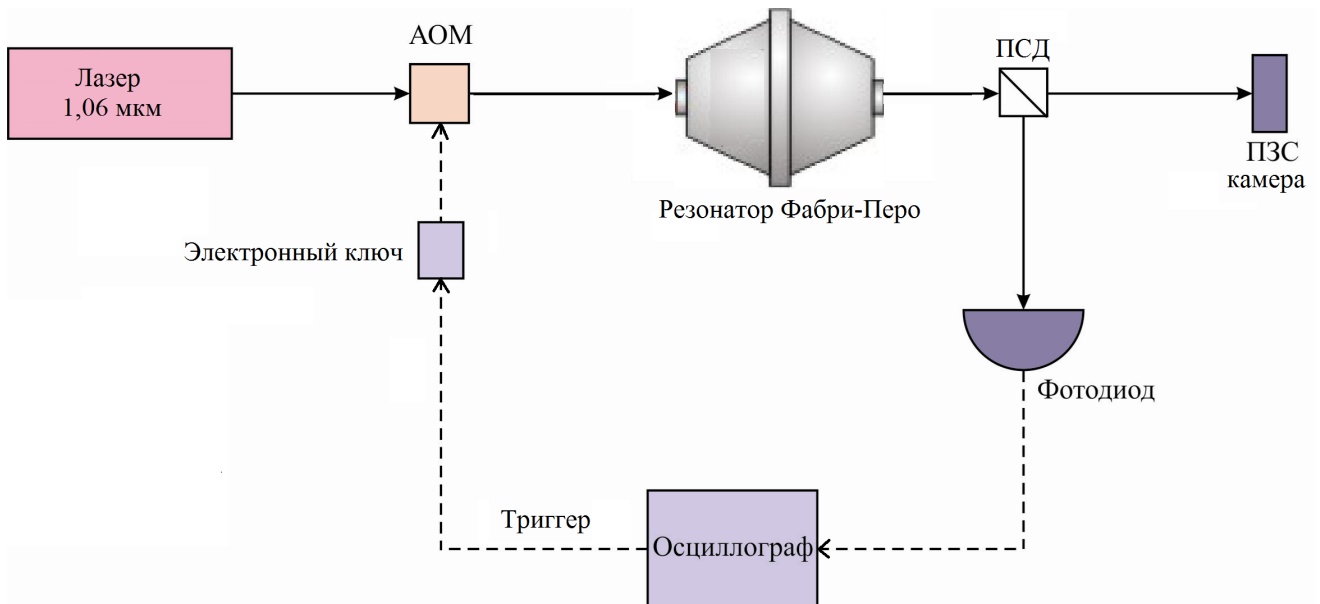


Рисунок 2.6 — Оптическая схема для измерения резкости резонатора Фабри-Перо. АОМ – акусто-оптический модулятор, ПСД – поляризационный светоделитель, ПЗС – прибор с зарядовой связью.

подавался на цифровой вход электронного ключа, через который АОМ управляется радиочастотным сигналом, и излучение блокировалось. Таким образом, на осциллографе наблюдался экспоненциальный спад сигнала (см. рис. 2.7).

Полученное значение для τ составило 12 мкс. В отдельном эксперименте было проверено, что время отклика фотодиода много меньше и, соответственно, не влияет на результат измерений. Соответствующее значение резкости $F^* = 1,5 \cdot 10^5$, добротности $Q = 4,5 \cdot 10^{10}$. Ширина пика составляет $\delta\nu = 13$ кГц, коэффициент отражения $R = 99,998\%$. Здесь стоит отметить, что благодаря хорошему отношению сигнал/шум спектральная ширина излучения стабилизированного лазера не ограничивается значением $\delta\nu$ и может быть значительно ниже [99, 100].

2.4.5 Оптическая схема стабилизации

Далее приводится описание оптической схемы (см. рис. 2.8(а)), используемой для реализации обратной связи. Вакуумная камера с резонатором размещается на отдельной оптической плите. Излучение доставляется в схему стаби-

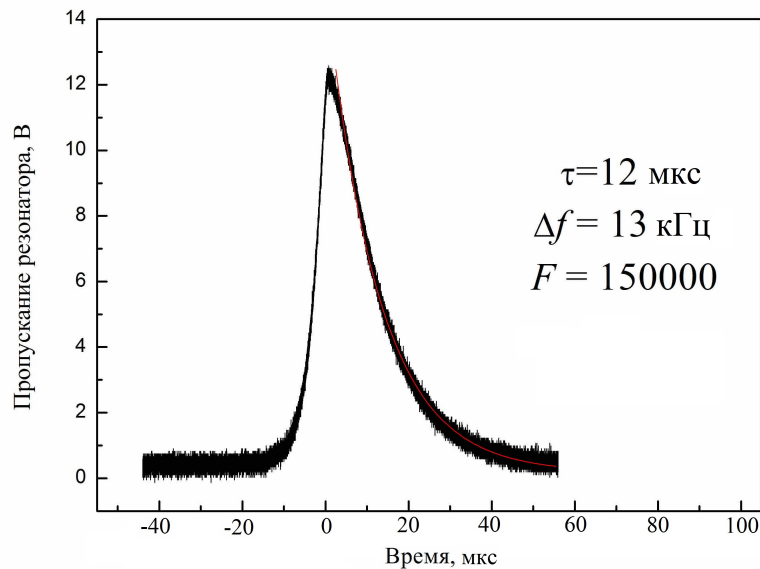


Рисунок 2.7 — Кривая отклика резонатора на резкое выключение света в моде TEM_{00} .

лизации с помощью одномодового оптоволокна. Частота излучения смещается акусто-оптическим модулятором в двухпроходной схеме на $2 \times 188 = 376$ МГц для компенсации расстояния между частотами моды резонатора и охлаждающего перехода. Мода TEM_{00} имеет перетяжку внутри резонатора, поэтому для повышения эффективности завода излучения в интерферометр осуществляется согласование пространственных мод входного пучка и резонатора с помощью линзы с фокусным расстоянием 30 см, расположенной на расстоянии 50 см от центра резонатора. Для отделения отраженной от резонатора волны используются поляризационный светоделитель и четвертьволновая пластинка, ось которой расположена под углом 45° к плоскости поляризации падающего излучения. Отраженный сигнал посылается на лавинный фотодиод APD 210 фирмы MenloSystems. Для облегчения завода излучения в резонатор в случае изменений в схеме установлены две диафрагмы.

Регистрация прошедшего через резонатор излучения производится камерой для контроля моды и фотодиодом для контроля амплитуды пропускания. Расположение элементов на крышке вакуумной камеры показано на рис. 2.8(б). На этой же крышке расположены вентиль для турбо-молекулярного насоса и ион-геттерный насос.

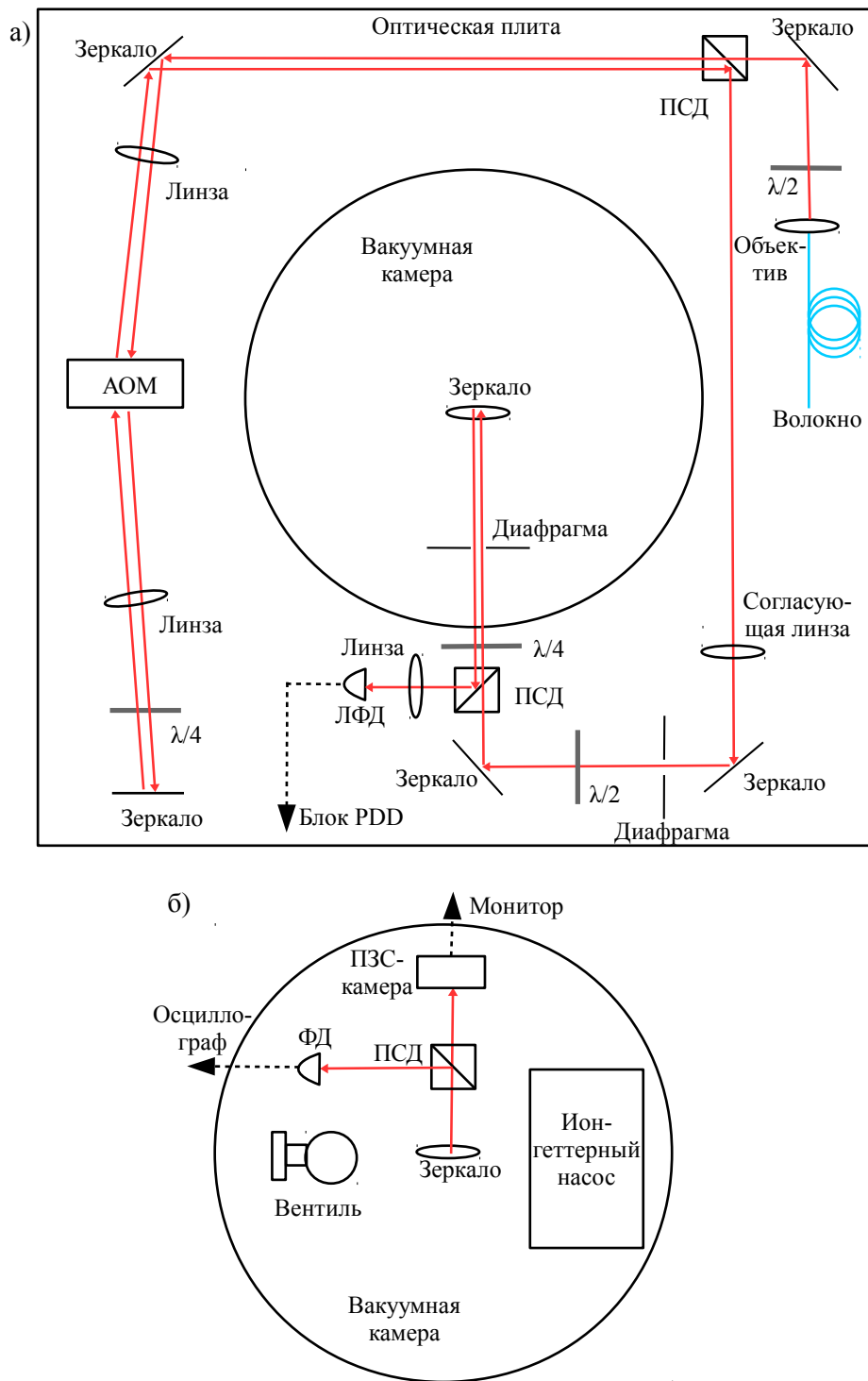


Рисунок 2.8 — (а) Оптическая схема стабилизации по резонатору Фабри-Перо. (б) Схема регистрации прошедшего излучения. $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка, ПСД – поляризационный светоделитель, АОМ – акусто-оптический модулятор, ЛФД – лавинный фотодиод, ФД – фотодиод.

В рабочем режиме входная мощность и пропускание составляют 30 мкВт и 50%, соответственно. Ширина линии генерации лазера измерялась методом автогетеродинамирования с использованием оптоволокна [101] длиной 1500 м и не превышает 10 кГц. Отметим, что с учетом удвоения частоты ширина спектра излучения на длине волны 530,7 нм не превышает значения 20 кГц.

2.4.6 Нулевая точка

Заранее положение нулевой точки, то есть температуры, при которой линейный коэффициент теплового расширения тела резонатора обращается в нуль, не известно и варьируется от резонатора к резонатору, поэтому требуется экспериментальный поиск нулевой точки. Известно только, что, как правило, она находится в диапазоне 10 – 30 °С. Для определения температуры нулевого расширения часть излучения после удвоителя частоты заводилась в кювету с парами тулия и измерялось частотное расстояние между охлаждающим переходом $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и модой TEM_{00} , по которой происходит стабилизация, в зависимости от температуры. При измерениях следует учитывать, что характерное время установления температуры вакуумной камеры составляет около 12 часов. Зависимость указанного расстояния от температуры резонатора показана на рис. 2.9(а). Зависимость имеет квадратичный характер с максимумом при температуре $33,0 \pm 0,2$ °С, которая и была установлена для дальнейшей работы с резонатором.

2.4.7 Дрейф резонатора

Недостатком стабилизации по резонатору является дрейф частоты моды резонатора, вызванный «старением» материала, из которого изготовлено тело резонатора, в результате которого резонатор сжимается на величину порядка $\Delta L/L = 5 \times 10^{-9}$ в год [102]. Для использованного в работе резонатора $L = 7,5$ см и $\Delta L = 0,5$ нм/год. С учетом указанных значений частота на

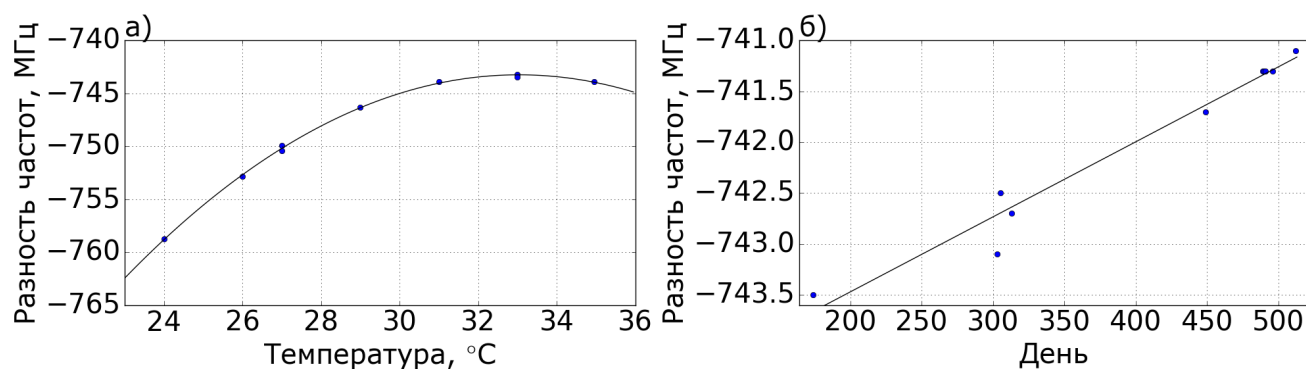


Рисунок 2.9 — Зависимость частоты моды TEM_{00} от (а) температуры резонатора и (б) времени. Точки — измеренное частотное расстояние, кривые — аппроксимация (а) квадратичной и (б) линейной зависимостями.

длине волны 1,06 мкм смещается в сторону увеличения со скоростью около 150 Гц/час. Для измерения скорости дрейфа детектировалось расстояние между охлаждающим переходом и соответствующей модой TEM_{00} резонатора. На рис. 2.9(б) изображена зависимость этого расстояния от времени. Полученный дрейф составил около 300 Гц/час, что близко к приведенному выше значению. Обратим внимание, что дрейф частоты излучения, используемого для вторичного охлаждения, в два раза больше, то есть 600 Гц/час. Этот дрейф достаточно медленный и для его учета достаточно раз в несколько дней подстраивать частоту АОМа, расположенного на плите с резонатором. Ошибка при настройке на переход составляет менее 100 кГц.

2.4.8 Резонатор, используемый при измерении сверхтонкого расщепления уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$)

В эксперименте по измерению сверхтонкого расщепления уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$), который описан в главе 3, использовался другой резонатор с шириной пика пропускания 70 кГц (далее УЛЕ-2). Зеркала были закреплены не на оптический контакт, а приклеены, поэтому у этого резонатора не удалось найти нулевую точку. На рис. 2.10(а) изображена зависимость частотного смещения от температуры. Эта зависимость оказа-

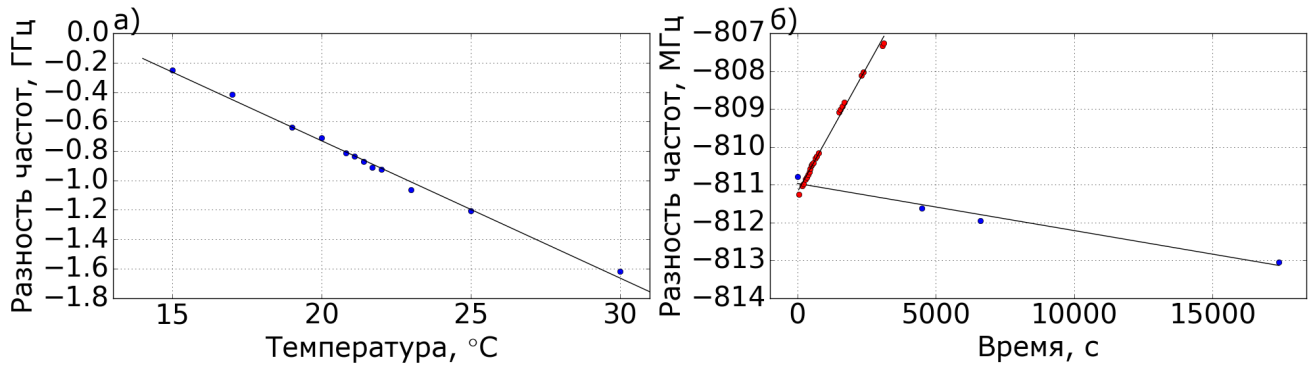


Рисунок 2.10 — (а) Зависимость частоты моды TEM_{00} от температуры резонатора. Синие точки – измеренное расстояние, кривая – аппроксимация линейной зависимостью. (б) Та же зависимость от времени. Синие и красные точки – измеренное расстояние (2 серии в разные дни), кривая – аппроксимация линейной зависимостью.

лась линейной с коэффициентом $-93 \text{ МГц}/^\circ\text{С}$. Дрейф этого резонатора не имел постоянного знака и величины и мог составлять $0,5 - 5 \text{ МГц}/\text{час}$ (см. рис. 2.10(б)), что говорит о том, что этот дрейф не был вызван «старением» резонатора.

2.5 Основные результаты главы 2

Осуществлена стабилизация частоты и сужение линии генерации лазерного источника на длине волны $1,06 \text{ мкм}$ методом Паунда-Дривера-Холла по высокочастотному сверхстабильному резонатору Фабри-Перо. Дрейф частоты излучения составляет $300 \text{ Гц}/\text{час}$, ширина линии генерации не более 10 кГц . С учетом удвоения частоты указанные характеристики излучения на длине волны $530,7 \text{ нм}$ для вторичного лазерного охлаждения атомов тулия составляют, соответственно, $600 \text{ Гц}/\text{час}$ и 20 кГц .

Глава 3. Измерение сверхтонкого расщепления уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$)

В этой главе описано исследование сверхтонкой структуры возбужденного состояния тулия $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$), задействованного в цикле вторичного охлаждения. Уровень $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$) связан с основным состоянием атома тулия переходом на длине волны 530,7 нм (см. рис. 3.1) с естественной шириной $\gamma = \Gamma/2\pi = 347 \pm 17$ кГц [103]. Знак расщепления был определен независимо в атомах, захваченных в первичную МОЛ. Абсолютная величина расщепления была измерена в кювете с парами тулия методом частотно-модуляционной спектроскопии насыщения, свободной от доплеровского уширения. Обсуждается влияние оптической накачки на относительную интенсивность переходов между сверхтонкими подуровнями. Оно приводит к тому, что регистрируемая интенсивность для перехода $F = 4 \rightarrow F' = 5$ оказывается меньше, чем для перехода $F = 3 \rightarrow F' = 4$, несмотря на то, что силы переходов имеют обратное соотношение. Подробно рассмотрены механизмы, приводящие к уширению и сдвигу линий, такие как уширение мощностью, эффекты кривизны волнового фронта и неколлинеарности пучков, уширение за счет частотной модуляции, магнитные поля, столкновительные эффекты и эффект отдачи. Уширение мощностью рассмотрено с учетом магнитных подуровней.

3.1 Сверхтонкое расщепление в тулии

Как уже было сказано, спин ядра единственного стабильного изотопа ^{169}Tm равен $I = 1/2$ и каждый уровень электронной структуры расщеплен на две сверхтонких компоненты с целочисленным F , энергетический сдвиг которых

зависит только от магнито-дипольной константы A_J [89]:

$$\Delta E_F = \frac{1}{2} h A_J (F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)), \quad (3.1)$$

где h – постоянная Планка, F и J – полные моменты атома и электрона, соответственно. Для ядерного спина $I = 1/2$ квадрупольная константа $B_J = 0$ [89].

Сверхтонкая структура атома тулия интенсивно исследовалась с помощью ряда методик. Сверхтонкое расщепление (СТР) основного состояния было определено с точностью около 1 кГц методом двухрезонансной (с использованием оптического и радиочастотного излучений) спектроскопии [104, 105]. Этот метод применим только для основного и метастабильных состояний, тогда как сверхтонкая структура возбужденных состояний измерялось в основном интерферометрическими методами [31] и методами лазерной спектроскопии широкого диапазона. Методы лазерной спектроскопии, представленные в [106, 107], обеспечивают точность порядка нескольких мегагерц, что соответствует погрешности на уровне единиц процентов.

Точность теоретических расчетов сверхтонких расщеплений лантаноидов в некоторых случаях составляет 3% (см., например, вычисление СТР иттербия [108]). Более точный результат дают полуэмпирические вычисления. Для низколежащих возбужденных состояний тулия была достигнута точность 1% [109]. Таким образом, повышение точности экспериментально измеренных значений СТР позволит проверить современные модели расчетов атомных структур.

