

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт им. П. Н. Лебедева

Российской академии наук

На правах рукописи.

Сукачёв Денис Дмитриевич

Лазерное охлаждение атомов тулия.

Специальность: 01.04.21 Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель Член-корр. РАН, д.ф.-м.н.

Колачевский Н. Н.

Москва, 2013 г.

Содержание

Введение	4
Глава 1. Магнито-оптическая ловушка для атомов тулия	9
1.1. Загрузка атомов тулия в МОЛ	9
1.2. Экспериментальная установка	11
1.2.1. Лазерная система	11
1.2.2. Вакуумная часть	13
1.2.3. Оптическая схема	13
1.2.4. Стабилизация частоты лазера	17
1.2.5. Испарительная печь	20
1.2.6. Система регистрации	20
1.2.7. Импульсная схема	22
1.3. Время жизни и число атомов в МОЛ	24
1.3.1. Динамика числа атомов в МОЛ	24
1.3.2. Влияние столкновений	26
1.3.3. Оптические потери в МОЛ. Коэффициент ветвления охлаждающего перехода	29
1.3.4. Число атомов в МОЛ. «Темная» МОЛ	31
1.3.5. Влияние перекачивающего лазера	33
1.4. Основные результаты Главы 1	38
Глава 2. Субдоплеровское охлаждение атомов тулия	39
2.1. Охлаждение за счет градиента поляризации	39
2.2. Влияние магнитного поля	41
2.3. Метод измерения температуры	45

2.4. Эксперимент	47
2.4.1. Последовательность импульсов	47
2.4.2. Выключение магнитного поля	48
2.4.3. Обработка изображений	48
2.5. Основные результаты Главы 2	53
Глава 3. Магнитная ловушка для атомов тулия	54
3.1. Принципы работы	54
3.2. Наблюдение МЛ	57
3.3. Пространственный профиль концентрации атомов в МЛ	58
3.4. Температура атомов в МЛ	60
3.5. Число атомов, время жизни и влияние столкновений в МЛ	62
3.6. Основные результаты Главы 3	65
Заключение	66
Благодарности	67
Список сокращений	68
Список литературы	69
Список иллюстративного материала	83
Приложения	85
А. Лазерное охлаждение	85
Б. Принципы работы МОЛ	94
В. Параметры некоторых переходов в атоме тулия	106

Введение

Диссертация посвящена лазерному охлаждению, захвату в магнито-оптическую и магнитную ловушку атомов тулия (Tm), а также их субдоплеровскому охлаждению. Работа выполнена в Лаборатории оптики активных сред ФИАН, где ведутся исследования по созданию оптических часов нового поколения.

Лазерно-охлажденные атомы в современных исследованиях

Лазерное охлаждение атомов и их захват в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) являются на сегодняшний день одним из самых распространенных методов получения и исследования ансамблей атомов при температурах ниже 1мК [1]. Они находят свое применение в прецизионной лазерной спектроскопии [2], атомной интерферометрии [3, 4], в изучении атомных взаимодействий при малых скоростях [5, 6] и синтезе холодных молекул [7]. С использованием МОЛ получают бозе-эйнштейновские конденсаты (БЭК) атомов и вырожденные ферми газы [8, 9, 10, 11, 12, 8]. Холодные атомы широко используют при решении фундаментальных задач, например, проверке основополагающих физических теорий [13] и измерении фундаментальных констант [14]. На основе методов лазерного охлаждения созданы атомные реперы частоты: от первого цезиевого фонтана [15] до оптических часов на Al^+ [16]. Относительная нестабильность лучших оптических часов достигла 10^{-18} , что открывает перспективы их использования в системах спутниковой навигации и в астрономических исследованиях.

Для решения таких задач требуются атомные ансамбли с температурой на порядок величины меньшей той, что обычно достигается в МОЛ. В таких

случаях широкое применение находит *субдоплеровское охлаждение* (см. Главу 2), позволяющее охладить атомы практически до предела отдачи [17]. Такие ансамбли атомов могут быть с большой эффективностью загружены в относительно неглубокие ловушки, создаваемые магнитными [18, 19] или световыми полями [20, 21, 22]. Магнитные ловушки позволяют исследовать взаимодействия атомов в основном состоянии, что важно для задач бозе-эйнштейновской конденсации атомов.

К настоящему моменту удалось охладить все щелочные (например, Rb, Cs) и щелочно-земельные металлы (например, Sr), все инертные газы в метастабильном состоянии (кроме Rn), некоторые другие элементы (In, Al). Данная область бурно развивается, начиная с 2008 года были охлаждены Er [23], Cd [24], Ra [25], Hg [26] и Dy [27, 28]. Лазерное охлаждение любого нового элемента является серьезной исследовательской задачей, т.к. требует точного знания системы уровней, наличия у данного элемента сильного циклического перехода и доступности подходящих лазерных источников. Диссертационная работа посвящена лазерному охлаждению нового элемента — редкоземельного атома тулия.

Атом тулия

Атом тулия имеет специфическую электронную структуру характерную для большинства лантаноидов: незаполненную $4f$ оболочку, расположенную внутри заполненных внешних $5s^2$ и $6s^2$ оболочек. Благодаря этому лантаноиды, в частности тулий, обладают большими угловым и магнитным моментами в основном состоянии. Такие системы интересны с точки зрения изучения магнитных диполь-дипольных взаимодействий [29, 30, 31, 32, 33, 34] и исследования

систем фермионов с большим угловым моментом [35].

Электронная структура основного состояния атомов тулия имеет вид $[\text{Xe}]4f^{13}6s^2$. Благодаря одной вакансии в $4f$ оболочке основное состояние тулия обладает большим магнитным моментом $4\mu_B$.

Существует только один стабильный изотоп тулия ^{169}Tm . У этого изотопа спин ядра равен $I = 1/2$, в результате чего сверхтонкая структура каждого электронного уровня представляет собой дублет.

На Рисунке 0.1 представлена упрощенная схема уровней атома тулия. Значения уровней энергий (без сверхтонкого расщепления) и вероятности переходов были взяты из базы NIST [36]; величины сверхтонкого расщепления основного уровня и уровня $4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$, $J = 9/2$ взяты из работы [37], а уровни $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$, $J = 9/2$ — из [38, 39].

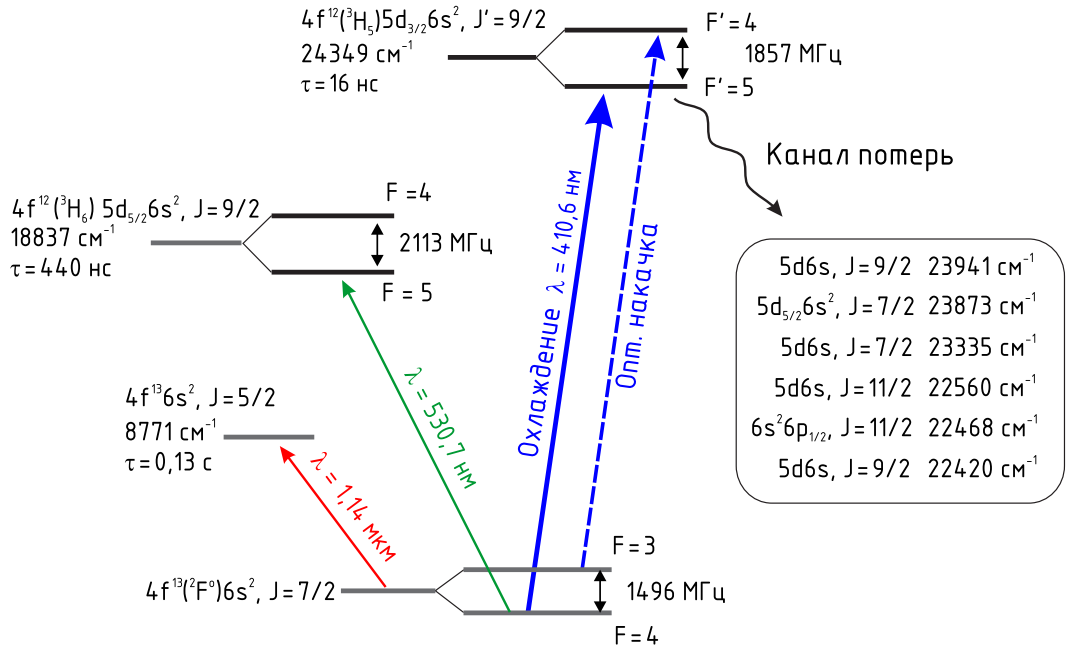


Рисунок 0.1 — Упрощенная схема уровней Tm. Переход $F = 4 \rightarrow F' = 5$ используется для лазерного охлаждения, а переход $F = 3 \rightarrow F' = 4$ для возврата населенности с уровня $F = 3$ на уровень $F = 4$.