3.2 Спектроскопия в МОЛ

В линейной спектроскопии переходы между различными сверхтонкими компонентами можно идентифицировать в соответствии с их относительными интенсивностями, которые определяются $6j$ -символами. Однако в случае спектроскопии насыщения ситуация усложняется из-за эффекта оптической

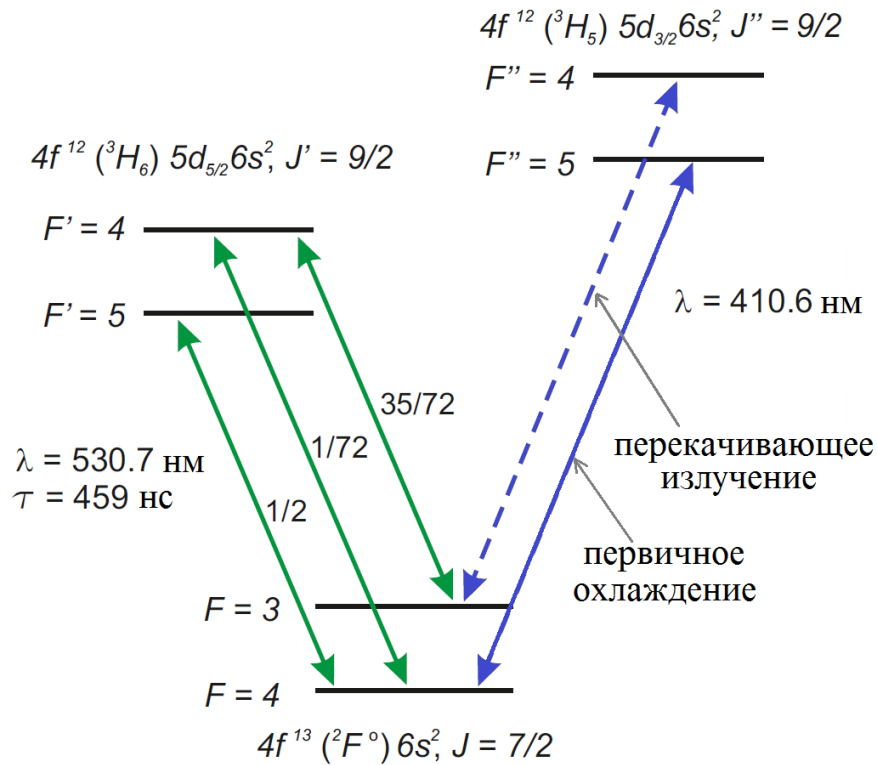


Рисунок 3.1 — Задействованные в эксперименте уровни ^{169}Tm . Переходы на длине волны 530,7 нм показаны сплошными (зелеными) стрелками, числа соответствуют относительным интенсивностям переходов. Переходы на длине волны 410,6 нм, используемые в первичной магнито-оптической ловушке и для накачки (см. параграф 3.2), показаны пунктирной и штрих-пунктирной (синими) стрелками.

накачки между сверхтонкими компонентами. Относительные интенсивности начинают зависеть от параметров эксперимента (см. параграф 3.5). В силу важной роли порядка сверхтонких компонент в задаче лазерного охлаждения знак СТР был определен независимым способом.

Атомы тулия захватывались в первичную магнито-оптическую ловушку [27], работающую на переходе $4f^{13}({}^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}({}^3H_5)5d_{3/2}6s^2 (J'' = 9/2, F'' = 5)$ с длиной волны 410,6 нм (см. рис. 3.1). Облако атомов, имеющее температуру около 80 мкК, освещалось излучением на длине волны 530,7 нм, имеющим мощность 30 мВт, что соответствует интенсивности 10 Вт/см². С помощью фотоумножителя непрерывно регистрировалась флюоресценция атомов на длине волны 410,6 нм (см. рис. 3.2(а)), которая в стационарном состоянии пропорциональна числу атомов в МОЛ.

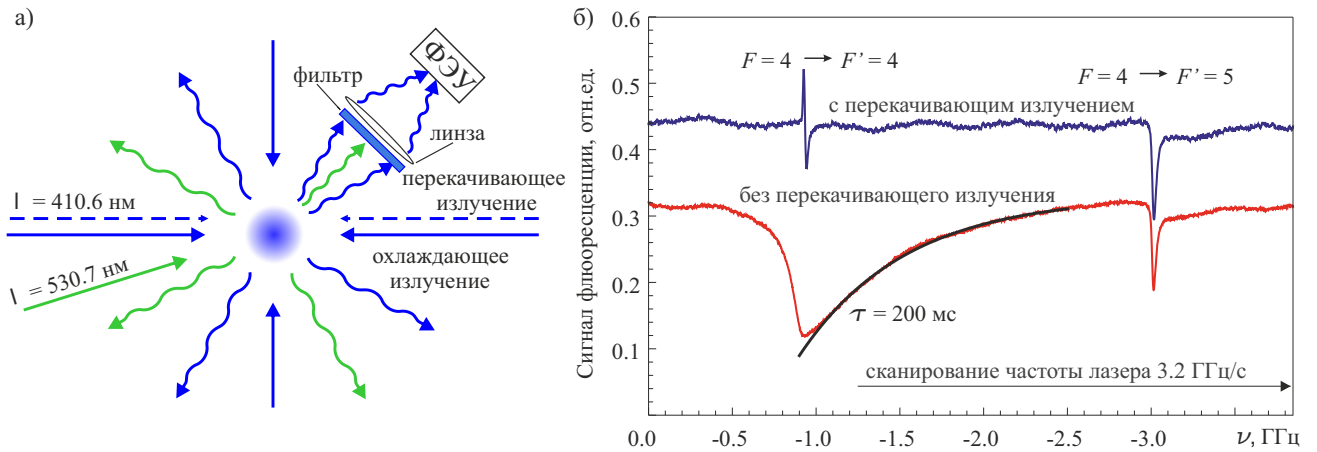


Рисунок 3.2 — (а) Атомы тулия, захваченные в первичную МОЛ при температуре 80 мК, освещаются излучением на длине волны 530,7 нм. ФЭУ — фотоэлектронный умножитель. (б) Сигнал флюоресценции атомов на длине волны 410,6 нм при освещении 30 мВт зеленого излучения. Частота излучения на длине волны 530,7 нм непрерывно сканировалась, как показано на рисунке. Калибровка частоты была получена с помощью дополнительного резонатора Фабри-Перо, имеющего расстояние между модами 75 МГц. Нижняя и верхняя кривая соответствуют измерениям без и с использованием перекачивающего лазера (см. рис. 3.1). Сплошной черной линией показан экспоненциальный фит данных.

Частота излучения на длине волны 530,7 нм сканировалась через резонансы $F = 4 \rightarrow F' = 4$ и $F = 4 \rightarrow F' = 5$, что приводило к появлению провалов в сигнале флюоресценции атомов в ловушке (см. рис. 3.2(б), нижняя кривая). Идентифицировать переходы можно по различной динамике восстановления флюоресценции, которая хорошо видна на рис. 3.2(б). После возбуждения атома на подуровень $F' = 4$ верхнего уровня атом с большой вероятностью испытывает спонтанный распад на подуровень $F = 3$ основного состояния (см. рис. 3.1) и покинет ловушку, перестав взаимодействовать с охлаждающим излучением. После того, как частота лазера перестанет быть резонансной с частотой перехода, населенность МОЛ экспоненциально восстанавливается за время, соответствующее времени загрузки атомов в МОЛ ($\tau = 200$ мс). Напротив, при сканировании частоты излучения через циклический переход $F = 4 \rightarrow F' = 5$ количество атомов в МОЛ остается неизменным и сигнал флюоресценции восстанавливается практически мгновенно. Это происходит благодаря тому, что

за время жизни исследуемого уровня ($1/\Gamma = 460$ нс) холодные атомы не успевают покинуть область захвата в МОЛ.

Чтобы подтвердить сделанный вывод, эксперимент был повторен в присутствии дополнительного перекачивающего излучения мощностью 2,4 мВт (1 Вт/см^2) с длиной волны 410,6 нм, который возвращал атомы с подуровня $F = 3$ на $F = 4$ через $F'' = 4$ (см. рис. 3.1). Как и ожидалось, перекачивающее излучение не допускало потери атомов из МОЛ даже тогда, когда зеленое излучение находилось в резонансе с переходом $F = 4 \rightarrow F' = 4$ и флюоресценция восстанавливалась одинаково быстро в обоих случаях (см. рис. 3.2(б), верхняя кривая).

Таким образом, был сделан вывод, что переходу $F = 4 \rightarrow F' = 5$ соответствует правый контур на рис. 3.2(б) и подуровень $F' = 5$ имеет меньшую энергию, чем подуровень $F' = 4$, то есть лежит ниже, откуда следует, что константа $A_J < 0$.

3.3 Спектроскопия насыщенного поглощения

Описанный выше эксперимент по наблюдению потерь атомов в МОЛ не обеспечивает необходимую точность из-за сложных профилей контуров и недостаточной точности калибровки шкалы частот. Кроме того, по причинам описанным ниже, измерялось расстояние между переходами $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F = 3 \rightarrow F' = 4$, а не между $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F = 4 \rightarrow F' = 4$, как в предыдущем пункте. В МОЛ для заселения подуровня $F = 3$ требуется дополнительное излучение на длине волны 410,6 нм, настроенное в резонанс с переходом $F = 4 \rightarrow F'' = 4$, что несколько усложняет задачу. Поэтому для точного измерения величины расщепления применялась частотно-модуляционная спектроскопия насыщения [95] в кювете с парами тулия.

Схема эксперимента показана на рис. 3.3. Вакуумная кювета из нержавеющей стали была помещена в магнитный экран из мягкого магнитного материала.

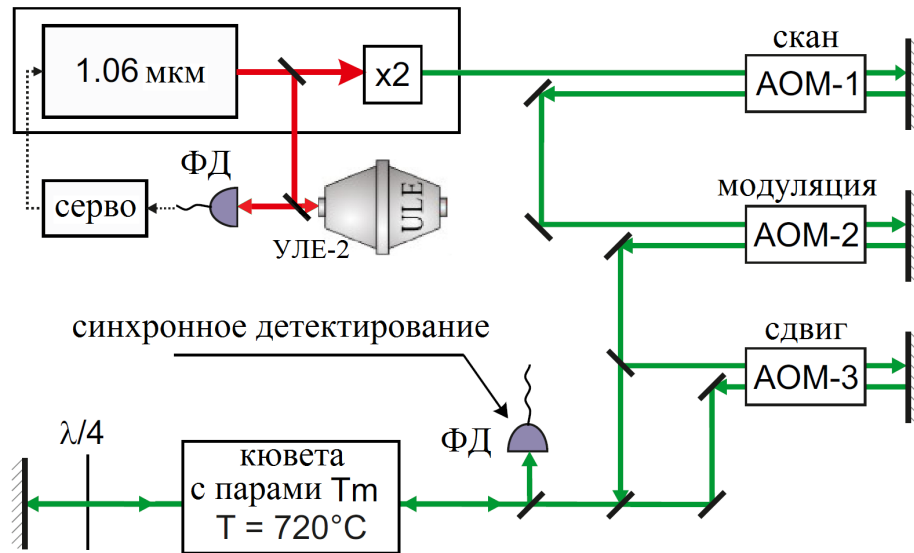


Рисунок 3.3 — Схема эксперимента по спектроскопии насыщенного поглощения. Акусто-оптический модулятор (АОМ-1) используется для сканирования частоты, АОМ-2 – для модуляции, АОМ-3 – для частотного сдвига одного из пучков на 600 МГц. Все АОМы работают в двухпроходной конфигурации. Частота излучения лазера стабилизируется по внешнему сверхстабильному высокочастотному резонатору Фабри-Перо УЛЕ-2 методом Паунда-Драйвера-Холла. ФД – фотодиод, $\times 2$ – удвоитель частоты.

ла пермаллой и нагревалась до температуры порядка 720°C , что соответствует давлению 6×10^{-4} мбар. Частота излучения на длине волны $530,7$ нм стабилизировалась по высокочастотному сверхстабильному резонатору Фабри-Перо УЛЕ-2 методом Паунда-Драйвера-Холла, как описано в главе 2.4. Долговременная стабильность частоты излучения, стабилизированного по этому резонатору, с учетом удвоения частоты составляла $0,3 - 2,8$ кГц/с (см. параграф. 2.4.8).

В нашем случае пробным пучком являлся отраженный назад пучок накачки. Спектроскопия насыщенного поглощения подвержена эффектам уширения мощностью, поэтому необходимо проводить эксперимент при как можно меньших мощностях. Для детектирования слабых сигналов использовались частотная модуляция и синхронное детектирование на соответствующей частоте. Модуляция на частоте 60 кГц создавалась с помощью акусто-оптического модулятора АОМ-2 (см. рис. 3.3). Центральная частота АОМ-2 составляла 203 МГц.

Переход $F = 4 \rightarrow F' = 4$ слабее переходов $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F = 3 \rightarrow F' = 4$ в 30 раз (см. рис. 3.1) и отстоит от них на 2 ГГц и 1,5 ГГц, что осложняет осуществление прецизионного измерения. При указанной температуре кюветы сверхтонкие подуровни $F = 3$ и $F = 4$ основного состояния заселены практически одинаково, и для измерения была выбрана разность частот переходов $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F = 3 \rightarrow F' = 4$.

Для сканирования частоты использовался АОМ-1, центральная частота которого была равна 211 МГц. Диапазон сканирования АОМа составляет примерно 50 МГц, что значительно меньше расстояния 614 МГц между переходами $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Для наблюдения переходов на одном скане использовалось бихроматическое излучение, в котором частота одного из пучков была сдвинута на 600 МГц с помощью АОМа-3 (см. рис. 3.3). Таким образом при сканировании расстояние между резонансами будет составлять 14 МГц. Характерный вид сигнала показан на рис. 3.4. Левый резонанс формируется пучком, частота которого не была сдвинута, и соответствует переходу $F = 4 \rightarrow F' = 5$, правый – пучком со сдвинутой на 600 МГц частотой и соответствует переходу $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Перекрестный резонанс является особенностью метода насыщенного поглощения и отвечает взаимодействию атомов с обоими пучками одновременно [95]. Этот резонанс не соответствует реальному переходу в атоме.

Оба пучка имели мощность 100 ± 10 мкВт и радиус по уровню $1/e^2$ по интенсивности $\approx 0,55$ см, что соответствует параметру насыщения $I/I_{sat} = 0,35$, где

$$I_{sat} = \pi \hbar c \Gamma / 3 \lambda^3 = 304 \text{ мкВт/см}^2 \quad (3.2)$$

– интенсивность насыщения перехода. Коэффициент экстинкции для обоих пучков составлял порядка 30%.

Константа A_J сверхтонкого расщепления получалась сложением измеренного расщепления между переходами $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F = 3 \rightarrow F' = 4$

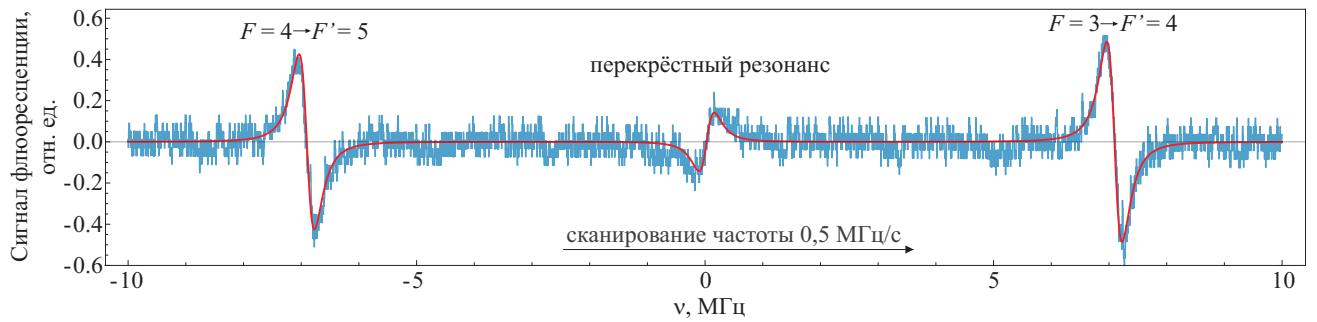


Рисунок 3.4 — Вид демодулированного сигнала насыщенного поглощения при сканировании частоты излучения, осуществляемом с помощью АОМа-1. Показаны экспериментальные данные после вычета линейного доплеровского оффсета и аппроксимация данных суммой трех дисперсионных контуров с независимыми положениями и амплитудами. Скорость скана равна 0,5 МГц/с.

и хорошо известной величины сверхтонкого расщепления основного состояния $1496,550 \pm 0,001$ МГц [104]. Модель формы линии, используемая при обработке данных, описана в следующем параграфе 3.4.

3.4 Модель формы линии

Частотная модуляция в нелинейной спектроскопии может приводить к сложной форме линии исследуемых переходов. Ряд аналитических результатов, описывающих форму линии при некоторых параметрах эксперимента, представлены в [110, 111, 112]. В настоящей работе использовалась низкая частота модуляции $\omega_m < \Gamma$ и малый индекс модуляции $M \approx 0,1 \ll 1$, что позволяет описывать полученные сигналы с помощью стационарной функции поглощения $\alpha(\omega)$ [113]. Если фаза лазерного излучения модулируется как

$$\phi = M \sin(\omega_m t), \quad (3.3)$$

то поглощение будет адиабатически следовать за мгновенной частотой излучения, что можно записать как

$$S_{\omega_m} = M \omega_m \frac{d\alpha(\omega)}{d\omega} \sin(\omega_m t). \quad (3.4)$$

Режим низкой частоты модуляции позволяет напрямую интерпретировать наблюдаемый сигнал в большом диапазоне параметров эксперимента. В частности, уравнение 3.4 сохраняет свой вид вне зависимости от мощности, полного коэффициента поглощения или деталей нелинейного взаимодействия. Более того, различные механизмы уширения автоматически учитываются в уравнении 3.4, в отличие от более сложных моделей в [110, 111, 112, 114].

Для описания экспериментально полученных контуров функция $\alpha(\omega)$ предполагалась лоренцевской для всех трех резонансов (см. рис. 3.4). Это оправдывалось тем, что наблюдаемая ширина переходов превышала естественную ширину всего на 30%.

3.5 Влияние оптической накачки на относительную интенсивность переходов между сверхтонкими подуровнями

В линейной спектроскопии интенсивности переходов между сверхтонкими компонентами двух урней определяются их силами S

$$S \propto (2F + 1)(2F' + 1) \left\{ \begin{matrix} J' & F' & I \\ F & J & 1 \end{matrix} \right\}^2 \quad (3.5)$$

Используя это соотношение, можно однозначно идентифицировать переходы между различными подуровнями. Однако в случае спектроскопии насыщенного поглощения уравнение (3.5) может дать качественно неверный результат.

В нашем эксперименте бóльшую интенсивность имеет линия, для которой уравнение (3.5) предсказывает мёньшую амплитуду. Из уравнения следует, что соотношение интенсивностей переходов равно

$$\left(\frac{I_{F=4 \rightarrow F'=5}}{I_{F=3 \rightarrow F'=4}} \right)_{\text{theor}} = \frac{44}{35} > 1. \quad (3.6)$$

Напротив, экспериментально измеренное значение составляет (см. рис. 3.4)

$$\left(\frac{I_{F=4 \rightarrow F'=5}}{I_{F=3 \rightarrow F'=4}} \right)_{\text{exp}} \approx 0,9 < 1. \quad (3.7)$$

Наблюдаемое соотношение интенсивностей объясняется эффектом оптической накачки, который более подробно описан в [115, 116]. При возбуждении нециклического перехода $F = 3 \rightarrow F' = 4$ часть атомов за счет спонтанного распада переходит с верхнего подуровня $F' = 4$ на нижний $F = 4$ подуровень. Таким образом, число атомов, взаимодействующих с излучением, уменьшается, приводя к увеличению провала Лэмба и, соответственно, увеличивая амплитуду резонанса. Для циклического перехода $F = 4 \rightarrow F' = 5$ накачка отсутствует и его амплитуда остается неизменной.

Коэффициент f увеличения амплитуды резонанса $F' = 4 \rightarrow F = 3$ можно оценить, зная долю атомов, перешедших на уровень $F = 4$ за время пролета атомов через пучок:

$$f = 1 + \Gamma_{F'=4 \rightarrow F=4} \times \tau_{\text{flight}}. \quad (3.8)$$

Эта оценка дает значение 2,5, что близко к экспериментальной величине 1,5.

3.6 Уширения и сдвиги

В спектроскопии насыщенного поглощения целый ряд эффектов может приводить к уширениям и сдвигам наблюдаемых резонансов. Эти эффекты дают вклад в ошибку измерения и требуют тщательного анализа. Ниже обсуждаются различные механизмы сдвигов и уширений и оценивается ошибка измерения СТР.

3.6.1 Уширение мощностью

В спектроскопии насыщенного поглощения амплитуда наблюдаемого сигнала быстро падает, когда мощности пучка накачки и пробного пучка становятся

меньше интенсивности насыщения I_{sat} . Однако работа с большими мощностями приводит к уширению мощностью. В случае перехода между уровнями, обладающими полными моментами F и F' , ширина линии $\Gamma_{p.b.}$ может быть вычислена по формуле

$$\Gamma_{p.b.} = \Gamma \sqrt{1 + a(F, F')I/I_{sat}}. \quad (3.9)$$

Здесь I – интенсивность излучения и a – численный коэффициент. Для хорошо известного случая двухуровневой системы $a = 1$. Однако, с помощью численного решения уравнений Блоха можно показать, что для циклического перехода $F \rightarrow F' = F + 1$, где $F, F' \geq 2$, и линейно поляризованного излучения $a = 0,5$. Уменьшение численного коэффициента a наилучшим образом иллюстрируется в случае взаимодействия атома с линейно поляризованным светом и выборе оси квантования вдоль поляризации излучения [116]. Для многоуровневого атома каждый магнитный подуровень верхнего состояния заселяется только за счет магнитного подуровня основного состояния с таким же магнитным числом m . Таким образом вероятность поглощения $\gamma_{|F,m\rangle \rightarrow |F',m\rangle}$ меньше по сравнению с двухуровневой системой в соответствии с коэффициентом Клебши-Гордана C

$$\gamma_{|F,m\rangle \rightarrow |F',m\rangle} = \frac{s}{2} (C_{F,m;1,0}^{F',m})^2 \Gamma (\Pi(g_m) - \Pi(e_m)). \quad (3.10)$$

Здесь s параметр насыщения с учетом отстройки:

$$s = I/I_{sat} \frac{(\Gamma/2)^2}{\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (3.11)$$

и $\Pi(g_m)$ и $\Pi(e_m)$ – населенности нижней и верхней магнитных компонент. В частном случае перехода $F = 0 \rightarrow F = 1$ только коэффициент $C_{0,0;1,0}^{1,0} = 1$ отличен от нуля и результат совпадает со случаем двухуровневой системы $\Gamma_{p.b.} = \Gamma \sqrt{1 + I/I_{sat}}$ с $a = 1$. Однако в случае перехода с большими F ситуация иная. В этом случае $(C_{F,m;1,0}^{F',m})^2 < 1$ и интенсивность излучения, которая делает вероятность вынужденного перехода сравнимой с вероятностью спонтанного распада, увеличивается.

Таблица 3.1 — Уширения линии переходов на длине волны 530 нм.

Источник	Вклад, кГц
Естественная ширина	347 ± 17
Уширение мощностью	30
Кривизна волнового фронта	150
Неколлинеарность пучков	100
Частотная модуляция	20
Времяпролетное уширение	7
Зеемановское расщепление	< 10
Столкновительное уширение	< 40
Эффект отдачи	8
Наблюдаемая ширина	450 ± 50

В нашем случае уширенная мощностью ширина линии составляет 380 кГц при $I/I_{sat} = 0,35$. Стоит заметить, что под I здесь понимается интенсивность одного пучка, так как при небольших мощностях ширина резонанса насыщенного поглощения является средним арифметическим от ширин, соответствующих уширению в пучке накачки и пробном пучке [117].

3.6.2 Времяпролетное уширение

Время, за которое атомы пролетают через световой пучок, в нашем эксперименте было в 50 раз больше времени жизни возбужденного состояния. Это приводит к дополнительному уширению 7 кГц.

3.6.3 Эффекты кривизны волнового фронта и неколлинеарности пучков

Неколлинеарность распространения пучка накачки и пробного пучка и отклонение волновых фронтов от плоских приводят к сдвигу и уширению резонансов насыщенного поглощения. Конечная ширина волновых фронтов и небольшая неколлинеарность могут привести к остаточному доплеровскому уширению (так называемому «геометрическому уширению»). В частности, расхождение накачки и пробного пучка на угол β ведет к гауссовскому уширению [118]

$$\delta\omega_{\text{b.m.}} \simeq \beta k u_D, \quad u_D = \left(\frac{2k_B T}{M} \right)^{1/2}. \quad (3.12)$$

Здесь k – волновой вектор, u_D – доплеровская скорость атомов. В нашем эксперименте $u_D = 310$ м/с, неколлинеарность пучков оценивалась как $< 2 \cdot 10^{-4}$ рад, что соответствует уширению около $\delta\omega_{\text{b.m.}}/2\pi = 100$ кГц.

Время пролета атомов через пучок в нашем случае было много больше времени жизни верхнего уровня, поэтому уширение, вызванное кривизной волнового фронта, также является геометрическим и оценивается как [118]

$$\delta\omega_{\text{w.c.}} \simeq \frac{k u_D}{\sqrt{k z_R}}, \quad (3.13)$$

где z_R – длина Релея (предполагается одинаковой для накачки и пробного пучка). В нашем случае z_R несколько отличалась для перпендикулярных сечений пучков, составляя в среднем 1 м. Соответствующее уширение $\delta\omega_{\text{w.c.}}/2\pi = 150$ кГц.

В отсутствие отражения имеет место симметрия сдвигов, вызванных накачкой и пробным пучками [114]. В нашем случае уширение 3.13 дает оценку сверху на сдвиг линий.

3.6.4 Уширение, вызванное частотной модуляцией

Как упоминалось в параграфе 3.4, мы использовали малую частоту модуляции $\omega_m/\Gamma \approx 0,2$. Частотная модуляция может вызывать дополнительные эффекты, неучтенные в адиабатическом рассмотрении в 3.4. В этом параграфе предсказания уравнения 3.4 сравниваются с более точными результатами, полученными в [110].

В случае частотной модуляции форма линии, как правило, описывается комбинацией уширенных мощностью лоренцовского и дисперсионного контуров [110, 119]:

$$L(\omega) = \frac{(\Gamma_{\text{p.b.}}/2)^2}{\Delta\omega^2 + (\Gamma_{\text{p.b.}}/2)^2}, \quad D(\omega) = \frac{\Delta\omega\Gamma_{\text{p.b.}}/2}{\Delta\omega^2 + (\Gamma_{\text{p.b.}}/2)^2}, \quad (3.14)$$

где $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)$ – отстройка частоты излучения от атомного резонанса. В спектроскопии насыщенного поглощения синфазная компонента записывается как [110]

$$S_{\text{ph.}} \propto [L(\omega + \omega_m/2) - L(\omega - \omega_m/2)] \sin(\omega_m t). \quad (3.15)$$

При $\omega_m \lesssim \Gamma$ уравнение 3.15 предсказывает сигнал, который практически не отличается от $dL(\omega)/d\omega$, однако с несколько большей шириной. Для условий нашего эксперимента уширение составляет около 10 кГц.

Стоит заметить, что при конечной частоте модуляции также присутствует квадратурная компонента

$$S_{\text{q.}} = [D(\omega - \omega_m/2) - 2D(\omega) + D(\omega + \omega_m/2)] \cos(\omega_m t). \quad (3.16)$$

Небольшая примесь квадратурной компоненты вызывает небольшое изменение ширины и формы линии, зависящие от фазы демодуляции. Для параметров нашего эксперимента эффект квадратурной компоненты довольно мал и по порядку совпадает с уширением синфазной компоненты (~ 10 кГц).

Уширение резонанса за счет частотной модуляции не вызывает сдвиг линии и вносит вклад только в статистическую ошибку.

Таблица 3.2 — Бюджет ошибок измерения сверхтонкого расщепления.

Источник	Вклад, кГц
Статистика	20
Кривизна волнового фронта	150
Зеемановское расщепление	10
Столкновительные эффекты	20
Дрейф УЛЕ резонатора	80
Суммарная ошибка	160

3.6.5 Магнитные поля

Для уменьшения влияния магнитных полей кювета с парами тулия была помещена в магнитный экран. Кроме того, зеемановское расщепление значительно подавляется за счет близких значений g -факторов Ланде верхнего и нижнего уровней переходов ($\Delta g_F \approx 0,02$). Верхняя оценка для зеемановского сдвига составляет менее 10 кГц.

3.6.6 Столкновительные эффекты и эффект отдачи

Для получения верхней оценки столкновительных сдвига и уширения мы провели измерения при температурах паров тулия в диапазоне 640 — 730°C, что соответствует давлениям $6 \times 10^{-5} - 8 \times 10^{-4}$ мбар. Не было обнаружено столкновительного уширения на уровне 100 МГц/мбар и сдвига на уровне 50 МГц/мбар. Таким образом, вклад столкновительных эффектов в ширину линии составил менее 40 кГц, а в ошибку измерения величины СТР — менее 20 кГц.

Эффект отдачи [120] составляет $\hbar k^2/2\pi m = 8$ кГц.

3.6.7 Бюджет ошибок и результаты

Результаты по всем уширениям и ошибкам измерения СТР представлены в таблицах 3.1 и 3.2 соответственно.

Естественная ширина перехода составляет $\Gamma/2\pi = 347 \pm 17$ кГц [103]. Ширина, наблюдаемая в эксперименте, составила 450 ± 50 кГц, что, с учетом приведенных уширений, находится в согласии с указанным значением.

Ошибка измерения оценена как среднеквадратичное вкладов, перечисленных в таблице 3.2. Определяющим вкладом в значение 160 кГц является сдвиг за счет кривизны волнового фронта, тогда как статистическая ошибка не превышает 20 кГц. Еще одним источником ошибки являлся дрейф Фабри-Перо резонатора, используемый для стабилизации лазерного излучения. Характерная скорость дрейфа составляет 2,8 кГц/с, что с учетом времени сканирования приводит к ошибке 80 кГц.

Независимый способ определения ошибки измерения состоит в сравнении измеренного положения перекрестного резонанса с ожидаемым ($\nu_{F=3 \rightarrow F'=4} - \nu_{F=4 \rightarrow F'=5}$)/2. Отличие составило 100 кГц, что находится в соответствии с оценкой, данной в таблице 3.2.

С учетом сдвига 600 МГц, создаваемого АОМом-3, разность частот исследуемых переходов составила

$$\nu_{F=3 \rightarrow F'=4} - \nu_{F=4 \rightarrow F'=5} = 614,01 \pm 0,16 \text{ МГц.} \quad (3.17)$$

Далее, с учетом сверхтонкого расщепления основного состояния, разница энергий подуровней $F' = 5$ и $F' = 4$ равна

$$(E_{F'=5} - E_{F'=4})/h = -2110,56 \pm 0,16 \text{ МГц.} \quad (3.18)$$

Таким образом, значение сверхтонкой константы A_J уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J = 9/2$) составило (см. ур. 3.1)

$$A_J = -422,112 \pm 0,032 \text{ МГц.} \quad (3.19)$$

Этот результат находится в согласии с величиной $A_J = -422,7 \pm 0,9$ МГц, измеренной ранее в работе [31]. Относительная погрешность составляет 0,008 %, что более чем на порядок лучше, чем в цитируемой работе.

3.7 Основные результаты главы 3

Ранее величина СТР была измерена интерферометрическим способом в атомном пучке с неопределенностью 3 МГц [31]. Наш результат находится в согласии с указанным измерением, однако точность измерения повышена более, чем на порядок, и составляет 0,008 %. Величина A_J из работы [31] согласуется в пределах погрешности с теоретически предсказанной в работе [109], таким образом измерение с более высокой точностью позволит лучше оценить ошибки теоретических вычислений.

Наибольший вклад в ошибку измерения 160 кГц дает сдвиг резонансов насыщенного поглощения за счет кривизны волнового фронта. Также были оценены различные механизмы уширений и сдвигов, в частности, уширение за счет частотной модуляции и уширение мощностью в случае перехода между вырожденными атомными уровнями. Оценка уширения согласуется с экспериментом.

Таким образом, было измерено значение сверхтонкого расщепления уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$), используемого во вторичном цикле охлаждения тулия, которое составило $(E_{F'=5} - E_{F'=4})/h = -2110,56 \pm 0,16$ МГц, что соответствует константе $A_J = -422,112 \pm 0,032$ МГц.

Глава 4. Лазерное охлаждение атомов тулия на узком переходе

В этой главе описана методика и реализация вторичного охлаждения атомов тулия на переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2 (J' = 9/2, F' = 5)$ с длиной волны $\lambda = 530,7$ нм и естественной шириной $\gamma = 350$ кГц для понижения температуры ансамбля атомов. Описана перезагрузка атомов из первичной МОЛ во вторичную, рассмотрены особенности охлаждения на узком переходе. Приведены результаты исследований характеристик облака атомов в зависимости от параметров эксперимента и поведения облака при температурах порядка 10 мкК, специфичного для охлаждения на узком переходе. Описано получение так называемых кристаллов в импульсном пространстве при положительной отстройке охлаждающего излучения.

4.1 Загрузка атомов во вторичную МОЛ

4.1.1 Охлаждающие пучки

Излучение вторичного охлаждения так же, как и первичного, формирует трехмерную оптическую паточку в центре вакуумной камеры (см. рис. 4.1). Четвертьволновые пластинки, используемые для получения циркулярных поляризаций, являются бихроматическими, однако они имеют разный знак для длин волн 410,6 и 530,7 нм. Поэтому излучение вторичного охлаждения подмешивается к излучению первой стадии охлаждения на поляризационных бихроматических светоделителях (ПСД), а не на бихроматическом зеркале, как планировалось изначально (на рисунке ПСД не показаны для упрощения восприятия). Стабилизация и сужение линии генерации лазерного источника для вторичного охлаждения производится методом Паунда-Дривера-Холла по высокочастотному резонатору, как описано в параграфе 2.4.

Размер зеленых охлаждающих пучков измерялся методом «ножа»: на мик-

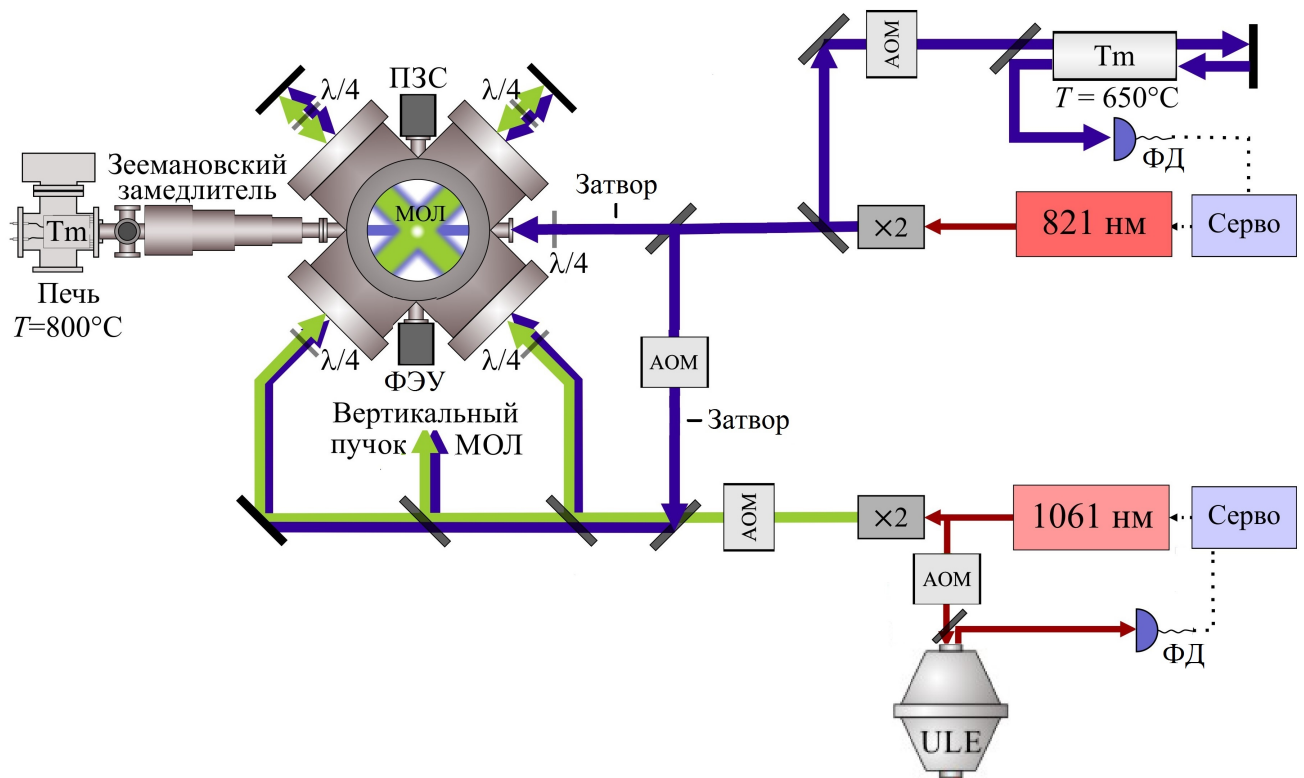


Рисунок 4.1 — Схема экспериментальной установки. АОМ – акусто-оптический модулятор, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, ПЗС – камера (прибор с зарядовой связью), ULE – высокочастотный резонатор, ФД – фотодиод, $\times 2$ – удвоитель частоты, серво – петля обратной связи.

рометрический столик перед измерителем мощности закрепляется лезвие в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка. Далее измеряется зависимость $p(x)$ мощности, попадающей на измеритель, от координаты края лезвия. Предполагается, что поперечное распределение интенсивности $I(x, y)$ в пучке является гауссовским и описывается формулой

$$I(x, y) = \frac{2P}{\pi\sigma^2} e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{\sigma^2}} e^{-\frac{2(y-y_0)^2}{\sigma^2}}, \quad (4.1)$$

где P – полная мощность пучка, x_0, y_0 – координаты оси пучка и σ – радиус пучка по уровню $1/e^2$ по интенсивности. Тогда измеренная зависимость аппроксимируется формулой

$$p(x) = \frac{\sqrt{2}P}{\sqrt{\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{2(t-x_0)^2}{\sigma^2}} dt = \frac{P}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}(x-x_0)}{\sigma}\right) \right\}. \quad (4.2)$$

На рисунке 4.2 изображена зависимость $p(x)$ и ее аппроксимация форму-

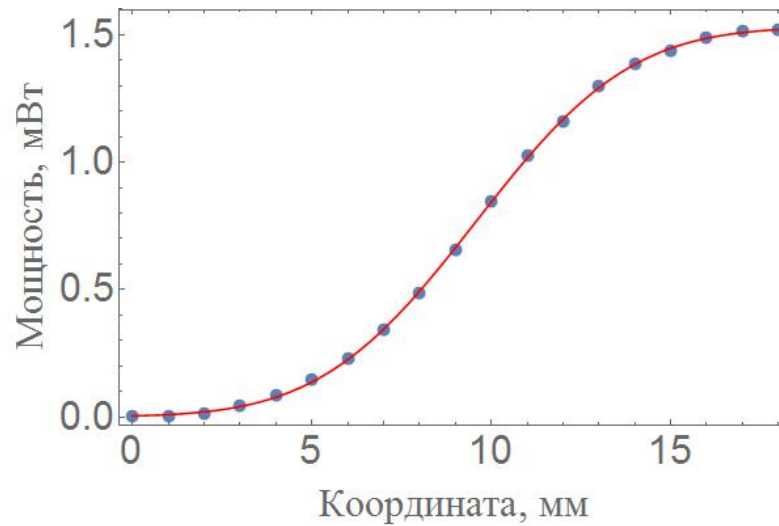


Рисунок 4.2 — Измерение размера охлаждающих пучков. Зависимость мощности от координаты лезвия. Точки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация формулой 4.2.

лой 4.2. Точки хорошо ложатся на кривую, из чего можно сделать вывод, что предположение о гауссовой форме пучка обоснованно. Полученный радиус по уровню $1/e^2$ по интенсивности составил 6,8 мм, что соответствует радиусу по уровню $1/e$ по электрическому полю. Для удобства можно записать коэффициент пересчета мощности пучка в интенсивность в центре пучка:

$$a_{P \rightarrow I} = \frac{I(x_0, y_0)}{P} = \frac{2}{\pi \sigma^2} = 1,38 \frac{1}{\text{см}^2} \quad (4.3)$$

и в параметр насыщения:

$$a_{P \rightarrow s} = a_{P \rightarrow I} / I_{sat} = 4,3 \frac{1}{\text{мВт}}. \quad (4.4)$$

Управление частотой охлаждающего излучения и создание импульсов осуществлялось с помощью акусто-оптического модулятора, работающего в двухпроходной схеме на частоте 362 — 365 МГц (на рис. 4.1 АОМ изображен в однопроходной схеме для упрощения). Радиочастотный сигнал с генератора подается на электронный ключ, управляемый цифровым сигналом с компьютера. Далее РЧ сигнал усиливается и подается на АОМ.

4.1.2 Перезахват атомов из первичной МОЛ

Были продемонстрированы как захват непосредственно из теплового атомного пучка после зеемановского замедлителя, так и перезахват из первичной МОЛ. В данной работе использовалась в основном схема перезахвата, так как она дает возможность использовать малую интенсивность пучков вторичного охлаждения, что выгоднее для получения низких температур при большом числе атомов.

Процедура загрузки атомов во вторичную МОЛ изображена на рис. 4.3(а). Сначала в течение 1 – 2 с атомы загружаются в первичную МОЛ и охлаждаются до температур порядка 80 – 100 мкК [27, 30], как описано в параграфе 2.3. Загрузка атомов в первичную МОЛ происходит в присутствии излучения вторичного охлаждения. После этого выключаются зеемановский (с помощью механического затвора) и первичные охлаждающие пучки (с помощью АОМа) и в течение 80 мс атомы доохлаждаются во вторичной МОЛ в присутствии квадрупольного магнитного поля. Типичное значение градиента магнитного поля по вертикальной оси составляет 5 – 15 Гс/см. Пучки синего охлаждающего излучения дополнительно перекрываются механическими затворами для исключения нагрева облака остаточным излучением, проходящим через выключенный АОМ. Число атомов и форма облака детектируются импульсом пробного излучения на длине волны 410,6 нм, как описано в параграфе 2.3. На рис. 4.3(б) изображен вид ловушки в процессе перезахвата, то есть в зависимости от времени охлаждения в зеленой МОЛ, при отстройке $\delta = -2,4$ МГц и параметрах насыщения $s = 0,08$ и $s = 7,4$. Видно, что конечные форма и положение облака сильно отличаются для этих параметров, так как реализуются два режима работы МОЛ. Подробно этот вопрос рассмотрен в параграфе 4.2.2.