Тонкая структура основного состояния Tm $[\text{Xe}]4f^{13}6s^2(^2F^0)$ состоит из двух подуровней (см. Рисунок 0.1) с полным электронным моментом $J = 7/2$

и $J = 5/2$. Узкий магнито-дипольный переход на длине волны 1,14 мкм и со спектральной шириной $1,2 \pm 0,4$ Гц [37], связывающий эти подуровни, может быть использован в метрологических целях [40] (см. Приложение В), в фундаментальных исследованиях [41] и в задачах квантовой информации [42, 43, 44].

В 2008 году в Лаборатории оптики активных сред ФИАН был продемонстрирован зеемановский замедлитель атомов тулия [45], работающий на пере-
ходе

$$\begin{aligned} 4f^{13}(^2F^0)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow \\ 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2 (J = 9/2, F = 5) \end{aligned} \quad (0.1)$$

с длиной волны 410,6 нм. Именно этот переход использовался для лазерного охлаждения и захвата атомов тулия в МОЛ. Естественная ширина перехода составляет $\gamma = \Gamma/2\pi = 10,5 \pm 0,2$ МГц [37], что соответствует доплеровскому пределу температуры $T_D = 240$ мК. Параметры этого перехода представлены в Таблице 2.

Охлаждающий переход не является циклическим: верхний уровень $4f^{12}5d_{3/2}6s^2 (J' = 9/2, F' = 5)$ может распадаться на шесть близко расположенных уровней противоположной четности (см. Рисунок 0.1). Численные расчеты показали, что относительная вероятность такого распада (т.е. коэффициент ветвления) мала [37] ($< 10^{-5}$) и не должна препятствовать охлаждению и захвату, что подтверждено успешными экспериментами с зеемановским замедлением пучка атомов тулия [45].

Для создания оптических часов на атомах тулия необходима реализация глубокого лазерного охлаждения и захвата большого числа атомов тулия в ловушку.

Целью данной работы являлось:

- 1) Лазерное охлаждение и захват атомов тулия в магнито-оптическую ловушку, работающую на переходе с длиной волны 410,6 нм. Измерение основных параметров облака холодных атомов тулия: температуры, числа атомов, концентрации атомов и времени жизни. Измерение коэффициента ветвления охлаждающего перехода.
- 2) Исследование возможности работы тулиевой магнито-оптической ловушки без использования перекачивающего излучения.
- 3) Осуществление субдоплеровского охлаждения атомов тулия.
- 4) Захват охлажденных атомов тулия в магнитную ловушку. Исследование потерь атомов из магнитной ловушки и оценка константы скорости переворота спина в результате магнитного диполь-дипольного взаимодействия атомов тулия в основном состоянии.

Глава 1. Магнито-оптическая ловушка для атомов тулия

Для проведения большого числа исследований необходимо локализовать лазерно охлажденные атомы (см. Приложение А) в определенной области пространства. Для достижения этой цели используются МОЛ. Они получили широкое распространение благодаря своей надежности и относительной простоте конструкции. МОЛ состоит из комбинации квадрупольного магнитного поля и шести лазерных лучей определенной конфигурации. Впервые МОЛ была реализована в 1987 году [46].

1.1. Загрузка атомов тулия в МОЛ

В отличии, например, от атомов рубидия, имеющих большое давление паров при комнатной температуре, давление паров тулия ничтожно мало (см. Рисунок 1.1), поэтому загрузка атомов тулия МОЛ осуществлялась из атомного пучка, получаемого нагреванием металлического тулия до температуры $\sim 1000^\circ\text{C}$ ($T_{\text{плав}} = 1545^\circ\text{C}$, $T_{\text{кип}} = 1947^\circ\text{C}$), что обеспечивало достаточное давление паров (порядка 10^{-1} мбар).

В Приложении Б показано, что в МОЛ могут захватываться только атомы, имеющие скорость меньше *скорости захвата* v_c . Для характерных параметров созданной МОЛ скорость захвата составляет $15 \div 25$ м/с (см. Рисунок Б.4). Однако, при температуре $\sim 1000^\circ\text{C}$ в тепловом распределении будет очень мало медленных атомов (у которых $v < v_c$) и загрузка МОЛ будет происходить крайне неэффективно. Для исправления этой ситуации используют метод зеемановского замедления атомов [50], позволяющий затормозить атомный пучок до нулевой скорости.

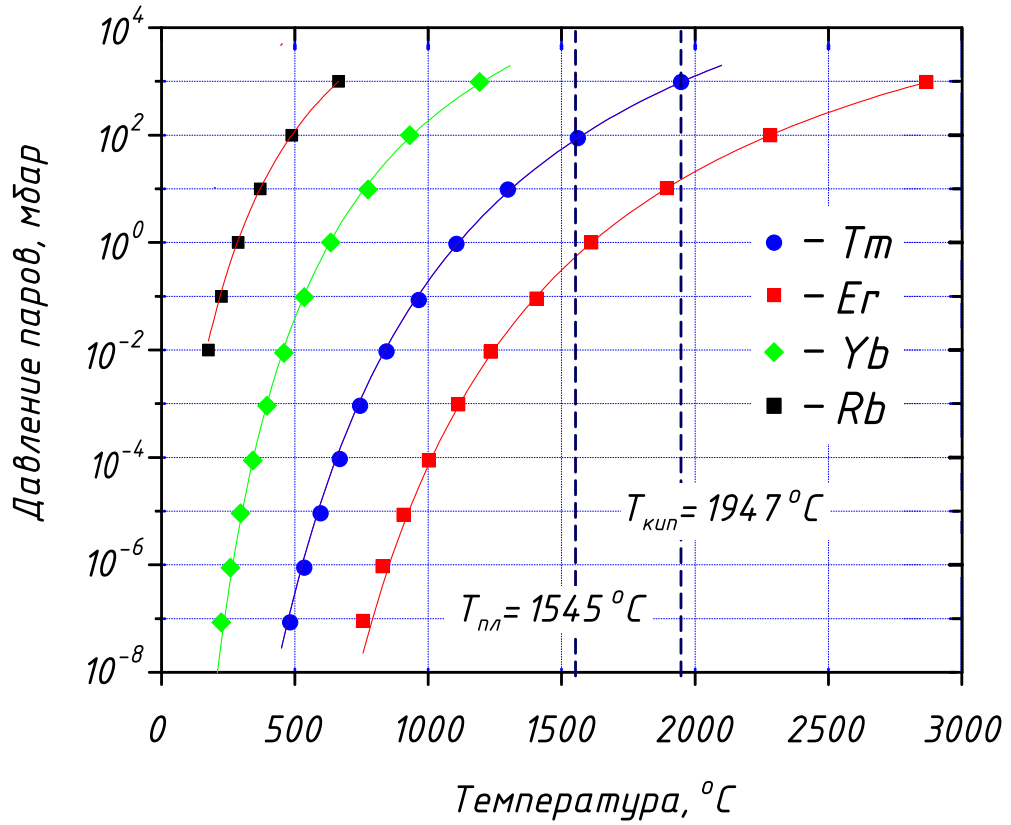


Рисунок 1.1 — Зависимость давления насыщенных паров Tm , Er и Yb от температуры ([47] Глава 6, [48]); для сравнения приведено давление паров атомов Rb . Сплошные линии — аппроксимация законом Antoine [49]: $p[\text{мбар}] = \exp\left(a - \frac{b}{c+T[^\circ C]}\right)$. Для Tm коэффициенты получились следующие: $a=18$, $b=243000$, $c=236$. Вертикальные пунктирные линии указывают температуры плавления $T_{пл}$ и кипения $T_{кип}$ атомов тулия.

Ранее в Лаборатории оптики активных сред был реализован зеемановский замедлитель атомов (см. Приложение Б), в котором 1% от общего числа атомов в пучке тормозился до скоростей 25 м/с и уже мог быть захвачен в МОЛ. Мощность пучка света, направляемого в зеемановский замедлитель, составляла около 15 мВт при диаметре 2.5 мм и красной частотной отстройке от охлаждающего перехода 15γ ($\gamma = 10$ МГц) [45]. Скорость 25 м/с является компромиссом между желанием иметь как можно больше атомов со скоростью $v < v_c$ и необходимостью, чтобы поперечный размер пучка замедленных атомов был меньше характерного размера лазерных пучков МОЛ (см. Приложение Б).

В печи происходит сублимация металлического тулия в вакуум, поэтому полное число атомов в пучке сильно зависит от температуры печи и площади

поверхности загруженного в нее металлического тулия. Следовательно, число заторможенных атомов, а с ним число атомов, захваченных в МОЛ, тоже сильно зависит от указанных параметров.

1.2. Экспериментальная установка

Для захвата атомов Tm использовалась МОЛ в классической конфигурации [46]. Оптическую патку образовывали три ортогональные пары противоположно направленных лучей циркулярной поляризации (см. Приложение Б). Для создания в центре камеры необходимого для работы МОЛ градиента магнитного поля порядка 20 Гс/см использовались две катушки в антигельмгольцевской конфигурации; суммарная индуктивность катушек составляла 4,5 мГн, а общее сопротивление равнялось 2,5 Ом. Три дополнительные пары катушек в гельмгольцевской конфигурации применялись для компенсации лабораторного магнитного поля. На Рисунке 1.2 представлена схема экспериментальной установки.

1.2.1. Лазерная система

Источником света служил титан-сапфировый (Ti:Sapphire) лазер (MBR-110, Coherent Inc.), работающий в одночастотном режиме на длине волны 821,2 нм. Частота излучения этого лазера удваивалась в кристалле трибората лития (LBO), расположенном во внешнем резонаторе (MBD-200, Coherent Inc.). Накачкой для титан-сапфирового лазера служил лазер Verdi V-10 (Coherent Inc.), выдававший в непрерывном режиме 7 Вт мощности на длине волны 532 нм. На выходе из удвоителя мощность света на длине волны 410,6 нм составляла более 60 мВт.

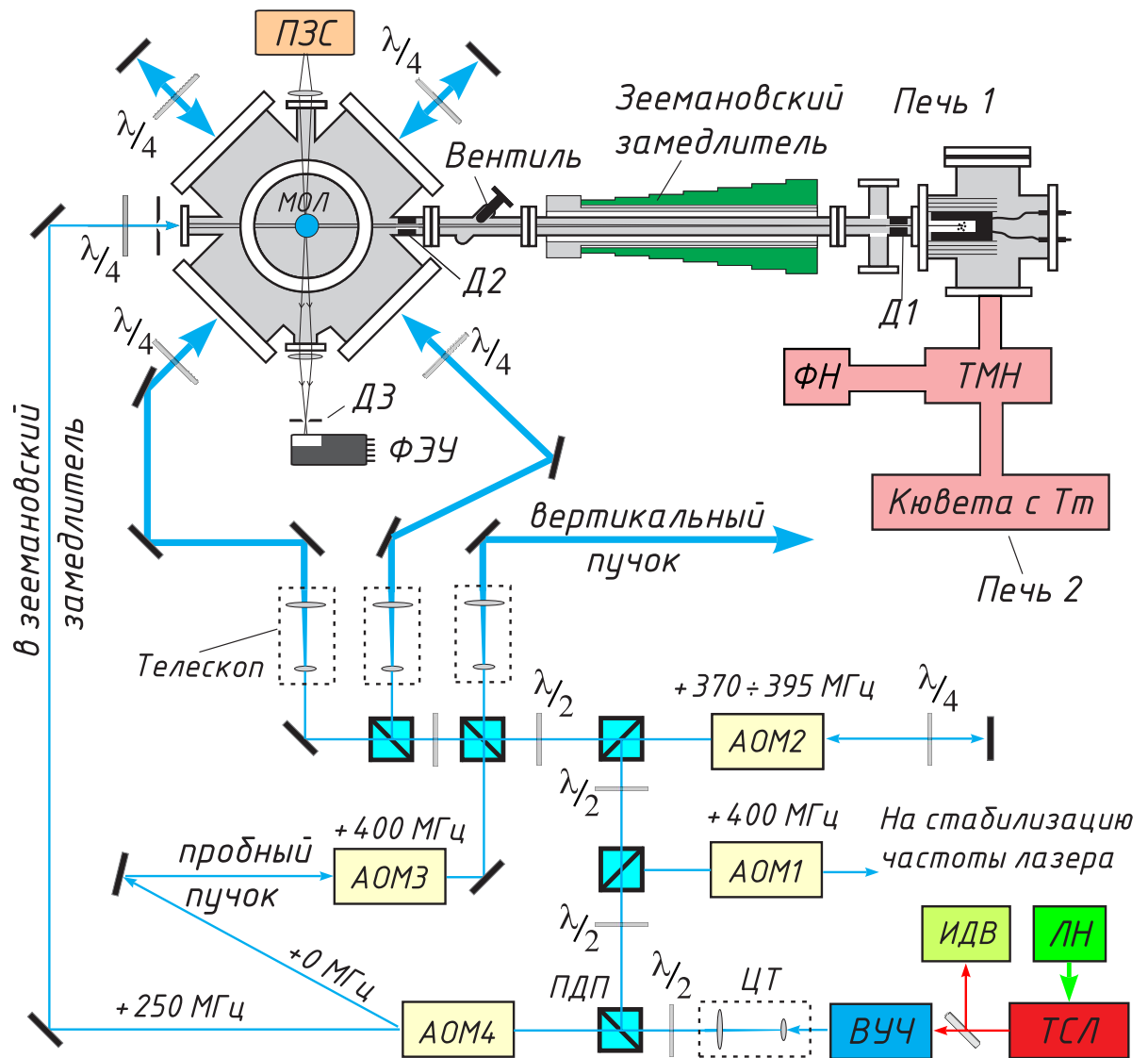


Рисунок 1.2 — Схема экспериментальной установки. ТМН — турбомолекулярный насос Varian Turbo-V 301 Navigator; ФН — форвакуумный насос Varian SH-110; ТСЛ — кольцевой одночастотный титан-сапфировый лазер Coherent MBR 110; ЛН — лазер накачки Coherent Verdi V-10; ВУЧ — внутререзонаторный удвоитель частоты Coherent MBD-200; ИДВ — интерференционный измеритель длины волны Angstrom WM5; ФЭУ — фотоэлектронный умножитель (Hamamatsu); ПЗС — ПЗС-камера SDU-205 фирмы СпецТелеТехника; АОМ — акусто-оптический модулятор света; $\lambda/2$ — полуволновая фазовая пластинка на 410,6 нм; $\lambda/4$ — четвертьволновая фазовая пластинка на 410,6 нм; ПДП — поляризационный делитель пучка. Область МОЛ откачивается ион-геттерным насосом (на Рисунке не изображен); Д1 и Д2 — диафрагмы, формирующие атомный пучок; Д3 — диафрагма, уменьшающая засветку ФЭУ; ЦТ — цилиндрический телескоп, исправляющий астигматизм лазерного пучка после удвоителя MBD.

Конструкция титан-сапфирового лазера предусматривает стабилизацию частоты относительно внешнего резонатора, что приводит к сужению спектральной ширины линии генерации до 50 кГц (согласно спецификации) при времени усреднения 100 мс. Благодаря этому лазер обладает высокой (достаточной

для данной работы) кратковременной стабильностью. Однако, для долговременной стабильной работы МОЛ необходимо компенсировать дрейф частоты лазера. Для этого применялся метод фазово-модуляционной спектроскопии насыщения [2, стр. 272] в кювете с парами тулия (см. п. 1.2.4).

1.2.2. Вакуумная часть

Схема вакуумной части экспериментальной установки приведена на Рисунке 1.3. Для создания дифференциального вакуума использовалась диафрагма Д1(2), расположенная между вакуумной камерой 1 и вентилем 11. Низковакуумная часть, состоящая из испарительной печи 5, привязочной кювета (не указана на Рисунке 1.3) и зеемановского замедлителя 3, откачивались турбомолекулярным насосом (300 л/с) до давления 5×10^{-7} мбар. Камера МОЛ 1 (высоковакуумная часть) откачивалась ион-геттерным насосом (Varian VacIon Plus 55) 2 до давления меньшего, чем 5×10^{-9} мбар¹. Получению высокого вакуума также способствует тот факт, что пленка атомов тулия (и других редкоземельных атомов), которая напыляется на внутренние стенки вакуумной камеры, является хорошим геттером, в том числе и для водорода [51, 52].