Преимуществами данной схемы можно считать высокую эффективность перезахвата и простоту, так как в процессе перезахвата мощность, отстройка и магнитное поле остаются постоянными и не используется уширение спек-

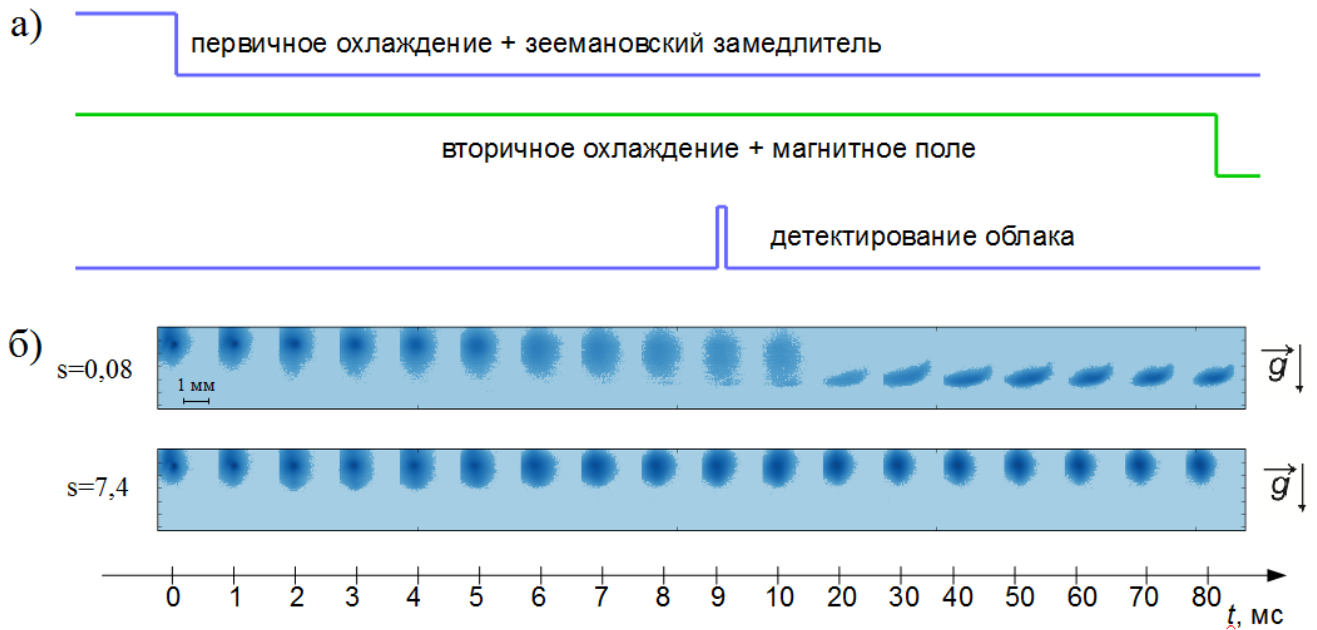


Рисунок 4.3 — Перегрузка атомов из первичной МОЛ во вторичную. (а) Импульсная схема. (б) Вид облака в зависимости от времени доохлаждения в зеленой МОЛ при отстройке $\delta = -2,4$ МГц и параметрах насыщения $s = 0,08$ (верхний ряд) и $s = 7,4$ (нижний ряд).

тра охлаждающего излучения. Кроме того, благодаря тому, что доохлаждение во вторичной МОЛ происходит после выключения излучения зеемановского замедлителя, оно не нагревает атомы в ловушке.

Стоит отметить, что еще одним свободным параметром эксперимента является отношение интенсивности вертикального пучка к интенсивности горизонтальных пучков [80]. Однако в данной работе этот параметр оставался неизменным и мощность была распределена по пучкам равномерно.

4.1.3 Детектирование облака

Особое внимание уделяется пробному пучку, используемому для детектирования облака. Как будет показано ниже, при некоторых параметрах эксперимента ловушка имеет большой размер и смещается вниз, поэтому пробный пучок заводится в камеру вертикально и имеет радиус около 2 мм по уровню $1/e^2$ по интенсивности. Кроме того, необходимо чтобы атомы, находясь даже на краю пробного пучка, находились в насыщении, иначе коэффициент пере-

счета сигнала люминесценции в число атомов будет зависеть от положения облака относительно оси пучка.

4.2 Охлаждение на узком переходе

Как уже было сказано, узким (или слабым) принято считать переход, ширина которого меньше или порядка энергии отдачи $\omega_R = \frac{\hbar k^2}{2m}$, которая для используемого перехода $4f^{13}(^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2 (J' = 9/2, F' = 5)$ в тулии составляет $\omega_R = 2\pi \times 4,1 \text{ кГц} = 25,9 \text{ кГц}$. Соответственно, отношение ширины перехода к энергии отдачи $\Gamma/\omega_R \approx 85$. Таким образом, данный переход не является узким в общепринятом понимании, тем не менее его использование позволяет наблюдать особенности охлаждения на слабом переходе, такие как смещение равновесного положения ловушки в поле тяжести; режим, в котором температура не зависит от отстройки охлаждающего излучения; формирование кристаллов в импульсном пространстве.

При охлаждении на слабом переходе необходимо учитывать влияние силы тяжести на взаимодействие атомов с излучением. Удобной количественной характеристикой является отношение максимальной силы светового давления к гравитационной силе $R = \frac{\hbar k \Gamma}{2mg}$, которая и определяет влияние силы тяжести на процессы охлаждения. Для перехода, используемого в данной работе, эта величина составляет около 500. Для сравнения, в случае узкого перехода на длине волны 741 нм в диспрозии $R \approx 4$ [84].

Динамика атомов в МОЛ определяется параметром насыщения $s = I/I_{sat}$ и отстройкой Δ охлаждающего излучения, а, точнее, взаимным соотношением Γ_E , Δ , Γ и ω_R , где $\Gamma_E = \Gamma\sqrt{1+s}$ – уширенная мощностью ширина перехода.

4.2.1 Вид потенциала и режимы работы МОЛ

С учетом силы тяжести сила светового давления, действующая на атомы в вертикальном направлении, будет выглядеть следующим образом:

$$F(v_z, z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left\{ \frac{s}{1 + s' + \frac{4(\Delta - kv_z - g_{F'} \mu_B B'_z z / \hbar)^2}{\Gamma^2}} - \frac{s}{1 + s' + \frac{4(\Delta + kv_z + g_{F'} \mu_B B'_z z / \hbar)^2}{\Gamma^2}} \right\} - mg, \quad (4.5)$$

где v_z – вертикальная проекция скорости атома, z – вертикальная координата атома, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $s = I/I_{sat}$ – параметр насыщения для одного пучка, $s' > s$ – параметр насыщения, учитывающий влияние остальных пучков, $g_{F'} = 1 - g$ – фактор Ланде верхнего уровня, B'_z – градиент магнитного поля по вертикали, μ_B – магнетон Бора, g – ускорение свободного падения. В общем случае нельзя получить выражение для потенциальной энергии, так как без дополнительных предположений нельзя разделить переменные v_z и z в выражении 4.5 для силы. Однако положив $v_z = 0$ и проинтегрировав это выражение со знаком минус по z , можно получить выражение для потенциальной энергии, которое дает представление о взаимодействии атома с охлаждающими пучками:

$$U(z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{\hbar \Gamma s}{2\sqrt{1 + s' g_{F'} \mu_B B'_z}} \left\{ \arctan \frac{2(\Delta + g_{F'} \mu_B B'_z z / \hbar)}{\sqrt{1 + s' \Gamma}} + \arctan \frac{2(\Delta - g_{F'} \mu_B B'_z z / \hbar)}{\sqrt{1 + s' \Gamma}} \right\} + mgz. \quad (4.6)$$

На рисунке 4.4 представлена зависимость силы (а, в) и потенциальной энергии (б, г) от вертикальной координаты при параметрах насыщения $s = 7,4$ (а, б) и $s = 0,08$ (в, г) и набора отстроек δ охлаждающего излучения: $-0.05, -0.25, -1, -2$ и -3.5 МГц, а на рисунке 4.5, соответственно, при отстройках $\delta = -0,6\gamma = -0,2$ МГц (а, б) и $\delta = -7\gamma = -2,4$ МГц (в, г) для набора параметров насыщения s охлаждающего излучения: $0.03, 0.1, 0.5, 3.5$ и 10 . Здесь и далее $B'_z = 7$ Гс/см.

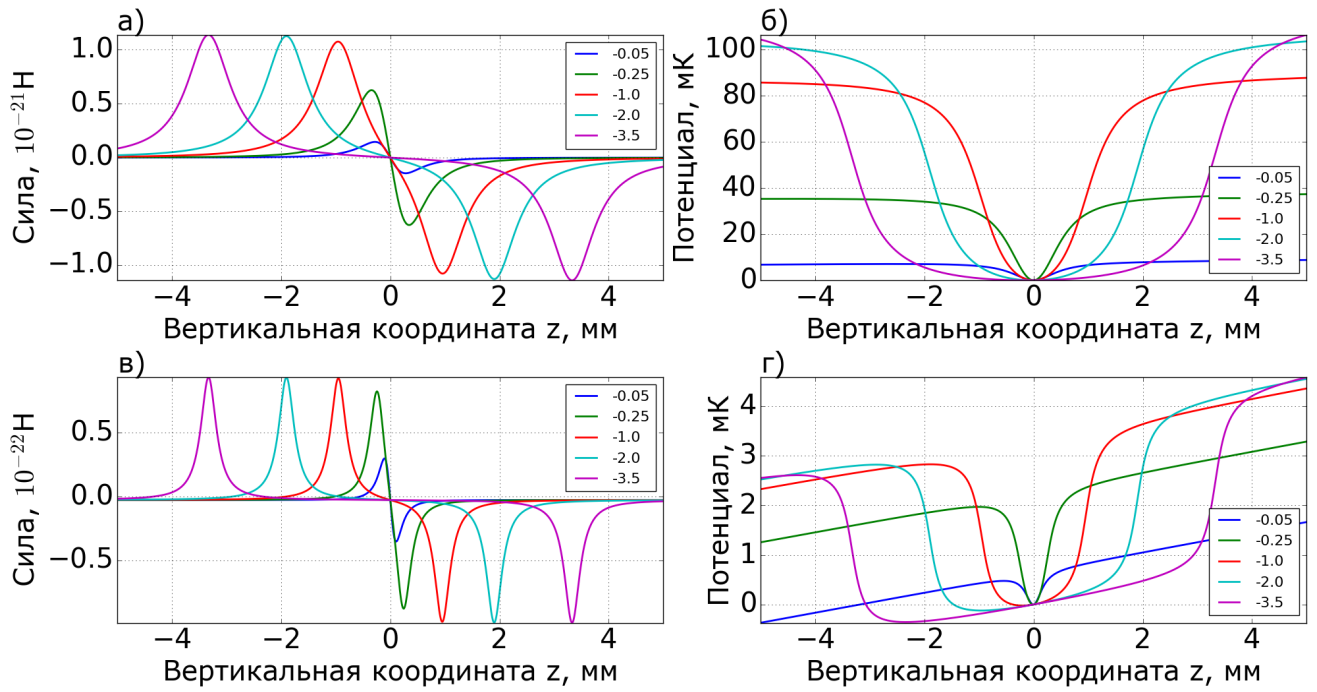


Рисунок 4.4 — Зависимость (а, в) силы светового давления и (б, г) потенциальной энергии от вертикальной координаты атома при параметрах насыщения (а, б) $s = 7, 4$ и (в, г) $s = 0, 08$ для набора отстроек δ охлаждающего излучения: $-0.05, -0.25, -1, -2$ и -3.5 МГц.

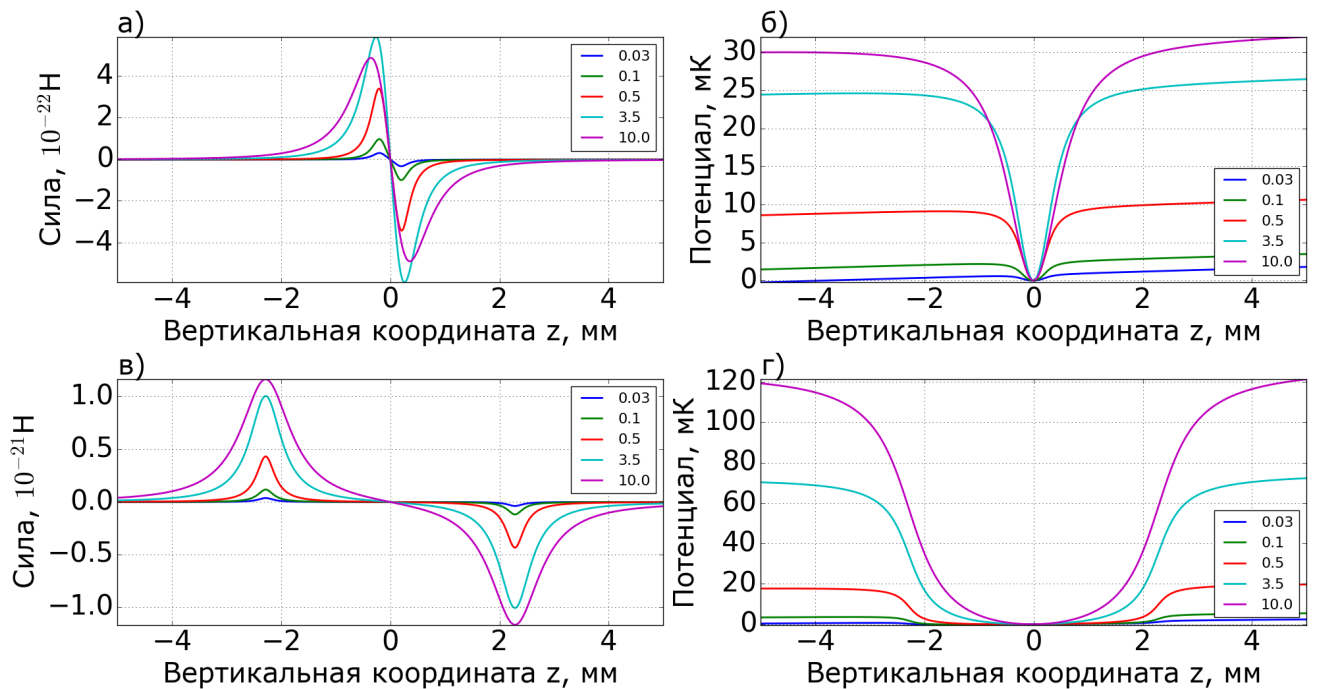


Рисунок 4.5 — Зависимость (а, в) силы светового давления и (б, г) потенциальной энергии от вертикальной координаты атома при отстройках (а, б) $\delta = -0,6\gamma = -0,2$ МГц и (в, г) $\delta = -7\gamma = -2,4$ МГц для набора параметров насыщения s охлаждающего излучения: $0.03, 0.1, 0.5, 3.5$ и 10 .

Видно, что можно выделить два принципиально разных режима работы магнито-оптической ловушки [121]:

- **Режим 1**, аналогичный режиму охлаждения на сильном переходе: потенциал имеет минимум в центре системы ($z = 0$). Этот режим реализуется при больших параметрах насыщения или маленьких отстройках. Движение атомов представляет собой движение в гармоническом потенциале с затуханием (см. параграф 1.2.2).
- **Режим 2**, специфический для охлаждения на узком переходе: минимум потенциала смещен вниз ($z < 0$) из-за влияния силы тяжести. Этот режим реализуется при малых параметрах насыщения или больших отстройках. Движение в горизонтальной плоскости является движением в практически прямоугольной яме с затуханием. В параграфе 4.2.2 будет показано, что в этом режиме облако взаимодействует преимущественно с пучком, распространяющимся снизу вверх, а взаимодействие с горизонтальными пучками ослаблено в 4 раза.

Вообще говоря, для очень узких переходов выделяют еще **режим 3**, когда $\Gamma_E \simeq \omega_R$ [49, 65]. Однако для промежуточных переходов он не реализуется и здесь не рассматривается.

Для наглядности на рис. 4.6 изображено положение минимума потенциала в зависимости от отстройки δ и параметра насыщения s , на котором обозначены основные серии измерений, обсуждаемые в диссертации.

4.2.2 Положение и форма облака

В предыдущем пункте было показано, что положение минимума потенциала зависит от параметров охлаждающего излучения. Поэтому и положение облака атомов будет зависеть от относительной величины отстройки и мощности.

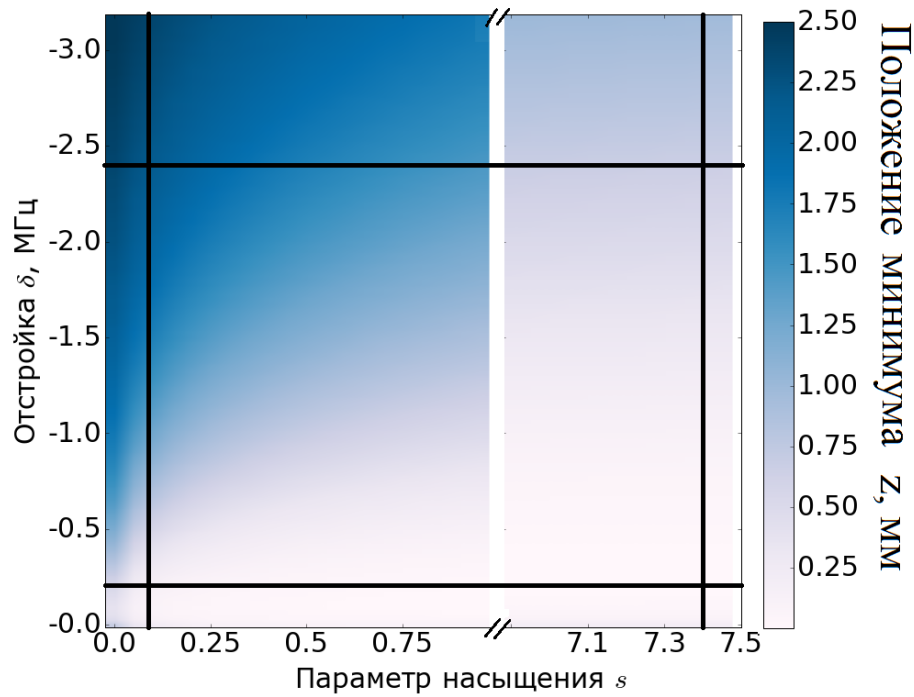


Рисунок 4.6 — Зависимость положения минимума потенциала от отстройки δ и параметра насыщения s охлаждающего излучения. Прямыми линиями обозначены основные серии измерений, обсуждаемые в диссертации.

На рисунке 4.7 приведены фотографии облака при мощности охлаждающего излучения (а) 20 мкВт и (б) 1700 мкВт на пучок, что соответствует интенсивности 28 мкВт/см² и 2360 мкВт/см² и параметру насыщения $s = 0,08$ и $s = 7,4$, в зависимости от отстройки. На том же рисунке показана аналогичная зависимость при отстройке (в) $\delta = -2,4$ МГц = -7γ и (г) $\delta = -0,2$ МГц = $-0,6\gamma$ от параметра насыщения охлаждающего излучения. Как и ожидается, ловушка смещается вниз при увеличении отстройки или уменьшении интенсивности (реализация режима 2). Яркость изображений отражает концентрацию атомов, захваченных в ловушку.

Получим приближенное выражение для равновесного положения ловушки в зависимости от отстройки и параметра насыщения охлаждающего излучения. В режиме 2 вследствие смещения ловушки в поле тяжести она оказывается в области отличного от нуля магнитного поля. Возникающий зеемановский сдвиг приводит к тому, что облако атомов взаимодействует преимущественно с пучком (для определенности с поляризацией $\sigma_{(z)}^+$, где индекс (z) означает

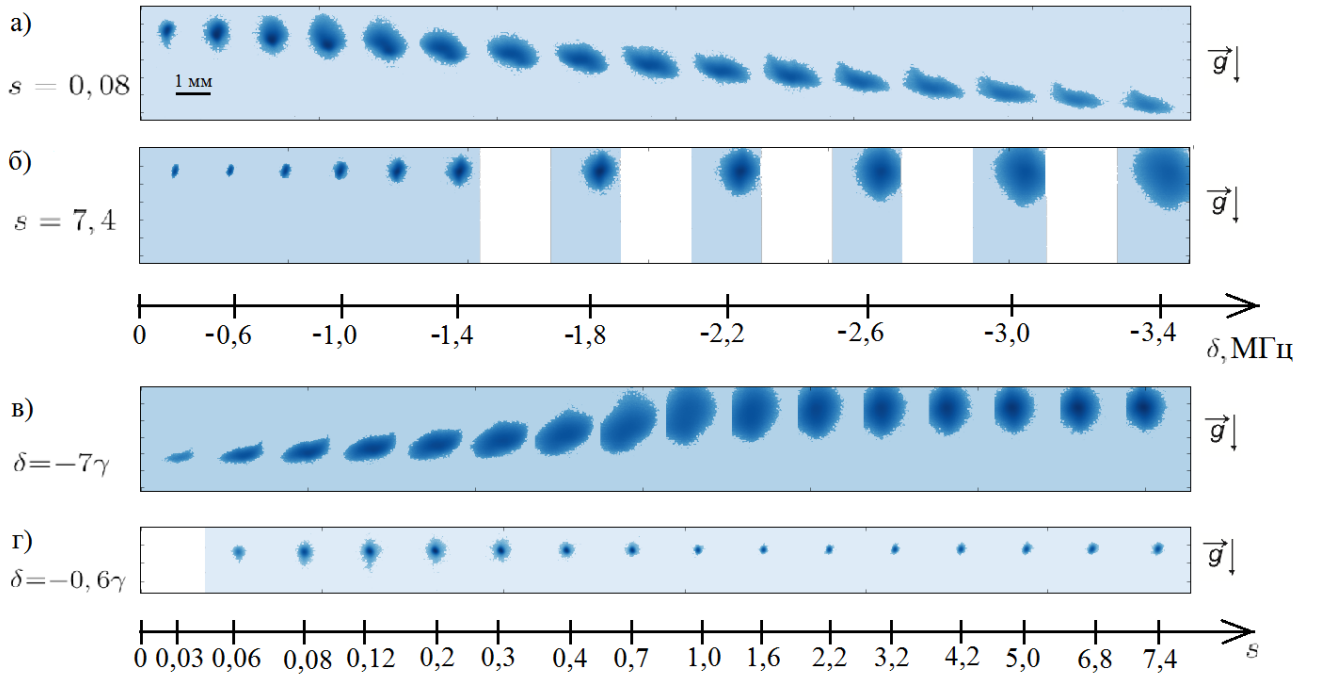


Рисунок 4.7 — Вид облака в зависимости от отстройки при параметрах насыщения (а) $s = 0,08$ и (б) $s = 7,4$ и от параметра насыщения при отстройках (в) $\delta = -2,4$ МГц и (г) $\delta = -0,2$ МГц.