1.2.3. Оптическая схема

Лазерный пучок после удвоителя частоты имеет большой астигматизм (см. Рисунки 1.5 и 1.4). Размер перетяжек пучка по горизонтали и вертикали составляет соответственно 0,66 мм и 0,3 мм (по уровню $1/e^2$), расстояние между перетяжками 1,1 м.

Для исправления астигматизма был установлен телескоп из цилиндрических линз ($f_1 = -100$ мм, $f_2 = 200$ мм), который увеличил размер вертикальной

¹Это значение — нижний предел чувствительности используемого датчика вакуума Varian FRG 702.

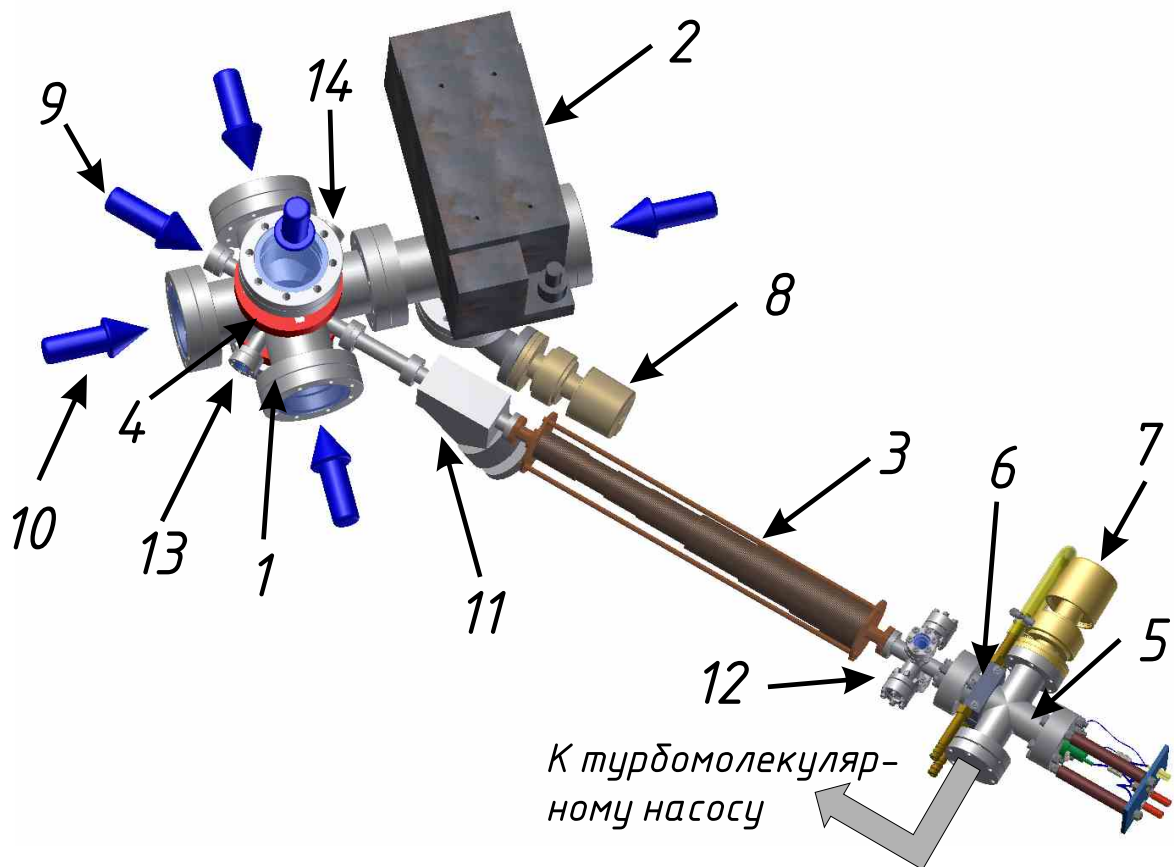


Рисунок 1.3 — Схема вакуумной установки. 1 — основная вакуумная камера, 2 — ион-геттерный насос, 3 — зеемановский замедлитель, 4 — антигелимгольцевские катушки МОЛ, 5 — испарительная печь, 6 — контур водяного охлаждения, 7,8 — датчики вакуума Varian FRG 702, 9 — лазерный пучок зеемановского замедлителя, 10 — лазерные пучки МОЛ, 11 — вентиль, 12 — крест, используемый, в том числе, для юстировки пучка зеемановского замедлителя, 13 — порт для подключения ПЗС-камеры, 14 — порт для подключения ФЭУ.

перетяжки в 2 раза (см. Рисунок 1.4). Чтобы совместить положение обеих перетяжек (т.е. полностью компенсировать астигматизм) надо поставить телескоп на определенном расстоянии от удвоителя частоты. В итоге, обе перетяжки имеют радиус 0,66 мм, а расстояние между ними 0,4 м, что вполне приемлемо для дальнейшей работы.

После телескопа, исправляющего астигматизм, лазерный луч делился на три части: пучок привязки, пучок МОЛ и зеемановский пучок. Частота каждого из них сдвигалась соответствующим акусто-оптическим модулятором (см. Рисунок 1.6).

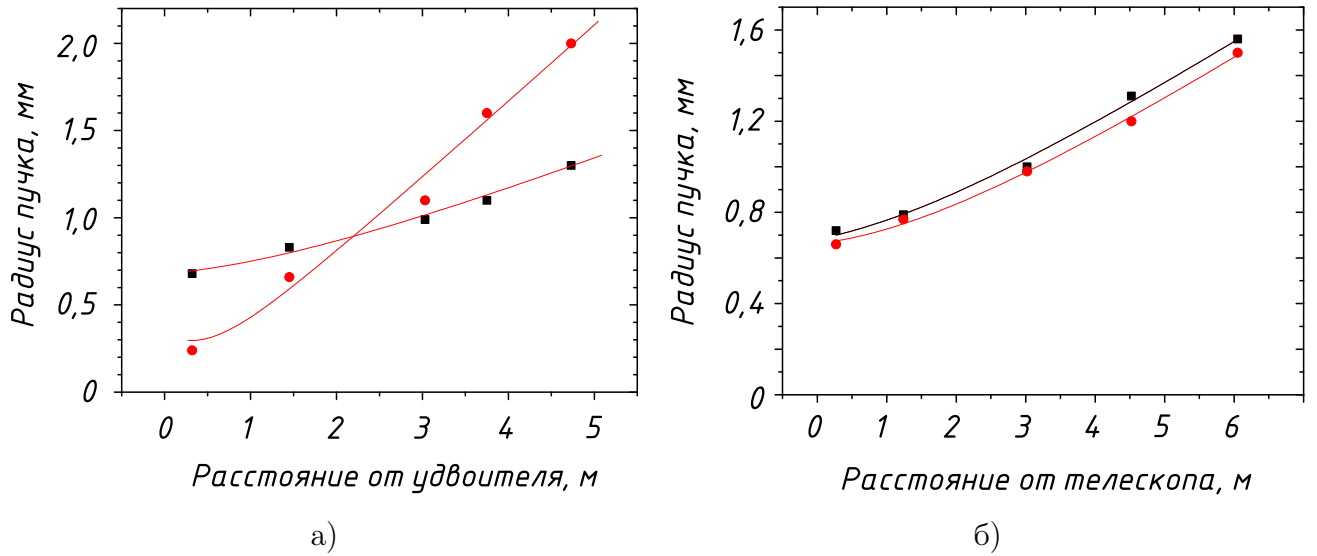


Рисунок 1.4 — Параметры лазерного пучка до а) и после б) цилиндрического телескопа. Квадратики — радиус перетяжки пучка по горизонтали, кружочки — по вертикали; сплошные линии — аппроксимация формулой $r(z) = r(z_0)\sqrt{1 + (z - z_0)^2(\frac{\lambda}{\pi\omega})^2}$ [53].



Рисунок 1.5 — Фотографии лазерного пучка после удвоителя частоты MBD-200; а) до цилиндрического телескопа; б) сразу после цилиндрического телескопа.

Пучок привязки использовался для стабилизации частоты лазера (см. п. 1.2.4). Предварительно его частота была сдвинута на +400 МГц с помощью двухпроходного акусто-оптического модулятора (АОМ1). Типичная мощность составляла 2 мВт.

Пучок МОЛ использовался для создания МОЛ. Необходимая для функционирования МОЛ и оптической патоки красная частотная отстройка пучков МОЛ создавалась с помощью двухпроходного акусто-оптического модулятора

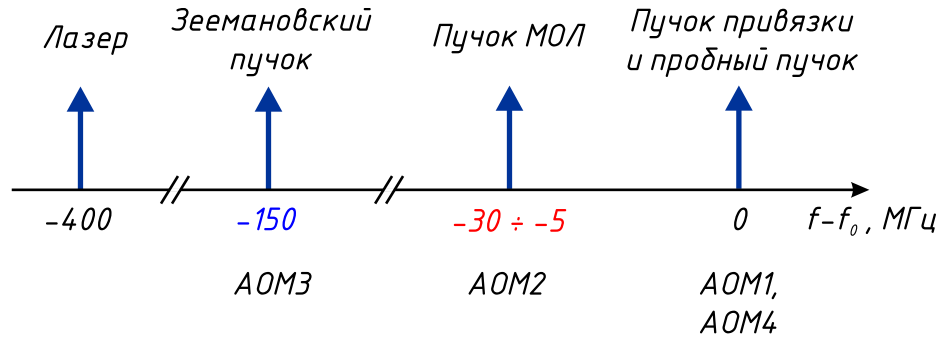


Рисунок 1.6 — Условная схема частот АОМов. По горизонтальной оси указана разность частоты каждого пучка и частоты охлаждающего перехода f_0 . Частота света после удвоителя была отстроена на -400 МГц от охлаждающего перехода; частотная отстройка пучка зеемановского замедлителя составляла -150 МГц, пучок МОЛ, который использовался для лазерного охлаждения и создания МОЛ, был отстроен на $-(30 \div 5)$ МГц; пучок привязки и пробный пучок были в резонансе с охлаждающим переходом.

(АОМ2 на Рисунке 1.2), который сдвигал частоту света на $+370 \div 395$ МГц, создавая красную отстройку от охлаждающего перехода в диапазоне от $0,5\gamma$ до 3γ ($5 \div 30$ МГц). Далее, пучок делился на три пучка с равными интенсивностями. С помощью трех телескопов полученные пучки расширялись до диаметра $3,5$ мм (по уровню $1/e^2$). Три четвертьволновые пластинки, расположенные перед вводом в вакуумную камеру, делали поляризацию пучков круговой, причем поляризации двух горизонтальных пучков совпадали между собой и отличались знаком от поляризации вертикального пучка (см. Приложение Б). Каждый из трех пучков отражался точно назад зеркалом, расположенным за вакуумной камерой (см. Рисунок 1.2), это позволяло совместить падающий и отраженный пучки с точностью, превышающей 6 угл. мин. Чтобы изменить знак круговой поляризации обратных пучков (относительно Л.С.О.) перед задним зеркалом помещалась четвертьволновая фазовая пластинка². Максимальная мощность каждого из пучков составляла 4 мВт, что при данном радиусе пучков соответствует интенсивности в области МОЛ примерно 30 мВт/см² (параметр насыщения перехода равен $I_{sat} \approx 18$ мВт/см²).

²Свет проходил через нее дважды.

Зеемановский пучок использовался для торможения атомов в зеемановском замедлителе (см. Приложение Б). Для эффективной работы зеемановского замедлителя, частота пучка света, используемого для торможения, должна быть отстроена примерно на 15γ ниже охлаждающего перехода [45]. Такая отстройка создавалась однопроходным акусто-оптическим модулятором (АОМ4), работающим на частоте 250 МГц. Мощность пучка составляла около 15 мВт при диаметре 2,5 мм (по уровню $1/e^2$).

Для подсветки облака захваченных атомов применялся пробный пучок, настроенный точно в резонанс с охлаждающим переходом. Для его формирования использовался нулевой порядок от четвертого АОМа (АОМ4 на Рисунке 1.2). Этот пучок направлялся в однопроходный АОМ (АОМ3 на Рисунке 1.2), работающий в +2 порядке дифракции и сдвигающий частоту света на 400 МГц. Получившийся пучок с помощью поляризационного делителя пучка (ПДП) подмешивался к вертикальному пучку МОЛ (в результате, пробный пучок тоже имел круговую поляризацию). Пробный пучок, также как и вертикальный пучок МОЛ, отражался точно назад, что уменьшало эффект сдувания атомов из МОЛ этим пучком.

Данная оптическая схема МОЛ позволяла независимо включать и выключать все световые пучки, подавая соответствующие управляющие сигналы на АОМы (см. п. 1.2.7).

1.2.4. Стабилизация частоты лазера

Для стабилизации частоты лазера на больших интервалах времени (1 минута и больше) использовался метод фазово-модуляционной спектроскопии насыщения [2, стр. 272]. Привязка частоты осуществлялась к пику сигнала

ла насыщенного поглощения, соответствующему охлаждающему переходу (левый пик на Рисунке 1.7). В целях удобства эксперимента (например, чтобы можно было выключать все световые пучки независимо) часть мощности лазера, направляемая на привязку, была предварительно сдвинута по частоте на 400 МГц с помощью двухпроходного акусто-оптического модулятора (АОМ1 на Рисунках 1.2 и 1.8). Таким образом, частота света, выходящего из лазера, была сдвинута на 400 МГц в красную область спектра относительно охлаждающего перехода. Схема привязки показана на Рисунке 1.8.

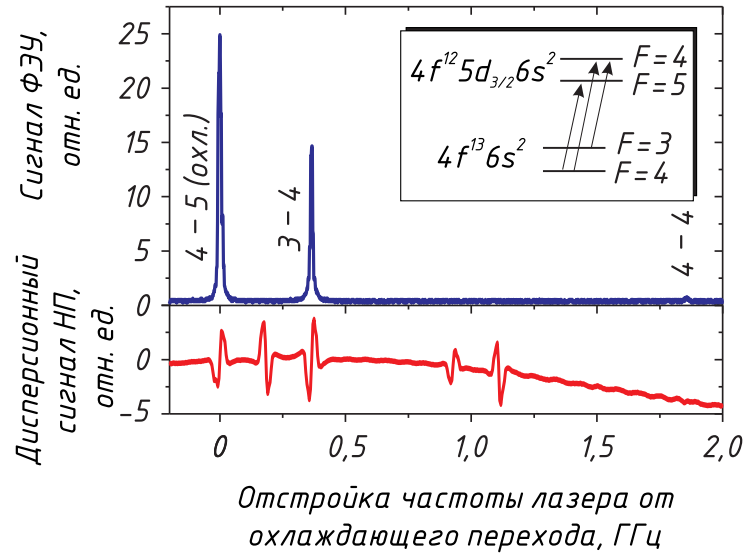


Рисунок 1.7 — Верхний рисунок: часть спектра Tm в области 410,6 нм без доплеровского уширения. На вставке изображены соответствующие уровни Tm (со сверхтонким расщеплением) и разрешенные переходы. Нижний рисунок: дисперсионный спектр насыщенного поглощения тулия. Взято из работы [37].

Кратко опишем схему стабилизации частоты титан-сапфирового лазера относительно охлаждающего перехода в атомах тулия.