выбор оси квантования), распространяющимся снизу вверх (см. рис. 4.8). Тогда можно записать упрощенное выражение для силы, действующей на атом в вертикальном направлении:

$$F(v_z, z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s' + \frac{4(\Delta - kv_z - \mu_B B'_z z / \hbar)^2}{\Gamma^2}} - mg. \quad (4.7)$$

Здесь учтено, что $g_{F'} = 1$. Положив $v_z = 0$ и приравняв $F(0, z_0)$ к нулю, получим выражение для равновесного положения z_0 :

$$z_0 = \frac{\hbar}{\mu_B B'_z} \left(\delta + \frac{\gamma}{2} \sqrt{Rs - s' - 1} \right). \quad (4.8)$$

На рисунке 4.9(а) приведена измеренная зависимость вертикальной координаты облака от отстройки при двух параметрах насыщения: $s = 0,08$ и $s = 7,4$. На этом же рисунке показаны теоретические кривые без свободных параметров для положения минимума потенциала в соответствии с выражением (4.6) и аппроксимация линейной формулой (4.8) зависимости для $s = 0,08$ в области больших отстроек. Наклон составил $dz_0/d\delta = 875 \pm 5$ мкм/МГц, что

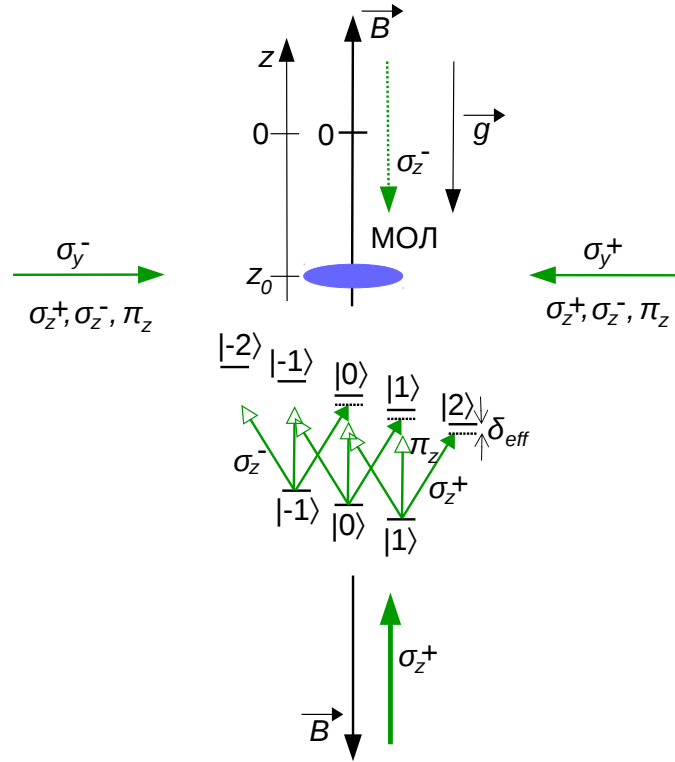


Рисунок 4.8 — Схематичное изображение облака, смещенного вниз под действием гравитации.

близко к теоретическому значению $h/\mu_B B'_z = 950$ мкм/МГц при $B'_z = 7$ Гс/см, используемом в эксперименте. На рисунке 4.9(б) показана зависимость вертикального положения от параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ и $\delta = -0,6\gamma$ и теоретические кривые. Области, где ловушка заметно смещена вниз, ($\delta < -0,5$ МГц при $s = 0,08$ и $s < 2$ при $\delta = -2,4$ МГц на рис. 4.7 и 4.9), соответствуют режиму 2.

Интересно отметить, что в режиме 2 взаимодействие с горизонтальными пучками ослаблено в 4 раза. Как уже было сказано, за счет зеемановского сдвига в точке z_0 атомы находятся в резонансе только с $\sigma_{(z)}^+$ -волной (см. рис. 4.8), поэтому они будут взаимодействовать только с теми компонентами горизонтальных пучков, которые имеют $\sigma_{(z)}^+$ -поляризацию в базисе, определяемом направлением магнитного поля. Разложение $\sigma_{(x)}^+$ - и $\sigma_{(y)}^+$ -поляризаций

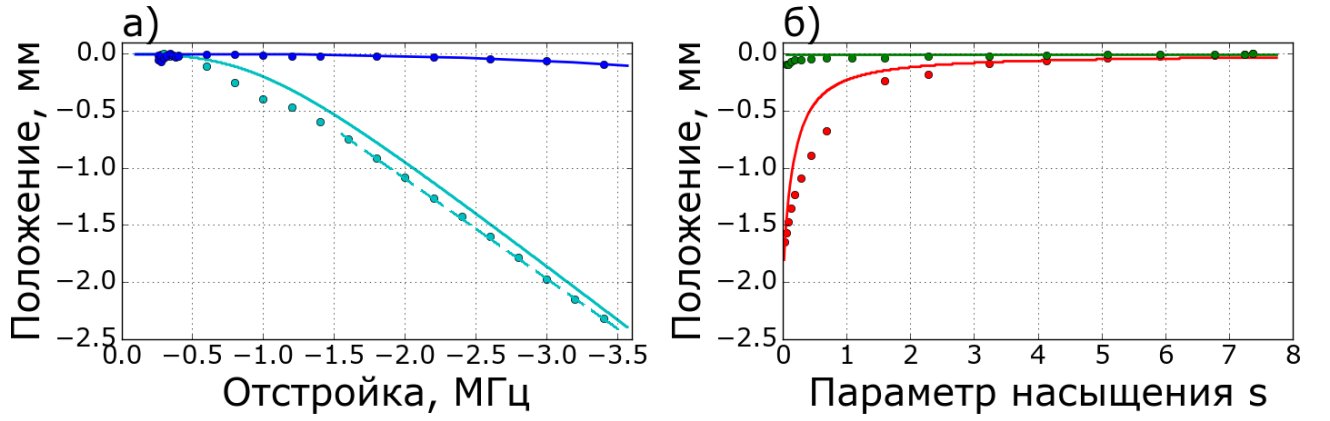


Рисунок 4.9 — (а) Зависимость вертикального равновесного положения ловушки от отстройки при параметре насыщения $s = 0,08$ (голубой) и $s = 7,4$ (синий). Кружки – экспериментальные данные, сплошные кривые – теоретическое положение минимума потенциала (4.6), пунктирная линия – аппроксимация линейной формулой 4.8. (б) Зависимость вертикального положения ловушки от параметра насыщения при отстройках $\delta = -2,4$ МГц (красный) и $\delta = -0,2$ МГц (зеленый). Кружки – экспериментальные данные, сплошные кривые – теоретическое положение минимума потенциала.

горизонтальных пучков в этот базис выглядит следующим образом:

$$\left| \sigma_{(x,y)}^+ \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \pi_z \right\rangle + \frac{1}{2} \left| \sigma_{(z)}^+ \right\rangle + \frac{1}{2} \left| \sigma_{(z)}^- \right\rangle, \quad (4.9)$$

соответственно, на «нужную» $\sigma_{(z)}^+$ -поляризацию приходится $1/4$ мощности.

Этот режим обладает следующим преимуществом для дальнейших экспериментов. Атомы оказываются накачаны на крайний магнитный подуровень, что является хорошими стартовыми условиями для исследования резонансов Фешбаха и создания стандарта частоты. Однако из рис. 4.7 видно, что в таком режиме ловушка имеет малую концентрацию и большой размер, что делает перезахват в оптическую решетку малоэффективным. Для получения компактного поляризованного ансамбля в работе [85] реализован рэмп интенсивности и отстройки в присутствии небольшого магнитного поля, предотвращающего переворот спина в нулевом магнитном поле.

4.2.3 Температура облака

Как было показано выше, магнито-оптическая ловушка имеет два различных режима работы в зависимости от параметров охлаждающего излучения. В режиме 2, как следует из формулы 4.8, зеемановский сдвиг компенсирует изменение отстройки и эффективная отстройка остаётся постоянной:

$$\delta_{eff} = \delta - \frac{\mu_B B'_z z_0}{h} = -\frac{\gamma}{2} \sqrt{Rs - s' - 1}, \quad (4.10)$$

откуда сразу следует, что в этом режиме температура облака не будет зависеть от отстройки.

Подставив это выражение в выражение для силы (4.7), можно найти коэффициент вязкого трения $\alpha = \left. \frac{\partial F}{\partial v_z} \right|_{z=z_0, v_z=0}$:

$$\alpha = -\frac{2\hbar k^2 \sqrt{Rs - s' - 1}}{R^2 s}. \quad (4.11)$$

С учетом мощностей, использованных в нашем эксперименте ($s > 0,03 \gg 1/R$), приближенное выражение для α выглядит как

$$\alpha \approx -\frac{2\hbar k^2}{R\sqrt{Rs}}. \quad (4.12)$$

Таким образом, в этом режиме выражение для скорости охлаждения будет иметь вид

$$\dot{E}_{cool} = -\frac{2\hbar k^2 \sqrt{Rs - s' - 1}}{R^2 s} v^2 \approx -\frac{2\hbar k^2}{R\sqrt{Rs}} v^2. \quad (4.13)$$

Далее, для нахождения температуры необходимо найти скорость нагрева:

$$\dot{E}_{heat} = 2 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \Gamma \frac{1}{2} \frac{s}{1 + s' + \frac{4(\Delta - \mu B'_z z_0)^2}{\Gamma^2}}, \quad (4.14)$$

где, в отличие от формулы (1.6) для режима 1, в числителе стоит s , а не $2s$, так как атомы взаимодействуют преимущественно с одним пучком.

Подставив выражение (4.10) для эффективной отстройки в (4.14), получим:

$$\dot{E}_{heat} = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{2Rm}. \quad (4.15)$$

Тогда равновесная температура равна:

$$T = \frac{\hbar\Gamma\sqrt{s}}{2k_B} \frac{R}{2\sqrt{R - s'/s - 1/s}} = T_D \frac{\sqrt{s}R}{2\sqrt{R - s'/s - 1/s}} \approx T_D \frac{\sqrt{Rs}}{2} \quad (4.16)$$

и зависит только от мощности охлаждающего излучения.

В режиме 1, который аналогичен охлаждению на сильном переходе, равновесная температура зависит от отстройки и дается выражением [47, 50]

$$T = \frac{\hbar\Gamma'_E}{2k_B} \frac{1 + 4(\Delta/\Gamma'_E)^2}{4|\Delta|/\Gamma'_E} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8k_B|\Delta|} \left(1 + 6s + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2} \right), \quad (4.17)$$

где $\Gamma'_E = \Gamma\sqrt{1 + 6s}$. Это выражение является обобщением выражения (1.7) для температуры при малых мощностях и достигает своего минимума при отстройке $\Delta = -\Gamma'_E/2$.

Измерение температуры облака атомов

Температура облака измерялась методом баллистического разлета. В начальный момент времени выключаются все удерживающие поля (охлаждающие пучки и квадрупольное магнитное поле) и облако начинает разлетаться. В предположении максвелловского распределения скоростей в ансамбле атомов и гауссовского профиля облака зависимость радиуса облака от времени будет иметь вид

$$r(t) = \sqrt{r_0^2 + \frac{2k_B T}{m} t^2}, \quad (4.18)$$

где $r(t)$ - радиус облака по уровню $1/e$ в момент времени t , r_0 - начальный радиус облака, k_B - постоянная Больцмана, T - температура облака атомов, m - масса атома тулия. Таким образом, аппроксимировав экспериментальную зависимость этой кривой, можно получить значение температуры.

Как уже было сказано, для измерения размеров облака используется импульс пробного синего излучения и изображение облака фотографируется через объектив с увеличением 1:1 ПЗС-камерой. Здесь стоит уточнить, что измерение радиуса для каждого времени t является отдельным измерением и для

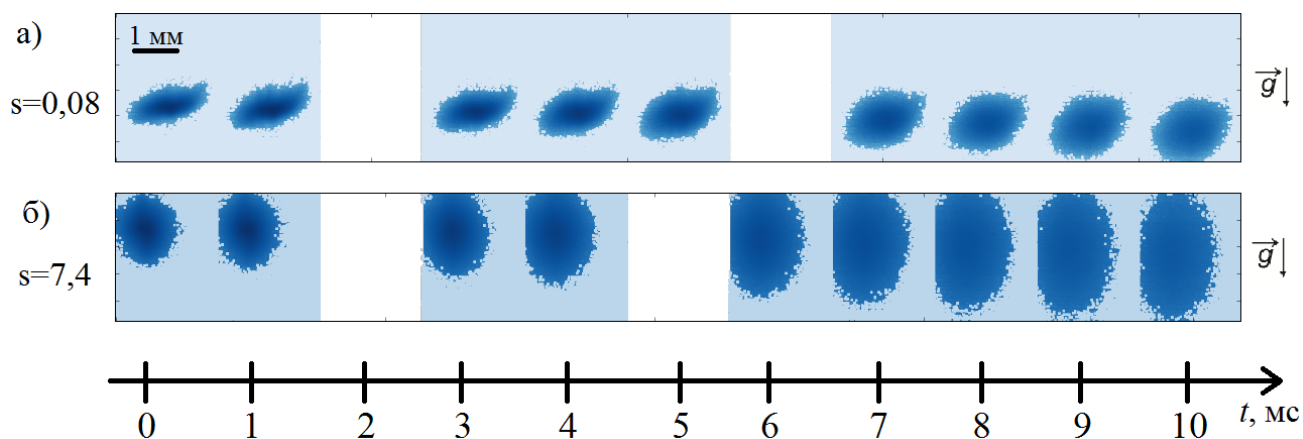


Рисунок 4.10 — Вид облака в зависимости от времени при отстройке $\delta = -6\gamma$ и параметрах насыщения (а) $s = 0,08$ и (б) $s = 7,4$ после выключения охлаждающего и магнитного полей.

каждого t делается 5 – 15 снимков. Характерный вид облака при отстройке $\delta = -6\gamma$ и параметрах насыщения (а) $s = 0,08$ (режим 2) и (б) $s = 7,4$ (режим 1) для последовательности времен разлета представлен на рис. 4.10.

Характерный вид зависимости горизонтального и вертикального радиусов от времени для тех же серий измерений и аппроксимация формулой (4.18) представлены на рис. 4.11(а, б). В процессе измерения температуры облако не только увеличивается в размерах, но и падает в поле силы тяжести. Зависимость положения от времени представлена на рис. 4.11(в, г). На этом же рисунке показана аппроксимация зависимости вертикального положения от времени выражением

$$z(t) = z_0 - gt^2/2, \quad (4.19)$$

которая дает значения для ускорения свободного падения 10 и 11 м/с² и находится в согласии с истинным значением 9,8 м/с² в пределах погрешности 10%, из чего можно сделать вывод, что ошибка измерения температуры из-за погрешности калибровки системы объектив-камера не превышает 20%. Так же достоверность измерений подтверждается тем, что в процессе измерения облако практически не смещается в горизонтальном направлении, что говорит о том, что настройка компенсационных катушек выполнена верно и равновесное положение облака находится в магнитном поле, имеющем близкую к нулю

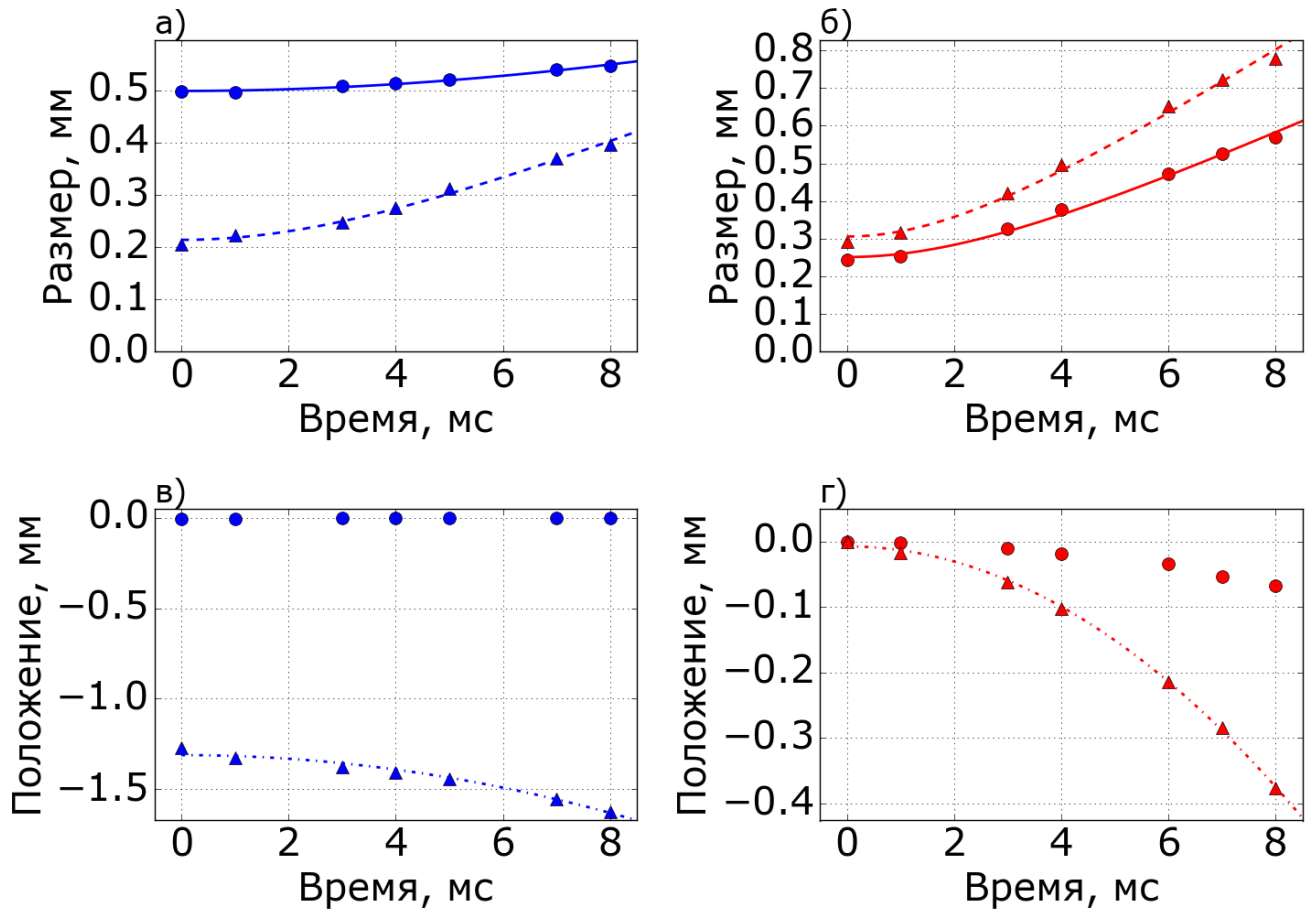


Рисунок 4.11 — Зависимость вертикального и горизонтального (а, б) радиусов по уровню $1/e$ и положений (в, г) облака от времени при отстройке $\delta = -b\gamma$ и параметрах насыщения (а, в) $s = 0,08$ и (б, г) $s = 7,4$ после выключения охлаждающего и магнитного полей. Кружки (треугольники) — измеренные горизонтальные (вертикальные) размер и положение облака. Сплошные и пунктирные линии — аппроксимации зависимостью (4.18), штрих-пунктирная линия — аппроксимации формулой (4.19).

горизонтальную проекцию.

Зависимость температуры облака атомов от отстройки и мощности

На рисунке 4.12(а, б) показаны зависимости вертикальной (вдоль \vec{g}) и горизонтальной (поперек \vec{g}) температур облака атомов от отстройки охлаждающего излучения при мощностях, соответствующих параметрам насыщения $s = 0,08$ и $s = 7,4$. Температуры по вертикальному и горизонтальному направлениям несколько различаются из-за различия градиента магнитного поля (по горизонтальной оси градиент в два раза меньше) и влияния силы тяжести, которое

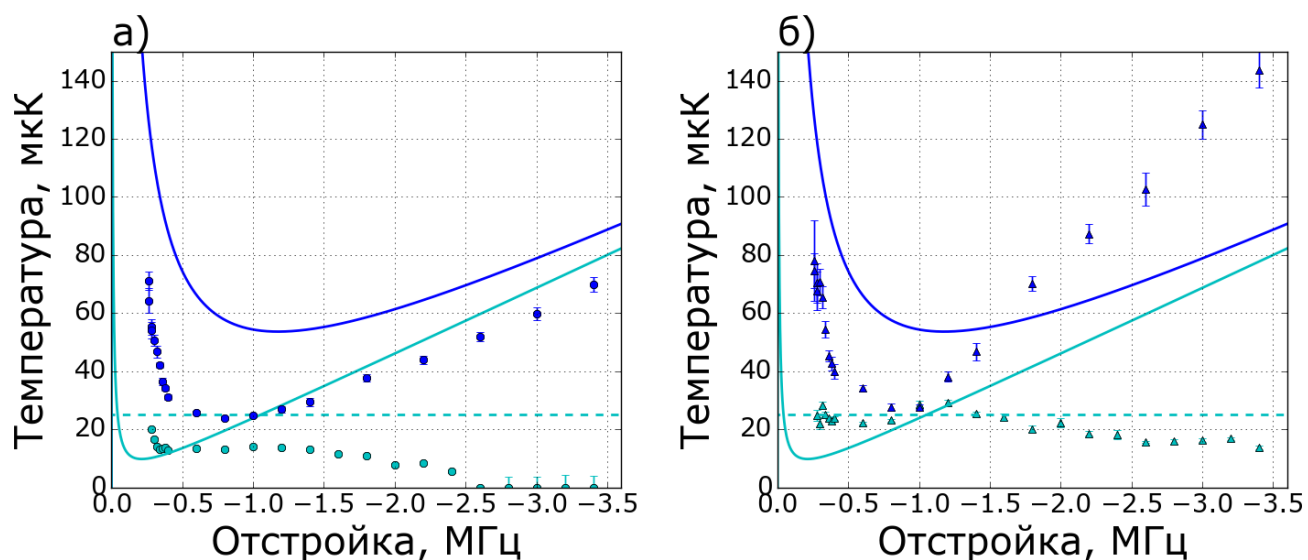


Рисунок 4.12 — Зависимость (а) горизонтальной (поперек \vec{g}) и (б) вертикальной (вдоль \vec{g}) температуры облака от отстройки охлаждающего излучения при параметрах насыщения $s = 0,08$ (голубой) и $s = 7,4$ (синий). Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – теоретическая зависимость в режиме 1 в соответствии с доплеровской формулой (4.17) для больших интенсивностей, пунктирная кривая – теоретическая зависимость в режиме 2 (формула (4.16)).