После акусто-оптического модулятора (АОМ1 на Рисунках 1.2 и 1.8) свет делился с помощью полуволновой пластинки и поляризационного делителя (ПДП1 на Рисунке 1.8) на два пучка: пучок накачки и пробный пучок. Эти пучки сводились к кювете с парами тулия, которая нагревалась отдельной печкой (Печь 2 на Рисунке 1.2) до температуры 900 К и непрерывно откачива-

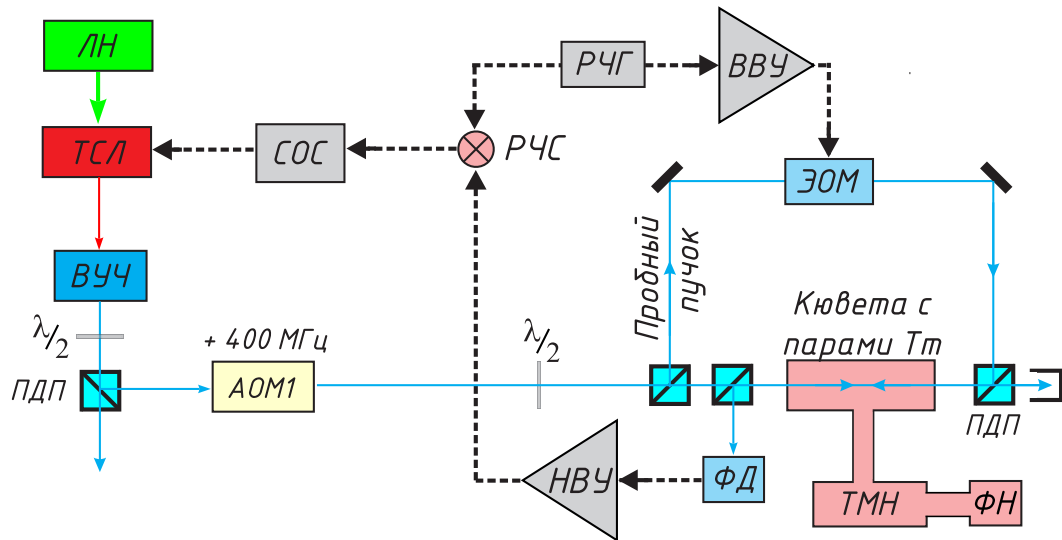


Рисунок 1.8 — Схема стабилизации частоты лазера. ЛН — лазер накачки (Verdi V-10), ТСЛ — одностотный титан-сапфировый лазер (MBR-110), ВУЧ — внутрирезонаторный удвоитель частоты (MBD-200), СОС — система обратной связи, РЧС — радиочастотный смеситель, РЧГ — радиочастотный генератор, АОМ1 — акусто-оптический модулятор, ЭОМ — электро-оптический модулятор, ФД — фотодиод, НВУ — низковольтный усилитель, ВВУ — высоковольтный усилитель, ПДП — полярizations делитель пучка (полярizations делитель пучка), $\lambda/2$ — полуволновая фазовая пластинка, ТМН — турбомолекулярный насос, ФН — форвакуумный насос. Сплошные линии со стрелками обозначают лазерные пучки, пунктирные — провода.

лась турбо-молекулярным насосом. Перед кюветой пробный пучок модулировался по фазе с частотой около 22 МГц с помощью электро-оптического модулятора (ЭОМ на Рисунке 1.8). ЭОМ питался от высоковольтного усилителя, на который подавался сигнал от радиочастотного генератора. После кюветы пробный пучок попадал на быстрый фотодиод (с постоянной времени меньше 10 мкс), сигнал с которого, предварительно усиленный, направлялся на смеситель (Minicircuits ZRPD-1), где перемножался с опорным сигналом от радиочастотного генератора. Низкочастотный сигнал смесителя подавался на сервосистему, которая в свою очередь создавала сигнал ошибки, используемый для сканирования частоты титан-сапфирового лазера. Типичный дисперсионный сигнал представлен на Рисунке 1.7. Хорошее отношение сигнал/шум позволило стабилизировать частоту лазера в пределах половины естественной ширины линии охлаждающего перехода.

1.2.5. Испарительная печь

Источником атомов тулия служила сконструированная в нашей лаборатории сапфировая печь. Она состоит из рубинового стержня (тигля), в который загружался металлический тулий. Нагревательным элементом служила вольфрамовая проволока с сопротивлением 1,7 Ом при комнатной температуре. Для теплоизоляции применялся набор тепловых экранов³. Температура печи контролировалась с помощью платинового резистора. В ней металлический тулий сублимировался при температуре около 1000 °С. При стандартной работе печи через нее пропусклся ток 2 А при напряжении 12 В.

Диафрагмы Д1 (диаметр 3 мм и длина 2 см) и Д2 (диаметр 5 мм и длина 2 см) формировали пучок атомов (см. Рисунок 1.2). Ранее было измерено [45], что атомный пучок в области МОЛ имел полную интенсивность порядка $10^9 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и площадь поперечного сечения около 1 см^2 [45].

1.2.6. Система регистрации

Для последующих измерений облако холодных атомов с помощью линзы с фокусным расстоянием 50 мм отображалось на фотокатод ФЭУ. Перед ним располагались диафрагма диаметром порядка 2-3 мм, служащая для уменьшения фоновой засветки, и интерференционный светофильтр, пропускающий только синюю часть спектра. С помощью измерителя мощности РМ100 (ThorLabs) ФЭУ был абсолютно откалиброван для работы в токовом режиме, что позволяло определять число атомов в МОЛ. Измерения показали (см. Рисунок 1.9), что ФЭУ имеет линейный отклик вплоть до мощности падающего света 3 нВт (типичная мощность люминесценции атомов в МОЛ, достигающая ФЭУ была

³Тигель был изготовлен Колачевским Н.Н., а тепловые экраны — Чебаковым К.А.

меньше 1 нВт). Сигнал ФЭУ также линейно зависит от сопротивления нагрузочного резистора. При типичных резисторах нагрузки 50 и 100 кОм постоянная времени ФЭУ составила 20 и 40 мкс соответственно (см. Рисунок 1.10) и ограничивалась емкостью коаксиального кабеля RG-58 (~ 100 пФ/м) и паразитной емкостью резистора нагрузки (~ 200 пФ). Для целей эксперимента полученных значений постоянной времени было достаточно.

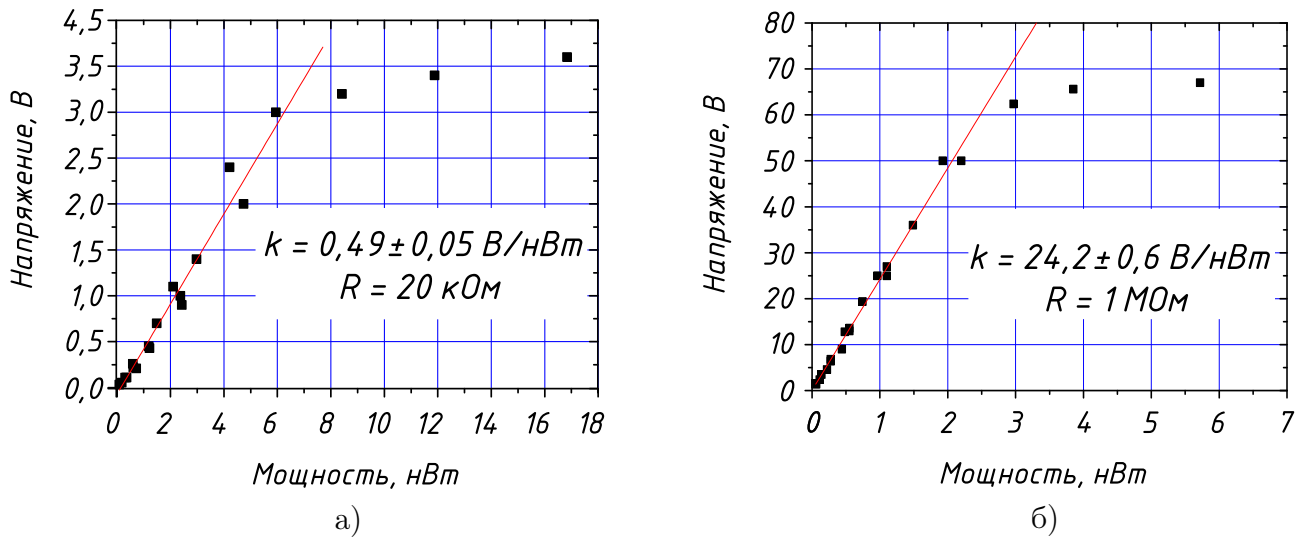


Рисунок 1.9 — Калибровочные кривые ФЭУ при напряжении питания -700 В . а) Нагрузка равна 20 кОм; б) Нагрузка равна 1 МОм. При измерении принято во внимание, что входное сопротивление вольтметра также равно 1 МОм.