приводит к разному характеру взаимодействия с вертикальными и горизонтальными охлаждающими пучками.

При $s = 7,4$ зависимость температуры от отстройки имеет доплеровский характер, то есть достигает минимума при отстройке порядка $\delta = -\gamma'_E/2 = -1,2$ МГц. При $s = 0,08$ и больших отстройках, то есть в режиме 2, вертикальная температура практически не зависит от отстройки, как и предсказывает формула (4.16). При малых отстройках система переходит в режим 1 и температура растет с увеличением отстройки. Минимальная полученная температура по вертикальной (вдоль \vec{g}) и горизонтальной (поперек \vec{g}) осям составила, соответственно, 16 ± 3 мкК и 8 ± 2 мкК и достигается при отстройках $\delta < -7\gamma$.

На рисунке 4.13 приведена зависимость в двойном логарифмическом масштабе температуры от параметра насыщения охлаждающего пучка при отстройках $\delta = -7\gamma$ и $\delta = -0,6\gamma$. На этом же рисунке представлены теоретические зависимости температуры от отстройки в соответствии с формула-

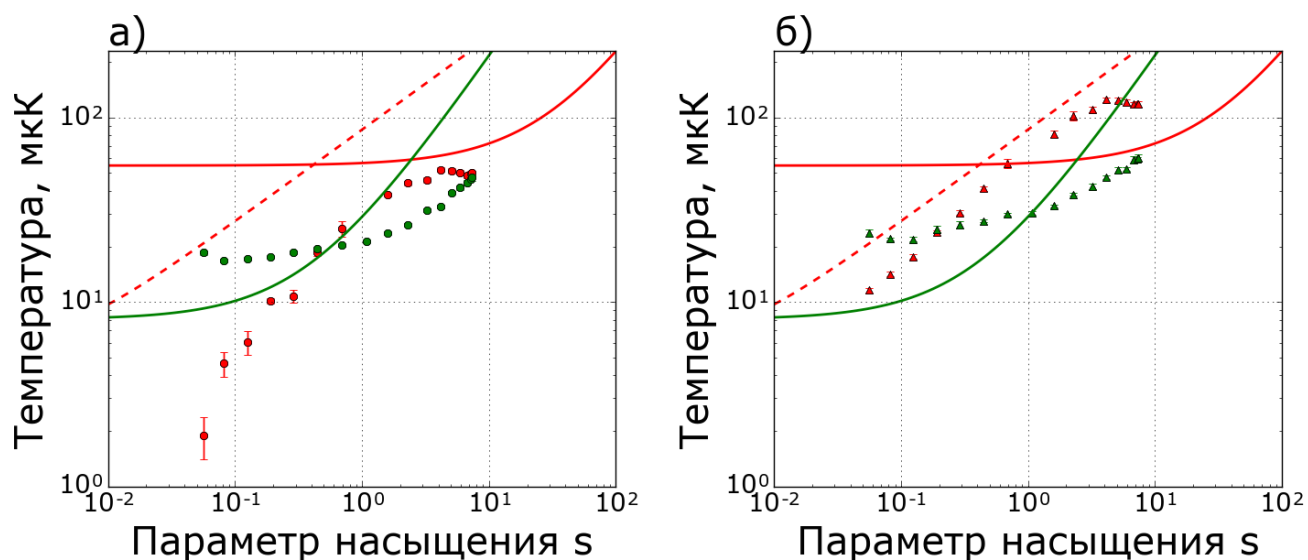


Рисунок 4.13 — Зависимость (а) горизонтальной (поперек \vec{g}) и (б) вертикальной (вдоль \vec{g}) температуры облака от мощности охлаждающего излучения при отстройках $\delta = -7\gamma$ (красный) и $\delta = -0,6\gamma$ (зеленый). Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — доплеровская теория, пунктирная линия — теория в режиме 2.

ми (4.16) и (4.17). В большом диапазоне параметров измеренная температура заметно ниже предсказанной теоретически. Такое же поведение наблюдалось в работе [121] в эксперименте с холодными атомами стронция, где в качестве перехода для вторичного охлаждения использовался переход с длиной волны 698 нм и естественной шириной 7,5 кГц. В этой работе это связывают с неполнотой теоретической модели. Так же, возможно, в нашем случае играет роль субдоплеровский механизм охлаждения. Однако стоит заметить, что характерной для субдоплеровского механизма зависимости от отстройки не наблюдается из-за описанного выше влияния силы тяжести на эффективную отстройку.

4.2.4 Время установления равновесия

Также важным параметром охлаждения является время установления теплового равновесия в процессе взаимодействия с охлаждающим излучением.

Согласно доплеровской теории, в режимах 1 и 2 оно равно

$$\tau_{eq} = \frac{m}{2|\alpha|}, \quad (4.20)$$

где α – введенный выше коэффициент вязкого трения. В режиме 2 α задается приближенной формулой (4.11). Тогда время установления равновесия будет

$$\tau_{eq} = \frac{mR^2s}{4\hbar k^2\sqrt{Rs - s' - 1}} \approx \frac{mR\sqrt{Rs}}{4\hbar k^2}. \quad (4.21)$$

В режиме 1 коэффициент вязкого трения задается выражением

$$\alpha = \frac{8\hbar k^2\Delta}{\Gamma} \frac{s}{(1 + 6s + 4(\Delta/\Gamma)^2)^2}. \quad (4.22)$$

Тогда время выражается как

$$\tau_{eq} = \frac{m\Gamma (1 + 6s + 4(\Delta/\Gamma)^2)^2}{16\hbar k^2s\Delta}. \quad (4.23)$$

На рисунке 4.14 изображена зависимость времени установления равновесия (а) от параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ и $\delta = -0,6\gamma$ и (б) отстройки при параметрах насыщения $s = 0,08$ и $s = 7,4$.

Для типичных в экспериментах параметра насыщения $s = 0,25$ и отстройки $\delta = -2,4$ МГц время τ_{eq} составляет 25 мс. Этим оправдан выбор времени 80 мс для доохлаждения атомов в зеленой МОЛ после выключения синего излучения.

К сожалению, из-за неправильной формы облака в процессе перезагрузки не удалось измерить зависимость температуры от времени охлаждения и экспериментально определить время τ_{eq} . Для выбора времени доохлаждения детектировалась форма облака в зависимости от времени доохлаждения. Из рис. 4.3, приведенного в параграфе 4.1.2, видно, что через время порядка 40 мс форма и размер облака перестают меняться, что также говорит об установлении равновесия. Соответственно, выбор времени доохлаждения 80 мс можно считать обоснованным.

Отметим, что время установления равновесия за счет столкновений атомов между собой, как правило, много больше указанного значения.

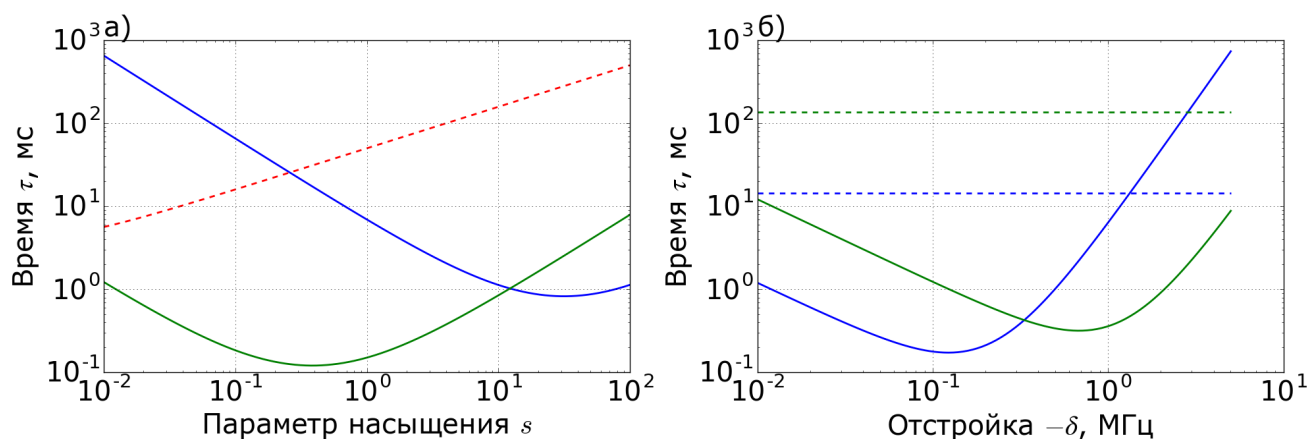


Рисунок 4.14 — (а) Зависимость времени установления теплового равновесия в результате взаимодействия с излучением от параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ (синяя кривая) и $\delta = -0,6\gamma$ (зеленая кривая), красная пунктирная кривая соответствует режиму 2. (б) Та же зависимость от отстройки при параметрах насыщения $s = 0,08$ (синие кривые) и $s = 7,4$ (зеленые кривые). Сплошные кривые соответствуют режиму 1, пунктирные — режиму 2.

4.2.5 Время жизни атомов в МОЛ

Еще одной важной характеристикой облака холодных атомов является время жизни атомов в ловушке, так как оно ограничивает, во-первых, число захватываемых атомов, а, во-вторых, время, в течение которого можно осуществлять взаимодействие с захваченными атомами. Источниками потерь могут служить столкновения с остаточным газом в вакуумной камере, уход атомов из цикла охлаждения за счет каналов распада с верхнего уровня, оптическая накачка на подуровень $F = 3$ основного состояния за счет нерезонансного возбуждения перехода $F = 4 \rightarrow F' = 4$ и бинарные столкновения атомов между собой. После окончания загрузки атомов в МОЛ динамику числа атомов можно описать уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} - \beta N^2, \quad (4.24)$$

где τ — время жизни атомов в МОЛ, β — коэффициент квадратичных потерь, то есть потерь, вызванных столкновениями атомов друг с другом. Если пренебречь квадратичными потерями, зависимость числа атомов от времени будет

экспоненциальную зависимость:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (4.25)$$

где N_0 – число атомов в ловушке в начальный момент.

На рисунке 4.15 приведена зависимость числа атомов от времени после окончания загрузки ловушки. Загрузка атомов в ловушку прекращалась путем блокировки излучения зеемановского замедлителя. В этом эксперименте, в отличие от всех других приведенных в этой работе, где для каждого измерения атомы заново загружались в МОЛ, число атомов измерялось следующим образом. После окончания загрузки облако подсвечивалось последовательностью импульсов пробного синего излучения и сигнал люминесценции регистрировался ФЭУ. Длительность и скважность импульсов подбирались таким образом, чтобы минимизировать влияние на измеренное время жизни. На этом же рисунке приведена аппроксимация данных формулой (4.25). Видно, что данные хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью, откуда можно сделать вывод, что квадратичные потери в данном случае действительно малы. Время жизни составило $2,0 \pm 0,1$ с.

Зависимость времени жизни от мощности охлаждающего излучения не была выявлена, поэтому можно сделать вывод о том, что потери за счет каналов распада с верхнего уровня и оптической накачки на подуровень $F = 3$ также малы, то есть выбранный переход действительно является циклическим. Таким образом, фактором, определяющим время жизни атомов тулия во вторичной МОЛ, являются столкновения с остаточным газом в вакуумной камере. Это подтверждается совпадением с максимальным временем жизни атомов в синей ловушке, полученным аппроксимацией к нулевой мощности.

4.2.6 Число и концентрация атомов в МОЛ

Число N и концентрация $n = N/V$ атомов в МОЛ являются важными характеристиками облака, так как, например, напрямую влияют на соотношение

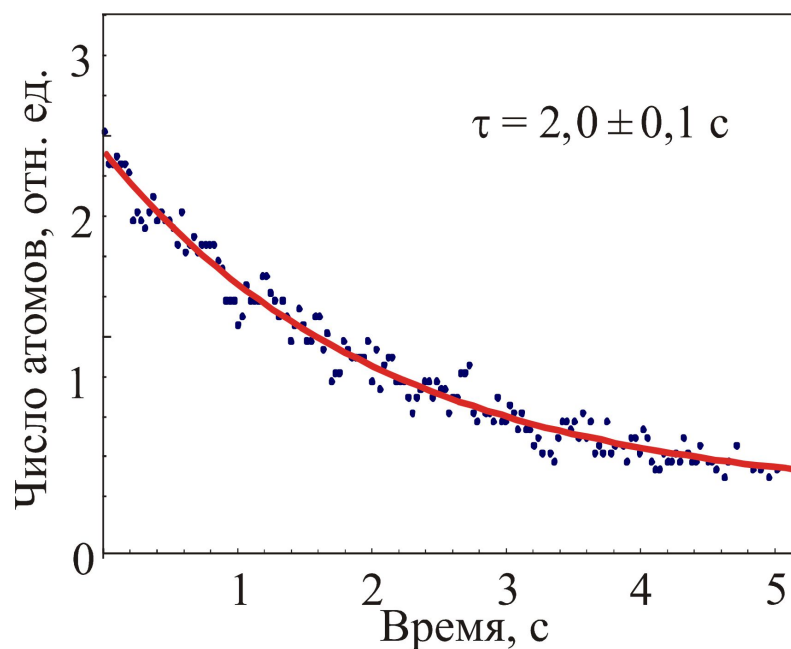


Рисунок 4.15 — Зависимость числа атомов в ловушке от времени после выключения притока атомов. Синий — экспериментальные данные, красная сплошная кривая — аппроксимация экспоненциальной зависимостью. Время жизни составило $2,0 \pm 0,1$ с.

сигнал/шум. Здесь объем вычисляется как

$$V = \pi^{3/2} r_{hor}^2 r_{vert}, \quad (4.26)$$

где r_{hor} и r_{vert} , как и выше, горизонтальный и вертикальный радиусы облака по уровню $1/e$.

Число атомов, так же как и температура, зависит от мощности и отстройки охлаждающего излучения. На рисунке 4.16 показана зависимость числа атомов в ловушке в зависимости от (а) отстройки охлаждающего излучения при параметрах насыщения $s = 0,08$ и $s = 7,4$ и от (б) параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ и $\delta = -0,6\gamma$. Максимальное число атомов составило 5×10^6 . При минимальных полученных температурах число атомов равно 2×10^6 . Таким образом, удается перезахватывать атомы из первичной МОЛ с эффективностью, близкой к 100%, в широком диапазоне параметров.

На рисунке 4.17 изображена зависимость концентрации атомов в ловушке при тех же параметрах эксперимента. Максимальная концентрация, достигнутая в эксперименте, составила $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и достигается при $\delta = -0,6\gamma$

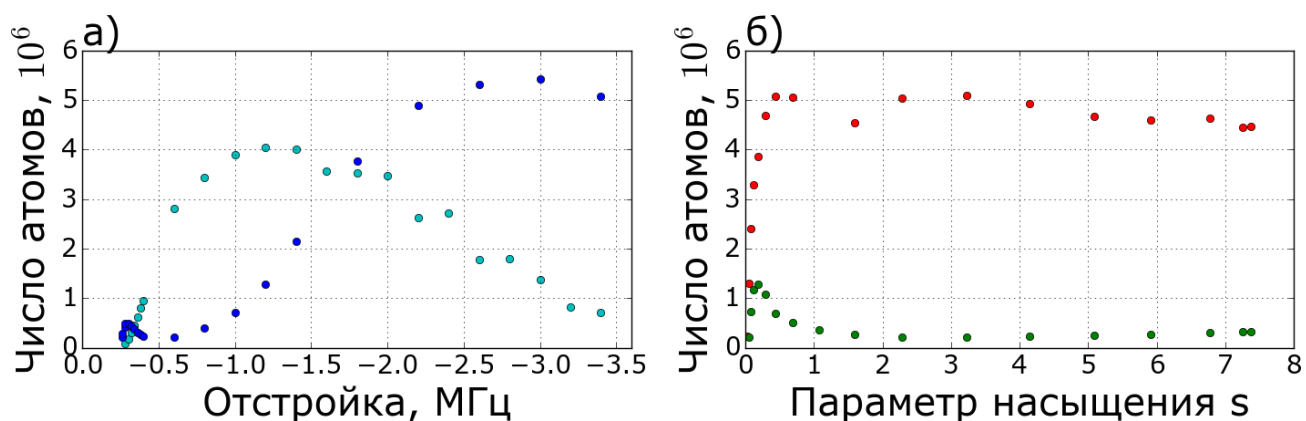


Рисунок 4.16 — Количество атомов в зависимости (а) от отстройки охлаждающего излучения при параметрах насыщения $s = 0,08$ (голубой) и $s = 7,4$ (синий) и (б) от параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ (красный) и $\delta = -0,6\gamma$ (зеленый).

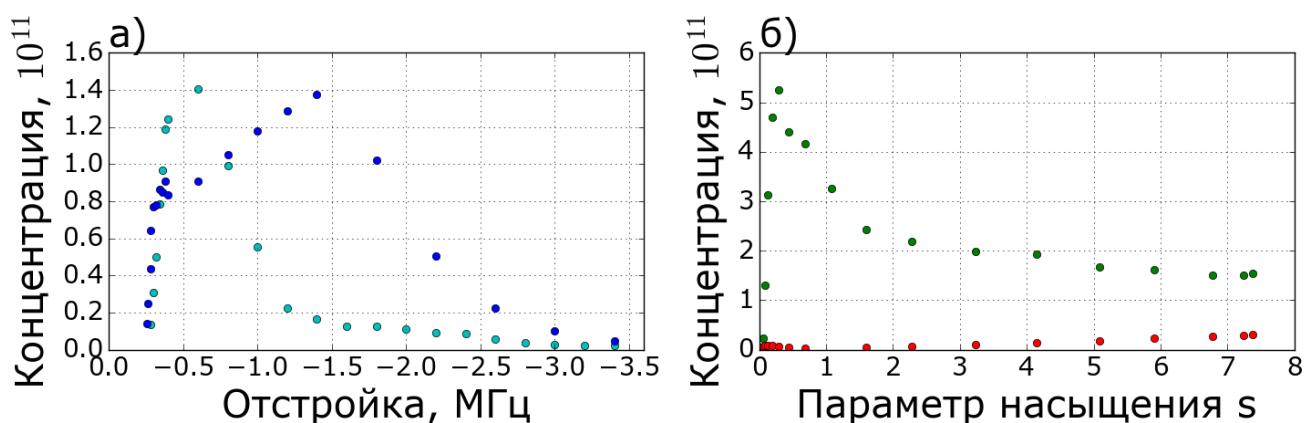


Рисунок 4.17 — Концентрация атомов в зависимости (а) от отстройки охлаждающего излучения при параметрах насыщения $s = 0,08$ (голубой) и $s = 7,4$ (синий) и (б) от параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ (красный) и $\delta = -0,6\gamma$ (зеленый).

и $s = 0,3$. При указанных параметрах температура составляет 25 ± 5 мкК и 20 ± 4 мкК вдоль и поперек \vec{g} , соответственно. При минимальных полученных температурах концентрация заметно ниже и равна 10^{10} см $^{-3}$.

Также чрезвычайно важной характеристикой является фазовая плотность атомов в МОЛ, определяемая как

$$\rho = n\lambda_{dB}^3, \quad (4.27)$$

где $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi mk_B T}$ — длина волны де Бройля, так как ее повышение является необходимым шагом на пути к созданию бозе-эйнштейновского конден-

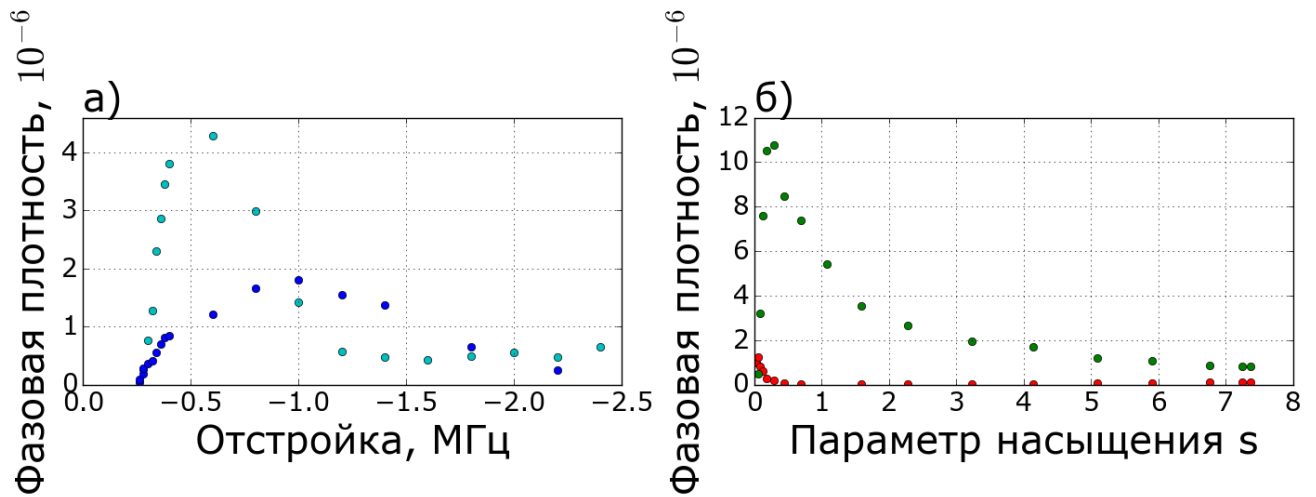


Рисунок 4.18 — Фазовая плотность атомов в зависимости (а) от отстройки охлаждающего излучения при параметрах насыщения $s = 0,08$ (голубой) и $s = 7,4$ (синий) и (б) от параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ (красный) и $\delta = -0,6\gamma$ (зеленый).