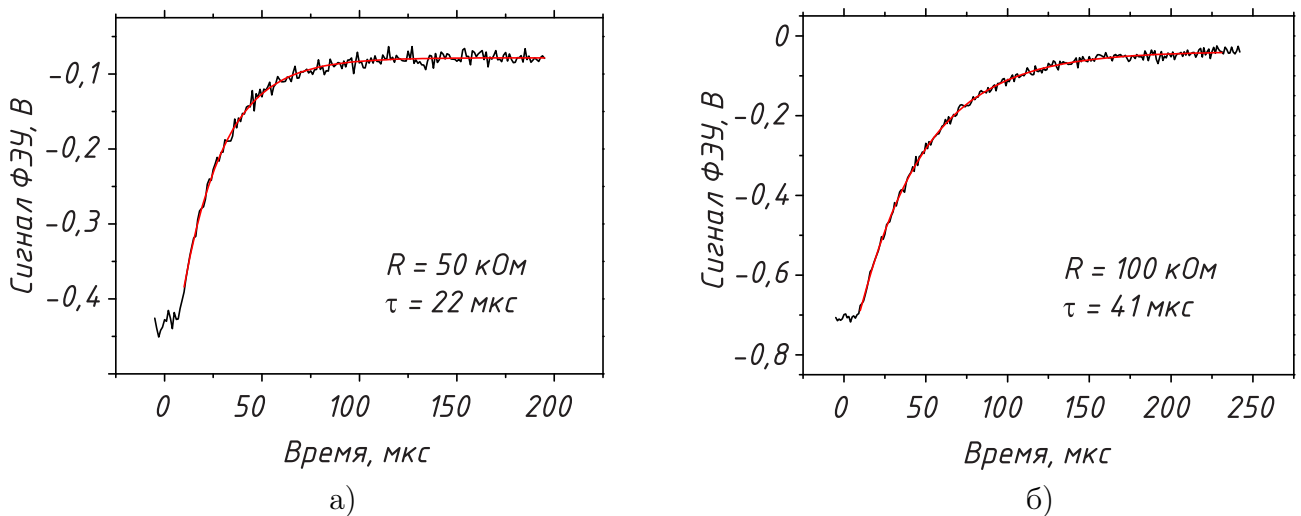


Рисунок 1.10 — Время отклика ФЭУ при напряжении питания -700 В . а) Нагрузка равна 50 кОм; б) Нагрузка равна 100 кОм.

Кроме этого, облако с увеличением 1,2 отображалось на чувствительную ПЗС-камеру (ПЗС на Рисунке 1.2) SDU-205 фирмы СпецТелеТехника на основе ПЗС-матрицы ICX205AL фирмы Sony. Данная камера имеет шумы считывания меньше $10\text{e}^-/\text{пиксель}$ и темновой ток меньше $1\text{e}^-/\text{пиксель}/\text{с}$ при комнатной температуре. При типичных временах экспозиции меньших 1 мс таким темновым током можно пренебречь. С помощью измерителя мощности PM100 (ThorLabs) ПЗС-камера была также абсолютно откалибрована [54]. Полная квантовая эффективность одного пикселя на длине волны 410,6 нм оказалась меньше 10%. Для надежной регистрации сигнала люминесценции число электронов/пиксель должно быть больше шумов считывания. Для увеличения отношения сигнал/шум использовался режим «биннинга» 4x4. В этом режиме заряды с соседних 16-ти пикселей складывались, а затем считывались, что увеличивало сигнал в 16 раз, но уменьшало пространственное разрешение. Чувствительность ПЗС-камеры позволяла уверенно регистрировать облако холодных атомов, содержащее больше 10^4 атомов и имеющее размер $\sim 100\text{ мкм}$.

1.2.7. Импульсная схема

Для измерения основных параметров облака холодных атомов (времени жизни и температуры) необходимо формировать импульсы света с длительностью от 100 мкс до 3 с и длительностью фронта меньше, чем 1 мкс. Для этой цели использовались те же акусто-оптические модуляторы (АОМ), которые применялись для сдвига частоты света. Длительность фронта нарастания сигнала на выходе АОМа, определяемая отношением характерного диаметра лазерного пучка в кристалле АОМа ($\sim 100\text{ мкм}$) к скорости звука в кристалле ($\sim 1000\text{ м/с}$), составляла $\sim 0,1\text{ мкс}$.

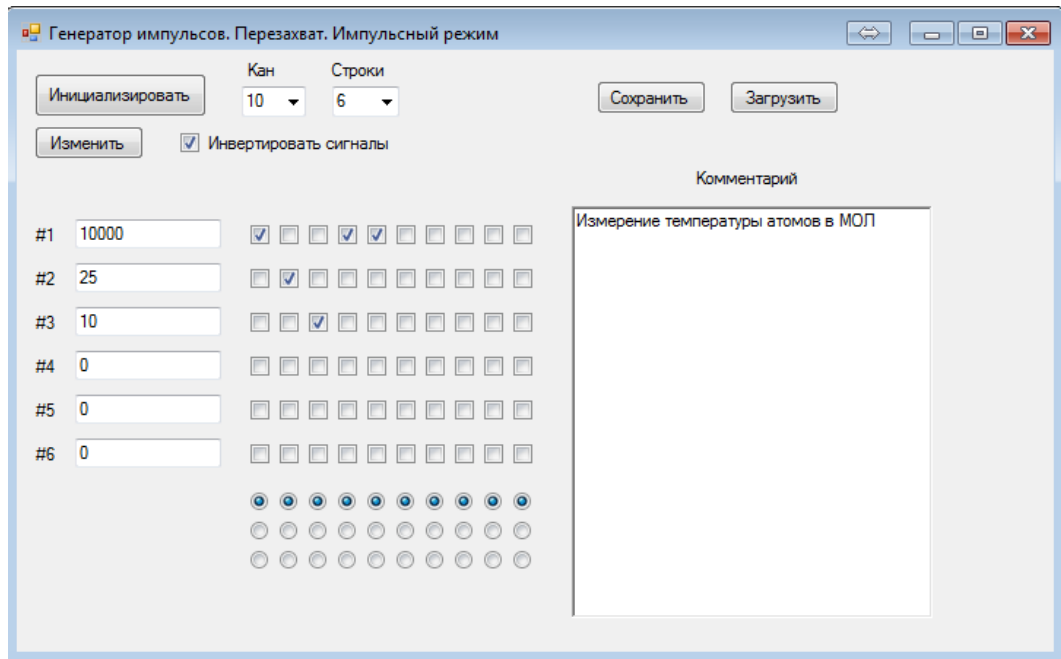


Рисунок 1.11 — Внешний вид компьютерного интерфейса для управления генератором импульсов.

Управление всеми частями установки (включение/выключение АОМов и магнитного поля, сигнал запуска ПЗС-камеры) осуществлялось с помощью ТТЛ-импульсов, которые генерировались универсальным внешним модулем ввода/вывода E14-440 фирмы L-Card. Он состоит из сигнального микропроцессора ADSP 2185M, выдающим импульсы, и дополнительного микроконтроллера, обеспечивающего удобный интерфейс обмена данными с персональным компьютером.

Для микропроцессора ADSP 2185M была написана программа, позволяющая синтезировать ТТЛ-импульсы длительностью от 100 мкс до 6 с с точностью лучше, чем 10 мкс и длительностью фронта < 100 нс. Она состоит из микропрограммы для ADSP 2185M, которая загружается в микроконтроллер, и графического интерфейса (см. Рисунок 1.11), позволяющего управлять генератором импульсов с персонального компьютера.

1.3. Время жизни и число атомов в МОЛ

1.3.1. Динамика числа атомов в МОЛ

Динамика числа атомов в МОЛ описывается следующим уравнением (см. [2, стр. 180] и [6]):

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= R_c - \frac{N}{\tau} - (g_1\xi + g_2\xi^2) \int_{R^3} n^2(r, t) d^3x = \\ &= \frac{dN}{dt} = R_c - \frac{N}{\tau} - (\beta_1\xi + \beta_2\xi^2)N^2, \\ \beta_{1,2} &= \frac{g_{1,2}}{2\sqrt{2}\pi^{1.5}w^3},\end{aligned}\tag{1.1}$$

где R_c — число атомов, захватываемых в МОЛ в единицу времени, τ — *время жизни* атомов в ловушке, w — радиус ловушки по уровню $1/e$, $g_{1,2} = \langle \sigma_{1,2} \cdot v \rangle$ — константы скорости бинарных столкновений возбужденного атома с невозбужденным и двух возбужденных атомов соответственно, ξ — доля возбужденных атомов. Второй, третий и четвертый члены отвечают за потери атомов из МОЛ. Линейное по числу атомов слагаемое обусловлено столкновениями с остаточными газами и дополнительными потерями атомов с верхнего уровня, вызванные ветвлением охлаждающего перехода (см. п. 1.3.3). Квадратичные по числу атомов слагаемые связаны с неупругими бинарными столкновениями атомов тулия внутри МОЛ (см. п. 1.3.2). При взаимодействии возбужденного и невозбужденного атомов (или двух возбужденных атомов) может, например, произойти безрадиационный распад возбужденного состояния с выделением энергии, большей, чем глубина МОЛ (~ 1 К), что приведет к потере атома из МОЛ.