сата. На рис. 4.18 приведена зависимость фазовой плотности от (а) отстройки охлаждающего излучения при параметрах насыщения $s = 0,08$ и $s = 7,4$ и от (б) параметра насыщения при отстройках $\delta = -7\gamma$ и $\delta = -0,6\gamma$. Максимальная фазовая плотность составляет 10^{-5} . При минимальных полученных температурах фазовая плотность равна 10^{-6} .

Концентрация и фазовая плотность достигают максимальных значений при отстройке $\delta = -0,6\gamma$ и параметре насыщения $s = 0,3$, которые являются оптимальными для перезагрузки в оптическую дипольную ловушку.

4.2.7 Кристаллы в импульсном пространстве

Интересной особенностью охлаждения на узком переходе является поведение облака при положительной отстройке охлаждающего излучения. В этом случае излучение не замедляет атомы, а ускоряет их вдоль направлений пучков. Казалось бы, это просто должно означать отсутствие охлаждения и атомы не будут захватываться в МОЛ. Однако по мере ускорения эффективная отстройка за счет эффекта Доплера изменяется (сначала уменьшается, а затем, пройдя через нуль, увеличивается) и взаимодействие атомов со светом умень-

шается. В результате более медленные атомы ускоряются дольше, чем более быстрые, и атомы собираются в скоростные группы.

Для описания этого процесса запишем уравнение движения атома в поле световой волны, имеющей положительную отстройку:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2m} \frac{s}{1 + s' + \frac{4(\Delta - \vec{k} \vec{v})^2}{\Gamma^2}}. \quad (4.28)$$

Здесь для простоты учтено взаимодействие только с одним, «догоняющим», пучком и градиент магнитного поля $B' = 0$. Из этого уравнения можно выразить время t как функцию скорости v :

$$t(v, v_i) = \frac{2m}{\hbar k s \Gamma^3} \left\{ \frac{4}{3} k^2 v^3 - 4\Delta k v^2 + ((1 + s)\Gamma^2 + 4\Delta^2) v - \frac{4}{3} k^2 v_i^3 + 4\Delta k v_i^2 - ((1 + s)\Gamma^2 + 4\Delta^2) v_i \right\}, \quad (4.29)$$

где v_i – начальная скорость атома.

На рисунке 4.19 изображены эти зависимости для начальных скоростей v_i 0,001 м/с, 0,05 м/с и 0,1 м/с, соответствующих температуре в синей МОЛ, при отстройках δ (а) 0,5 МГц, (б) 0,3 МГц, (в) 0,1 МГц и (г) 0,01 МГц и наборе параметров насыщения s : 0,05, 0,08, 0,13, 0,2, 0,3, 0,5. Видно, что при определенных параметрах спустя некоторое время атомы формируют скоростную группу, причем скорость группы зависит от мощности и отстройки излучения. В работе [121] показано, что возможно так же формирование нескольких скоростных групп. Это явление получило название кристаллов в импульсном пространстве (momentum-space crystals). В эксперименте формирование скоростных групп проявляется в разделении ансамбля на 8 облаков, которые разлетаются по направлениям главных диагоналей куба. Грани куба ориентированы перпендикулярно 6 зеленым пучкам, как показано на рис. 4.20(а).

Для наблюдения кристаллов атомы тулия захватывались в синюю МОЛ в присутствии зеленого излучения с положительной отстройкой. На рисунках 4.20(б, в) изображены фотографии облака через 2 мс после выключения

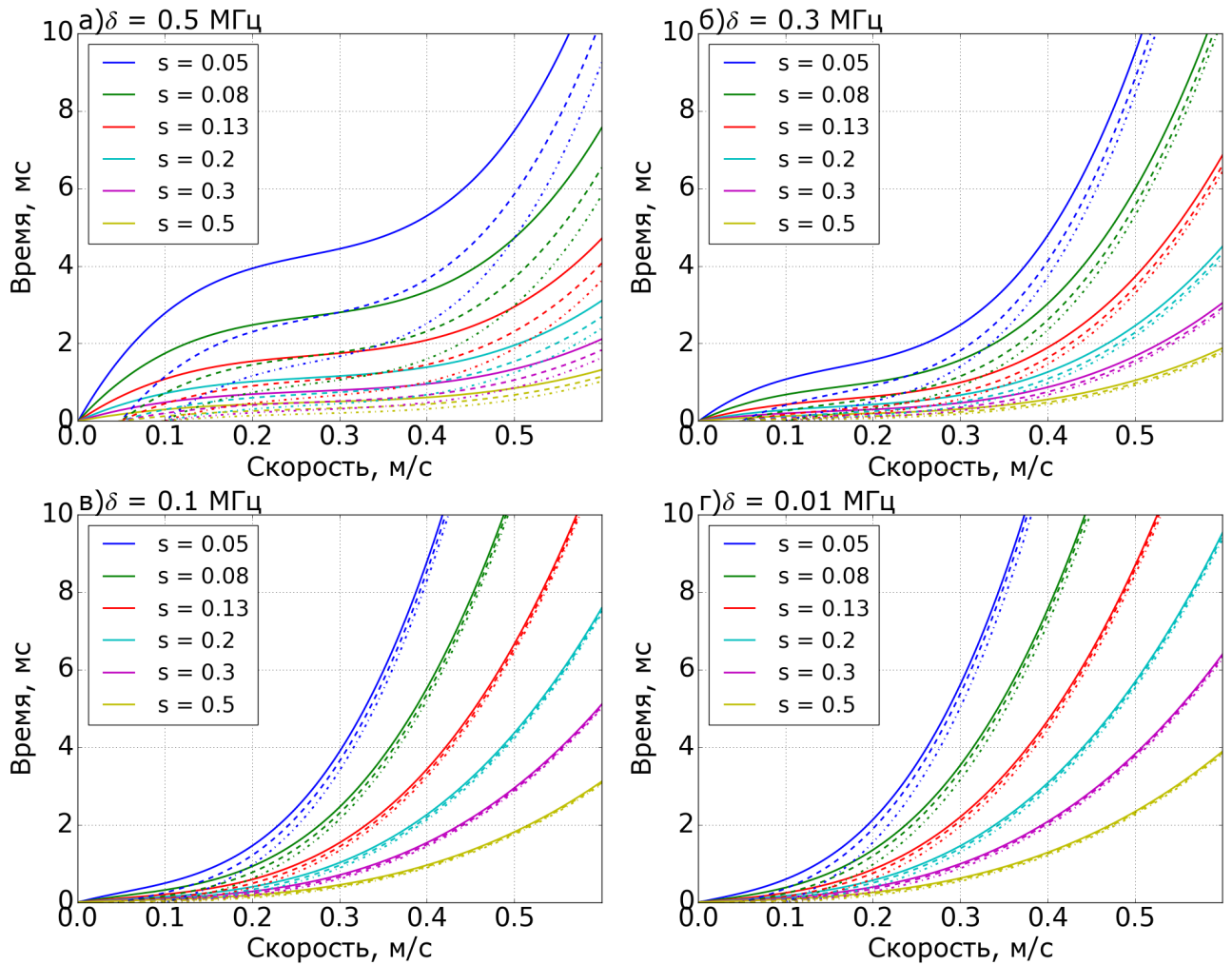


Рисунок 4.19 — Формирование единой скоростной группы из-за взаимодействия с излучением, имеющим положительную отстройку δ , равную (а) 0,5 МГц, (б) 0,3 МГц, (в) 0,1 МГц и (г) 0,01 МГц при различных параметрах насыщения s : 0,05 (синий), 0,08 (зеленый), 0,13 (красный), 0,2 (бирюзовый), 0,3 (фиолетовый), 0,5 (желтый). Показаны зависимости для трех начальных скоростей: v_i 0,001 м/с (сплошная), 0,05 м/с (пунктир) и 0,1 м/с (штрихпунктир).

синего охлаждающего излучения. Фотография (б) сделана камерой, расположенной сверху, а (в) – сбоку под углом 45° к горизонтальным охлаждающим пучкам. Хорошо видно разделение облака на 8 групп, расположенных в вершинах куба. На рис. 4.21 показана зависимость вертикальной координаты групп от времени для различных параметров насыщения зеленого излучения.

Итоговая скорость группы зависит от отстройки и мощности излучения (см. рис. 4.19(а-г)). Зависимость средней скорости за 3 мс от параметра на-

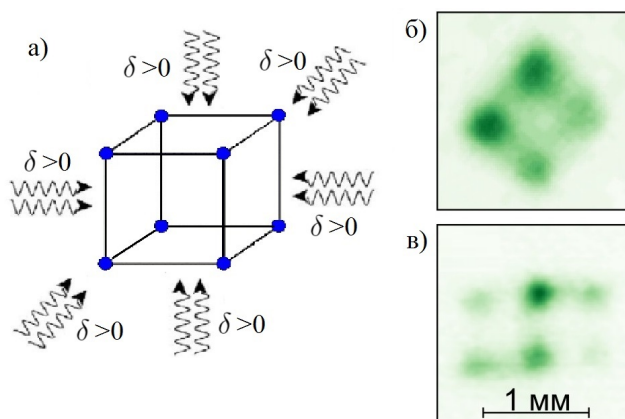


Рисунок 4.20 — Формирование кристаллов в импульсном пространстве. (а) — схематическое изображение куба, по главным диагоналям которого располагаются облака, (б) — вид сверху через 2 мс после выключения синего охлаждающего излучения, (в) — вид под углом 45° к горизонтальным зеленым пучкам.

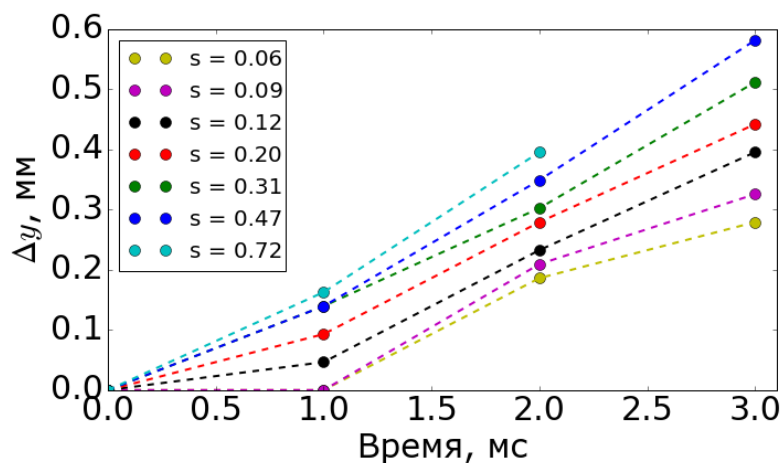


Рисунок 4.21 — Зависимость вертикальной координаты групп от времени для различных параметров насыщения зеленого излучения.

сыщения для набора отстроек 1 МГц, 0,75 МГц, 0,5 МГц, 0,3 МГц, 0,1 МГц и 0,01 МГц и начальных скоростей в диапазоне от 0,001 м/с до 0,1 м/с показана на рис. 4.22(а), а на рис. 4.22(б) изображена экспериментальная зависимость средней скорости от параметра насыщения при отстройке 0,2 МГц. Видно, что полученная скорость заметно ниже предсказанной теоретически. По-видимому, это связано с тем, что при малых отстройках необходимо учитывать влияние второго, встречного пучка, который будет тормозить атомы.

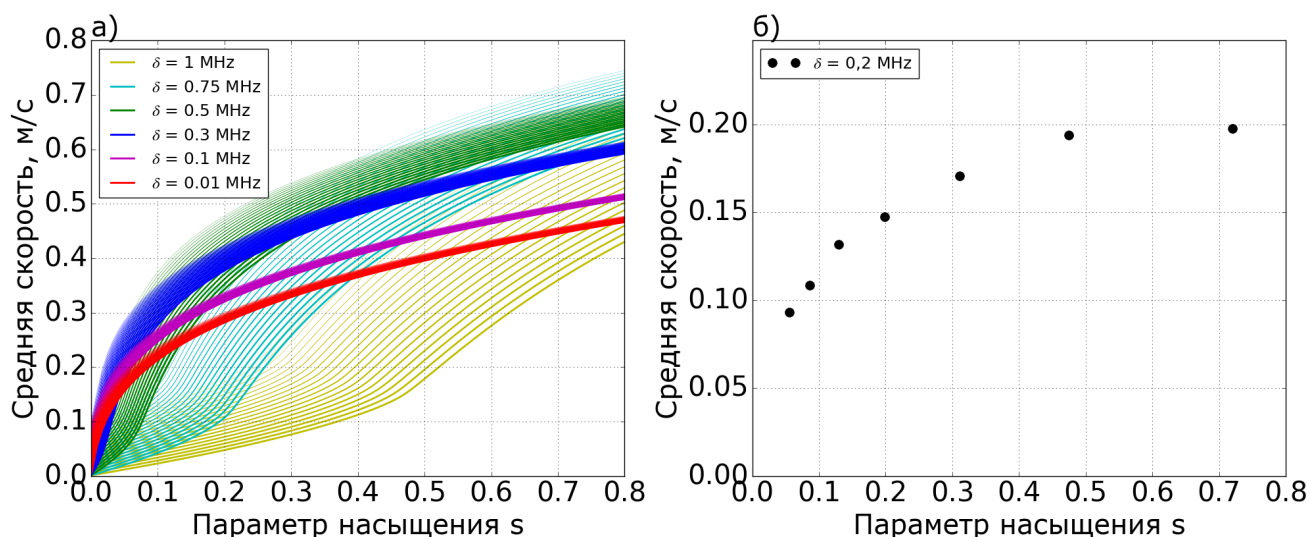


Рисунок 4.22 — Зависимость средней за 3 мс скорости группы от параметра насыщения. (а) – теоретические кривые при отстройках 1 МГц (желтый), 0,75 МГц (бирюзовый), 0,5 МГц (зеленый), 0,3 МГц (синий), 0,1 МГц (фиолетовый) и 0,01 МГц (красный) и начальных скоростей в диапазоне от 0,001 м/с до 0,1 м/с (с ростом начальной скорости толщина линии убывает). (б) – экспериментальные данные при отстройке 0,2 МГц.

4.3 Основные результаты главы 4

Была разработана методика вторичного охлаждения атомов тулия на узком переходе и реализован захват атомов во вторичную МОЛ с эффективностью, близкой к 100%, в широком диапазоне параметров. Исследованы характеристики облака в зависимости от параметров охлаждающего излучения. Минимально полученные температуры составили 16 ± 3 мкК и 8 ± 2 мкК вдоль и поперек направления силы тяжести, соответственно, и достигаются при параметрах насыщения $s < 0,1$ и отстройках $\delta < -7\gamma$. Число атомов при указанных температурах составило 2×10^6 , концентрация – порядка 10^{10} см $^{-3}$, фазовая плотность – 10^{-6} . Максимальное число атомов равно 5×10^6 . Максимальные концентрация и фазовая плотность составили, соответственно, 5×10^{11} см $^{-3}$ и 10^{-5} при отстройке $\delta = -0,6\gamma$ и параметре насыщения $s = 0,3$. При указанных параметрах температура составляет 25 ± 5 мкК и 20 ± 4 мкК вдоль и поперек \vec{g} , соответственно. Исследовано поведение облака при взаимодействии с охлаждающим излучением, имеющим положительную отстройку, и проде-

монстрировано формирование кристаллов в импульсном пространстве.

Указанные характеристики облака открывают возможность эффективной перезагрузки атомов в оптическую дипольную ловушку для дальнейших экспериментов по созданию стандарта частоты и исследованию магнитных диполь-дипольных взаимодействий.

Заключение

Ниже перечислены основные результаты данной работы:

1. Измерено сверхтонкое расщепление верхнего уровня $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2$) охлаждающего перехода, которое составило $-2110,56 \pm 0,16$ МГц, что соответствует константе $A_J = -422,112 \pm 0,032$ МГц. Точность измерения повышена более, чем на порядок в сравнении с работой [31].
2. Осуществлено вторичное лазерное охлаждение атомов тулия на слабом переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2$ ($J = 7/2, F = 4$) \rightarrow $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ ($J' = 9/2, F' = 5$). Стартуя с температуры 80 мкК в первичной магнито-оптической ловушке минимальные достигнутые температуры составили 16 ± 3 мкК и 8 ± 2 мкК по вертикальной (вдоль направления силы тяжести \vec{g}) и горизонтальной (поперек \vec{g}) осям, соответственно, при числе атомов на уровне 10^6 . Максимальная концентрация составила 5×10^{11} см $^{-3}$. Наблюдается качественное соответствие измеренных данных и теоретических предсказаний зависимости температуры облака от параметра насыщения и отстройки.
3. В эксперименте наблюдались следующие особенности охлаждения атомов тулия на узком переходе:
 - Равновесное положение облака в пространстве зависит от параметров охлаждающего излучения из-за влияния силы тяжести. При увеличении отстройки вертикальное положение меняется с коэффициентом $dz_0/d\delta = 875 \pm 5$ мкм/МГц.
 - В режиме больших отстроек температура не зависит от отстройки за счет зеемановского сдвига, индуцированного смещением облака в поле силы тяжести.

- При положительной отстройке охлаждающего излучения формируются кристаллы в импульсном пространстве, что проявляется в разделении облака на отдельные фрагменты, расположенные в вершинах куба.

Благодарности

В заключение хочу поблагодарить научного руководителя Колачевского Николая Николаевича за возможность участвовать в интересном проекте, заботливое руководство и плодотворные обсуждения, Сорокина Вадима Николаевича за отзывчивость, ценные советы и организацию работы лаборатории Оптики активных сред как единого целого, Акимова Алексея Владимировича за научное руководство в течение бакалавриата и магистратуры и чуткую поддержку, Хабарову Ксению Юрьевну за искреннее участие и внимание к эксперименту.

Так же хочу выразить благодарность Сукачеву Денису Дмитриевичу, Самокотину Алексею Юрьевичу, Терещенко Евгению Олеговичу за постоянную поддержку и множество советов, Калгановой Елене Сергеевне, Головизину Артему Алексеевичу, Трегубову Дмитрию Олеговичу, Федерову Сергею Алексеевичу, Кудярову Константину Сергеевичу за рабочую и дружественную атмосферу в лаборатории и неоценимую помощь в проведении экспериментов и теоретических расчетов и всему коллективу лаборатории за внимание к работе.

Хотелось бы сказать спасибо всем преподавателям кафедры Квантовой радиофизики за исключительно полезные и интересные лекции и за предоставленную возможность работать в ФИАНе.

Список обозначений и сокращений

Синий переход – переход $4f^{13}(^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2 (J'' = 9/2, F'' = 5)$ с длиной волны $\lambda = 410,6$ нм и естественной шириной $\gamma = 10$ МГц.

Зеленый переход – переход $4f^{13}(^2F^o)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2 (J' = 9/2, F' = 5)$ с длиной волны $\lambda = 530,7$ нм и естественной шириной $\gamma = 350$ кГц.

Обозначения для естественной ширины перехода γ и Γ и для отстройки частоты излучения от частоты перехода δ и Δ соотносятся как $\Gamma = 2\pi \times \gamma$ и $\Delta = 2\pi \times \delta$, соответственно.

МОЛ – магнито-оптическая ловушка

АОМ – акусто-оптический модулятор

ULE (УЛЕ) – стекло марки Ultra Low Expansion Glass

ПЗС – прибор с зарядовой связью

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

ПСД – поляризационный светоделитель

ФД – фотодиод

ЛФД – лавинный фотодиод

$\times 2$ – удвоитель частоты

КПН – когерентное пленение населенности

СТР – сверхтонкое расщепление

серво – петля обратной связи

РЧ – радио частота

Список литературы

- [1] *Phillips, W. D.* Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms / W. D. Phillips // *Rev. Mod. Phys.* — 1998. — Jul. — Vol. 70. — P. 721–741.
- [2] *Anderson, M. H.* Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor / M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews [et al.] // *Science.* — 1995. — Vol. 269, № 5221. — P. 198–201.
- [3] *Davis, K. B.* Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms / K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Nov. — Vol. 75. — P. 3969–3973.
- [4] *DeMarco, B.* Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas / B. DeMarco, D. S. Jin // *Science.* — 1999. — Vol. 285, № 5434. — P. 1703–1706.
- [5] *Риле, Ф.* Стандарты частоты. Принципы и приложения / Ф. Риле. — М. : Физматлит, 2009. — 512 с.
- [6] *Clairon, A.* Ramsey resonance in a Zacharias fountain / A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, W. D. Phillips // *EPL (Europhysics Letters).* — 1991. — Vol. 16, № 2. — P. 165.
- [7] *Chou, C. W.* Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks / C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Feb. — Vol. 104. — P. 070802.
- [8] *Bloom, B. J.* An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level / B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams [et al.] // *Nature.* — 2014. — Feb. — Vol. 506, № 7486. — P. 71–75.

- [9] *Hinkley, N.* An atomic clock with 10^{-18} instability / N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips [et al.] // *Science*. — 2013. — Vol. 341, № 6151. — P. 1215–1218.
- [10] *Peters, A.* Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms / A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu // *Nature*. — 1999. — Vol. 400, № 6747. — P. 849–852.
- [11] *Weiner, J.* Experiments and theory in cold and ultracold collisions / J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, P. S. Julienne // *Rev. Mod. Phys.* — 1999. — Jan. — Vol. 71. — P. 1–85.
- [12] *Köhler, T.* Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances / T. Köhler, K. Góral, P. S. Julienne // *Rev. Mod. Phys.* — 2006. — Vol. 78. — P. 1311–1361.
- [13] *Bloch, I.* Many-body physics with ultracold gases / I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger // *Rev. Mod. Phys.* — 2008. — Jul. — Vol. 80. — P. 885–964.
- [14] *Jaksch, D.* Fast quantum gates for neutral atoms / D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Sep. — Vol. 85. — P. 2208–2211.
- [15] *Zhu, M.* Improved hyperfine measurements of the Na 5p excited state through frequency-controlled Dopplerless spectroscopy in a Zeeman magneto-optic laser trap / M. Zhu, C. W. Oates, J. L. Hall // *Opt. Lett.* — 1993. — Jul. — Vol. 18, № 14. — P. 1186–1188.
- [16] *Колачевский, Н. Н.* Прецизионная лазерная спектроскопия холодных атомов и поиск дрейфа постоянной тонкой структуры / Н. Н. Колачевский // *Усп. физ. наук*. — 2008. — Vol. 178, № 11. — P. 1225–1235.

- [17] *Romalis, M. V.* New limit on the permanent electric dipole moment of ^{199}Hg / M. V. Romalis, W. C. Griffith, J. P. Jacobs, E. N. Fortson // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Mar. — Vol. 86. — P. 2505–2508.
- [18] *Колачевский, Н. Н.* Лазерное охлаждение редкоземельных атомов и прецизионные измерения / Н. Н. Колачевский // *Усп. физ. наук.* — 2011. — Vol. 181, № 8. — P. 896–903.
- [19] *Petrov, A.* Anisotropy-induced Feshbach resonances in a quantum dipolar gas of highly magnetic atoms / A. Petrov, E. Tiesinga, S. Kotochigova // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Sep. — Vol. 109. — P. 103002.
- [20] *Chin, C.* Feshbach resonances in ultracold gases / C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Apr. — Vol. 82. — P. 1225–1286.
- [21] *Frisch, A.* Quantum chaos in ultracold collisions of gas-phase erbium atoms / A. Frisch, M. Mark, K. Aikawa [et al.] // *Nature.* — 2014. — Mar. — Vol. 507. — P. 475–479.
- [22] *Baumann, K.* Observation of low-field Fano-Feshbach resonances in ultracold gases of dysprosium / K. Baumann, N. Q. Burdick, M. Lu, B. L. Lev // *Phys. Rev. A.* — 2014. — Feb. — Vol. 89. — P. 020701.
- [23] *Lu, M.* Strongly dipolar Bose-Einstein condensate of dysprosium / M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, B. L. Lev // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Oct. — Vol. 107. — P. 190401.
- [24] *Lu, M.* Quantum degenerate dipolar Fermi gas / M. Lu, N. Q. Burdick, B. L. Lev // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — May. — Vol. 108. — P. 215301.
- [25] *Aikawa, K.* Bose-Einstein condensation of erbium / K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — May. — Vol. 108. — P. 210401.

- [26] *Aikawa, K.* Reaching Fermi degeneracy via universal dipolar scattering / K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Jan. — Vol. 112. — P. 010404.
- [27] *Sukachev, D.* Magneto-optical trap for thulium atoms / D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2010. — Vol. 82. — P. 011405.
- [28] *Katori, H.* Optical lattice clocks and quantum metrology / H. Katori // *Nature Photonics.* — 2011. — Apr. — Vol. 5. — P. 203–210.
- [29] *Dalibard, J.* Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models / J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2023–2045.
- [30] *Sukachev, D.* Sub-Doppler laser cooling of thulium atoms in a magneto-optical trap / D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov [et al.] // *JETP Letters.* — 2010. — Vol. 92. — P. 703–706.
- [31] *Kuhl, J.* Hyperfeinstrukturuntersuchungen mit einem sphärischen Fabry-Perot-interferometer mit internem absorptionsatomstrahl im Tm I- und Eu I-spektrum / J. Kuhl // *Z. Phys.* — 1971. — Nov. — Vol. 242. — P. 66–85.
- [32] *Лебедев, П. Н.* Экспериментальное исследование пондеромоторного действия волн на резонаторы / П. Н. Лебедев. — М. : «Тип.-литогр. т-ва И.Н. Кушнерев и Ко», 1899. — 66 с.
- [33] *Frisch, R.* Experimenteller nachweis des Einsteinschen strahlungsrückstoßes / R. Frisch // *Zeitschrift für Physik.* — 1933. — Jan. — Vol. 86. — P. 42–48.
- [34] *Wineland, D.* Proposed $10^{14}\delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III / D. Wineland, H. Dehmelt // *Bulletin of the American Physical Society.* — 1975. — Vol. 20, № 4. — P. 637–637.

- [35] *Hänsch, T. W.* Cooling of gases by laser radiation / T. W. Hänsch, A. L. Schawlow // *Optics Communications*. — 1975. — Vol. 13, № 1. — P. 68–69.
- [36] *Wineland, D. J.* Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers / D. J. Wineland, R. E. Drullinger, F. L. Walls // *Phys. Rev. Lett.* — 1978. — Jun. — Vol. 40. — P. 1639–1642.
- [37] *Балыкин, В. И.* Наблюдение охлаждения свободных атомов натрия в резонансном лазерном поле со сканируемой частотой / В. И. Балыкин, В. С. Летохов, В. И. Мишин // *Письма в ЖЭТФ*. — 1979. — Т. 29, № 10. — С. 614–618.
- [38] *Chu, S.* Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure / S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Jul. — Vol. 55. — P. 48–51.
- [39] *Raab, E. L.* Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure / E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — Dec. — Vol. 59. — P. 2631–2634.
- [40] *Aspect, A.* Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping / A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Aug. — Vol. 61. — P. 826–829.
- [41] *Kasevich, M.* Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms / M. Kasevich, S. Chu // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Sep. — Vol. 69. — P. 1741–1744.
- [42] *Katori, H.* Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature / H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, M. Kuwata-Gonokami // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Feb. — Vol. 82. — P. 1116–1119.

- [43] *Binnewies, T.* Cooling by Maxwell's demon: Preparation of single-velocity atoms for matter-wave interferometry / T. Binnewies, U. Sterr, J. Helmcke, F. Riehle // *Phys. Rev. A.* — 2000. — Jun. — Vol. 62. — P. 011601.
- [44] *Curtis, E. A.* Quenched narrow-line laser cooling of ^{40}Ca to near the photon recoil limit / E. A. Curtis, C. W. Oates, L. Hollberg // *Phys. Rev. A.* — 2001. — Aug. — Vol. 64. — P. 031403.
- [45] *Mukaiyama, T.* Recoil-limited laser cooling of ^{87}Sr atoms near the Fermi temperature / T. Mukaiyama, H. Katori, T. Ido [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Mar. — Vol. 90. — P. 113002.
- [46] *Metcalf, H. J.* Laser Cooling and Trapping / H. J. Metcalf, P. van der Straten. — Berlin, New-York : Springer, 1999. — 323 p.
- [47] *Lett, P. D.* Optical molasses / P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2084–2107.
- [48] *Wineland, D. J.* Laser cooling of atoms / D. J. Wineland, Wayne M. Itano // *Phys. Rev. A.* — 1979. — Oct. — Vol. 20. — P. 1521–1540.
- [49] *Castin, Y.* Limit of Doppler cooling / Y. Castin, H. Wallis, J. Dalibard // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2046–2057.
- [50] *Xu, X.* Dynamics in a two-level atom magneto-optical trap / X. Xu, T. H. Loftus, M. J. Smith [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2002. — Jul. — Vol. 66. — P. 011401.
- [51] *Ungar, P. J.* Optical molasses and multilevel atoms: theory / P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, S. Chu // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2058–2071.

- [52] *Weiss, D. S.* Optical molasses and multilevel atoms: experiment / D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2072–2083.
- [53] *Lett, P. D.* Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit / P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Jul. — Vol. 61. — P. 169–172.
- [54] *Phillips, William D.* Laser deceleration of an atomic beam / William D. Phillips, Harold Metcalf // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Mar. — Vol. 48. — P. 596–599.
- [55] *Aspect, A.* Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping: theoretical analysis / A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2112–2124.
- [56] *Wynands, R.* Precision spectroscopy with coherent dark states / R. Wynands, A. Nagel // *Applied Physics B.* — 1999. — Vol. 68, № 1. — P. 1–25.
- [57] *Arimondo, E.* Coherent population trapping in laser spectroscopy / E. Arimondo // *Progress in Optics* / Ed. by E. Wolf. — Amsterdam : Elsevier, 1996. — Vol. 35. — P. 257–354.
- [58] *Fleischhauer, M.* Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media / M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos // *Rev. Mod. Phys.* — 2005. — Jul. — Vol. 77. — P. 633–673.
- [59] *Pritchard, D. E.* Optical Pumping in Translation Space / D. E. Pritchard, K. Helmerson, V. S. Bagnato [et al.] // *Laser Spectroscopy VIII: Proceedings of the Eighth International Conference, Åre, Sweden, June 22–26, 1987* / Ed. by Willy Persson, Sune Svanberg. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1987. — P. 68–72.

- [60] *Lawall, J.* Two-dimensional subrecoil laser cooling / J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Oct. — Vol. 73. — P. 1915–1918.
- [61] *Lawall, J.* Three-dimensional laser cooling of helium beyond the single-photon recoil limit / J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Dec. — Vol. 75. — P. 4194–4197.
- [62] *Lubkin, G. B.* Experimenters cool helium below single-photon recoil limit in three dimensions / G. B. Lubkin // *Physics Today.* — 1996. — Jan. — Vol. 49. — P. 22–24.
- [63] *Moler, K.* Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions / K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, S. Chu // *Phys. Rev. A.* — 1992. — Jan. — Vol. 45. — P. 342–348.
- [64] *Davidson, N.* Raman cooling of atoms in two and three dimensions / N. Davidson, H. J. Lee, M. Kasevich, S. Chu // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — May. — Vol. 72. — P. 3158–3161.
- [65] *Wallis, H.* Broadband laser cooling on narrow transitions / H. Wallis, W. Ertmer // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2211–2219.
- [66] *Yoo, S. M.* Wigner-function approach to laser cooling in the recoil limit / S. M. Yoo, J. Javanainen // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1991. — Jun. — Vol. 8, № 6. — P. 1341–1347.
- [67] *Vogel, K. R.* Experiments with strontium in a vapor cell magneto-optic trap / K. R. Vogel, T. P. Dinneen, A. C. Gallagher, J. L. Hall // *Proc. SPIE.* — 1998. — Vol. 3270. — P. 77–84.

- [68] *Vogel, K. R.* Narrow-line Doppler cooling of strontium to the recoil limit / K. R. Vogel, T. P. Dinneen, A. Gallagher, J. L. Hall // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* — 1999. — Apr. — Vol. 48. — P. 618–621.
- [69] *Kuwamoto, T.* Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition / T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, T. Yabuzaki // *Phys. Rev. A.* — 1999. — Aug. — Vol. 60. — P. R745–R748.
- [70] *Binnewies, T.* Doppler cooling and trapping on forbidden transitions / T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Aug. — Vol. 87. — P. 123002.
- [71] *Diedrich, F.* Laser cooling to the zero-point energy of motion / F. Diedrich, J. C. Bergquist, Wayne M. Itano, D. J. Wineland // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — Jan. — Vol. 62. — P. 403–406.
- [72] *Roos, Ch.* Quantum state engineering on an optical transition and decoherence in a Paul trap / Ch. Roos, Th. Zeiger, H. Rohde [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Dec. — Vol. 83. — P. 4713–4716.
- [73] *Honda, K.* Magneto-optical trapping of Yb atoms and a limit on the branching ratio of the 1P_1 state / K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 1999. — Feb. — Vol. 59. — P. R934–R937.
- [74] *McClelland, J. J.* Laser cooling without repumping: A magneto-optical trap for erbium atoms / J. J. McClelland, J. L. Hanssen // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Apr. — Vol. 96. — P. 143005.
- [75] *Lu, M.* Trapping ultracold dysprosium: A highly magnetic gas for dipolar physics / M. Lu, S. H. Youn, B. L. Lev // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Feb. — Vol. 104. — P. 063001.

- [76] *Youn, S. H.* Dysprosium magneto-optical traps / S. H. Youn, M. Lu, U. Ray, B. L. Lev // *Phys. Rev. A.* — 2010. — Oct. — Vol. 82. — P. 043425.
- [77] *Miao, J.* Magneto-optical trapping of holmium atoms / J. Miao, J. Hostetter, G. Stratis, M. Saffman // *Phys. Rev. A.* — 2014. — Apr. — Vol. 89. — P. 041401.
- [78] *Hemmerling, B.* Buffer gas loaded magneto-optical traps for Yb, Tm, Er and Ho / B. Hemmerling, G. K. Drayna, E. Chae [et al.] // *New Journal of Physics.* — 2014. — Vol. 16, № 6. — P. 063070.
- [79] *Berglund, A. J.* Sub-Doppler laser cooling and magnetic trapping of erbium / A. J. Berglund, S. A. Lee, J. J. McClelland // *Phys. Rev. A.* — 2007. — Nov. — Vol. 76. — P. 053418.
- [80] *Youn, S. H.* Anisotropic sub-Doppler laser cooling in dysprosium magneto-optical traps / S. H. Youn, M. Lu, B. L. Lev // *Phys. Rev. A.* — 2010. — Oct. — Vol. 82. — P. 043403.
- [81] *Berglund, A. J.* Narrow-line magneto-optical cooling and trapping of strongly magnetic atoms / A. J. Berglund, J. L. Hanssen, J. J. McClelland // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Mar. — Vol. 100. — P. 113002.
- [82] *Migdall, A. L.* First observation of magnetically trapped neutral atoms / A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Jun. — Vol. 54. — P. 2596–2599.
- [83] *Bergeman, T.* Magnetostatic trapping fields for neutral atoms / T. Bergeman, G. Erez, H. J. Metcalf // *Phys. Rev. A.* — 1987. — Feb. — Vol. 35. — P. 1535–1546.

- [84] *Lu, M.* Quantum Bose and Fermi gases of dysprosium: production and initial study : Ph.D. thesis / M. Lu ; Stanford university. — Stanford : Stanford, 2014.
- [85] *Frisch, A.* Narrow-line magneto-optical trap for erbium / A. Frisch, K. Aikawa, M. Mark [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2012. — May. — Vol. 85. — P. 051401.
- [86] *Frisch, A.* Dipolar Quantum Gases of Erbium : Ph.D. thesis / A. Frisch ; University of Innsbruck. — Innsbruck : University of Innsbruck, 2014.
- [87] *Maier, T.* Narrow-line magneto-optical trap for dysprosium atoms / T. Maier, H. Kadau, M. Schmitt [et al.] // *Opt. Lett.* — 2014. — Jun. — Vol. 39, № 11. — P. 3138–3141.
- [88] *Sukachev, D.* Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks / D. Sukachev, S. Fedorov, I. Tolstikhina [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2016. — Aug. — Vol. 94. — P. 022512.
- [89] *Собельман, И. И.* Введение в теорию атомных спектров / И. И. Собельман. — М. : «Наука», 1977. — 320 с.
- [90] NIST atomic spectra database [Electronic resource]. — Boulder : NIST. — URL: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
- [91] *Kolachevsky, N.* Blue laser cooling transitions in Tm I / N. Kolachevsky, A. Akimov, I. Tolstikhina [et al.] // *Applied Physics B.* — 2007. — Vol. 89, № 4. — P. 589–594.
- [92] *Акимов, А. В.* Исследование переходов атомов тулия в диапазоне 410 — 420 нм для лазерного охлаждения / А. В. Акимов, К. Ю. Чебаков, И. Ю. Толстихина [и др.] // *Квантовая электроника.* — 2008. — May. — Т. 38, № 10. — С. 961–968.

- [93] *Steck, D. A.* Rubidium 87 D line data [Electronic resource]. — Los Alamos : Steck. — URL: <http://steck.us/alkalidata>.
- [94] *Сукачев, Д. Д.* Лазерное охлаждение атомов тулия : Дисс. кандидата наук / Д. Д. Сукачев ; Физический институт им. П. Н. Лебедева. — Москва : Физический институт им. П. Н. Лебедева, 2013.
- [95] *Летохов, В. С.* Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения / В. С. Летохов, В. П. Чеботаев. — М. : «Наука», 1990. — 512 с.
- [96] *Chebakov, K.* Zeeman slowing of thulium atoms / K. Chebakov, A. Sokolov, A. Akimov [et al.] // *Opt. Lett.* — 2009. — Oct. — Vol. 34, № 19. — P. 2955–2957.
- [97] *Drever, R. W. P.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator / R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski [et al.] // *Applied Physics B.* — 1983. — Vol. 31, № 2. — P. 97–105.
- [98] *Pound, R. V.* Electronic frequency stabilization of microwave oscillators / R. V. Pound // *Review of Scientific Instruments.* — 1946. — Vol. 17, № 11. — P. 490–505.
- [99] *Alnis, J.* Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities / J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2008. — May. — Vol. 77. — P. 053809.
- [100] *Kessler, T.* A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity / T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing [et al.] // *Nature Photonics.* — 2012. — Sep. — Vol. 6. — P. 687–692.
- [101] *Richter, L.* Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times / L. Richter, H. Mandelberg, M. Kruger,

- P. McGrath // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1986. — Nov. — Vol. 22, № 11. — P. 2070–2074.
- [102] *Fox, R.* Stable optical cavities for wavelength references / R. Fox, K. Corwin, L. W. Hollberg. — Boulder : NIST, 2004. — 24 p.
- [103] *Anderson, H. M.* Radiative lifetimes in Tm I and Tm II / H. M. Anderson, E. A. Den Hartog, J. E. Lawler // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1996. — Nov. — Vol. 13, № 11. — P. 2382–2391.
- [104] *Ritter, G. J.* Ground-state hyperfine structure and nuclear magnetic moment of Thulium-169 / G. J. Ritter // *Phys. Rev.* — 1962. — Dec. — Vol. 128. — P. 2238–2243.
- [105] *Childs, W. J.* Hyperfine structure of $4f^N 6s^2$ configurations in ^{159}Tb , $^{161,163}\text{Dy}$, and ^{169}Tm / W. J. Childs, H. Crosswhite, L. S. Goodman, V. Pfeufer // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1984. — Mar. — Vol. 1, № 1. — P. 22–29.
- [106] *Kröger, S.* High resolution measurements of the hyperfine structure and determination of a new energy level of Tm I / S. Kröger, L. Tanriver, H.-D. Kronfeldt [et al.] // *Z. Phys. D*. — 1997. — Vol. 41. — P. 181–185.
- [107] *Başar, Gönül.* Hyperfine structure of high lying levels of Tm I / Gönül Başar, Günay Başar, İ. K. Öztürk [et al.] // *Phys. Scr.* — 2005. — Aug. — Vol. 71. — P. 159–162.
- [108] *Porsev, S. G.* Calculation of hyperfine structure constants for ytterbium / S. G. Porsev, Yu. G. Rakhlina, M. G. Kozlov // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 1999. — Vol. 32, № 5. — P. 1113.
- [109] *Pfeufer, V.* Hyperfine structure in the configurations $4f^{13}6s6p$ and $4f^{12}5d6s^2$ of Tm I / V. Pfeufer // *Z. Phys. D*. — 1986. — Feb. — Vol. 2. — P. 141–148.

- [110] *Hall, J. L.* Optical heterodyne saturation spectroscopy / J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, H. G. Robinson // *Applied Physics Letters*. — 1981. — Vol. 39, № 9. — P. 680–682.
- [111] *Camy, G.* Heterodyne saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam / G. Camy, Ch.J. Bordé, M. Ducloy // *Optics Communications*. — 1982. — Vol. 41, № 5. — P. 325 – 330.
- [112] *Picotto, G. B.* Coherence effects in frequency-modulated laser spectroscopy / G. B. Picotto, V. Wataghin // *Journal of Physics B*. — 1992. — Vol. 25, № 11. — P. 2489.
- [113] *Myers, O. E.* Measurement broadening in magnetic resonance / O. E. Myers, E. J. Putzer // *Journal of Applied Physics*. — 1959. — Vol. 30, № 12. — P. 1987–1991.
- [114] *Bordé, C. J.* Saturated absorption line shape: Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach / C. J. Bordé, J. L. Hall, C. V. Kunasz, D. G. Hummer // *Phys. Rev. A*. — 1976. — Jul. — Vol. 14. — P. 236–263.
- [115] *Schmidt, O.* Cesium saturation spectroscopy revisited: How to reverse peaks and observe narrow resonances / O. Schmidt, K. M. Knaak, R. Wynands, D. Meschede // *Applied Physics B*. — 1994. — Vol. 59, № 2. — P. 167–178.
- [116] *Smith, D. A.* The role of hyperfine pumping in multilevel systems exhibiting saturated absorption / D. A. Smith, I. G. Hughes // *American Journal of Physics*. — 2004. — Vol. 72, № 5. — P. 631–637.
- [117] *Hall, J. L.* Shift and broadening of saturated absorption resonances due to curvature of the laser wave fronts / J. L. Hall, C. J. Bordé // *Applied Physics Letters*. — 1976. — Vol. 29, № 12. — P. 788–790.

- [118] *Chebotayev, V. P.* Nonlinear narrow optical resonances induced by laser radiation / V. P. Chebotayev, V. S. Letokhov // *Progress in Quantum Electronics*. — 1975. — Vol. 4. — P. 111 – 206.
- [119] *Bjorklund, G. C.* Frequency modulation (FM) spectroscopy / G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, C. Ortiz // *Applied Physics B*. — 1983. — Vol. 32, № 3. — P. 145–152.
- [120] *Akul'shin, A. M.* Effect of radiation pressure on shape of saturated-absorption resonance of cesium vapor / A. M. Akul'shin, V. L. Velichanskii, R. G. Gamidov [et al.] // *ZhETF Pisma Redaktsiiu*. — 1989. — Aug. — Vol. 50. — P. 167.
- [121] *Loftus, T. H.* Narrow line cooling and momentum-space crystals / T. H. Loftus, T. Ido, M. M. Boyd [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2004. — Dec. — Vol. 70. — P. 063413.