Бинарные столкновения также обуславливают наличие *предельной концентрации* атомов в МОЛ (см. п. 1.3.2).

Если пренебречь бинарными столкновениями, то уравнение (1.1) имеет простое решение:

$$N(t) = (N(0) - R_c\tau)e^{-t/\tau} + R_c\tau. \quad (1.2)$$

Если в начальный момент времени ловушка была пуста, то число атомов в ней будет увеличиваться по закону:

$$N(t) = R_c\tau \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad (1.3)$$

и достигнет равновесного значения

$$N_\infty = R_c\tau \quad (1.4)$$

за характерное время τ . Этот процесс называется «загрузкой» ловушки.

Если же в какой-нибудь момент времени прекратить захват новых атомов в ловушку (т.е. приравнять R_c к нулю), то число атомов в ловушке будет экспоненциально уменьшаться:

$$N(t) = N(0)e^{-t/\tau}. \quad (1.5)$$

Этот процесс называется «разгрузкой» ловушки. «Загрузка» и «разгрузка» ловушки (см. 1.3 и 1.5) подчиняются экспоненциальному закону с одинаковой постоянной времени τ , которая представляет собой *время жизни* атомов в МОЛ. Совпадение этих времен в эксперименте означает, что влиянием бинарных столкновений можно пренебречь в пределах ошибки измерения [6].

Для измерения времени жизни (времени разгрузки), при полностью загруженной ловушке перекрывался свет (путем выключения соответствующего АОМа), идущий в зеемановский замедлитель, тем самым прекращался поток

замедленных атомов, которые могут быть захвачены в МОЛ, и число атомов в МОЛ начинало уменьшаться. Оптическая патока и магнитные поля оставались включенными во время всего эксперимента. Через $2 \div 3$ секунды после начала процесса разгрузки (к этому времени в ловушке уже не оставалось атомов) включался свет, идущий в зеемановский замедлитель, и начиналась загрузка ловушки. Сигнал люминесценции облака холодных атомов регистрировался с помощью абсолютно откалиброванного ФЭУ, работающего в токовом режиме (см. Рисунок 1.2).

Типичная кривая разгрузки ловушки представлена на Рисунке 1.12. Она представляет собой одноэкспоненциальный распад.

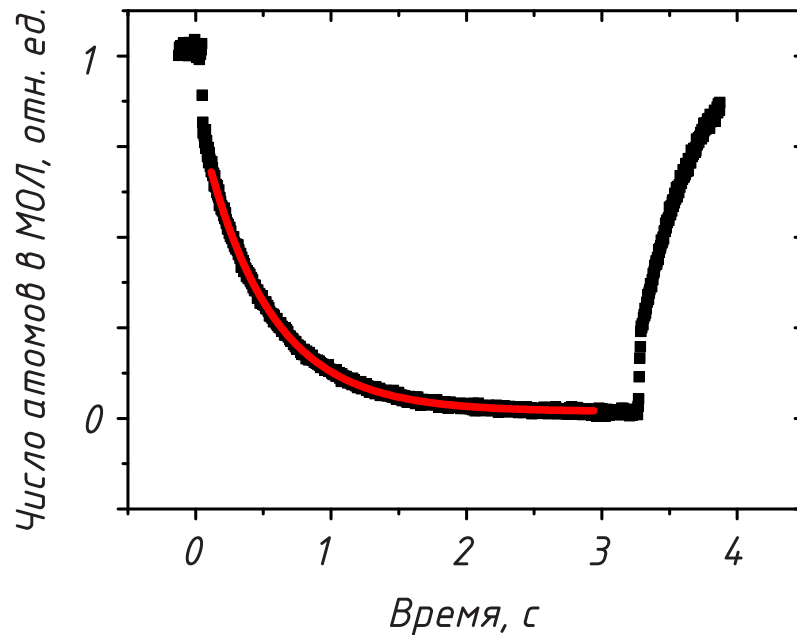


Рисунок 1.12 — Типичная кривая разгрузки МОЛ, соответствующая экспоненциальному распаду с постоянной времени 0.55 с. Усреднение по 16 циклам разгрузки.

1.3.2. Влияние столкновений

Если концентрация атомов в МОЛ достаточно велика, то линейные потери и квадратичные в (1.1) становятся одного порядка. Типичная доля возбуж-

денных атомов $\xi \approx 10\%$, поэтому столкновениями двух возбужденных атомов можно пренебречь.

В этом случае решение для загрузки ловушки имеет вид:

$$N(t) = \frac{-\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 4R\beta_1\xi} \cdot \operatorname{th}\left(\frac{t+c}{2}\sqrt{\gamma^2 + 4R\beta_1\xi}\right)}{2\beta_1\xi}, \quad (1.6)$$

где $\gamma = 1/\tau$ описывает линейные потери, а константа c определяется из начальных условий.

Когда число атомов в тулиевой МОЛ превышало 10^6 , то было экспериментально обнаружено влияние бинарных столкновений на загрузку ловушки (см. Рисунок 1.13).

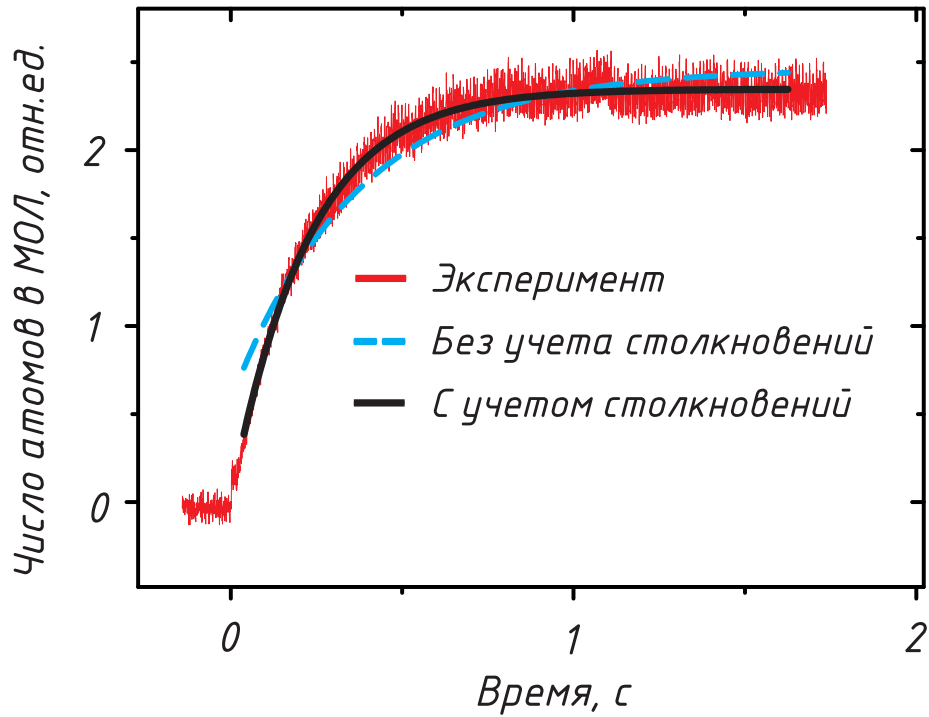


Рисунок 1.13 — Динамика загрузки МОЛ. Сплошная линия — аппроксимация формулой (1.6); пунктирная линия — аппроксимация без учета столкновений (1.3) [55].

Из анализа кривых загрузки была дана оценка константы скорости бинарных столкновений $(3 \pm 2) \times 10^{-10} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$. Можно предположить, что в данную константу скорости дают вклад столкновения между двумя возбужденными

атомами и столкновения между возбужденным и невозбужденным атомами. К сожалению, мы не смогли надежно разделить два указанных эффекта. Для этого надо было бы измерить время жизни, когда доля возбужденных атомов ξ велика, однако в этом случае время жизни и число атомов в МОЛ сильно сокращаются (см. п. 1.3.3) и влияние бинарных столкновений резко падает. Отметим, что сечение столкновений (и соответствующая константа скорости) возбужденного и невозбужденного атомов обычно больше сечения столкновений между атомами в основном состоянии (см. п. 3.5).

Бинарные столкновения атомов в МОЛ ограничивают *предельную концентрацию* атомов в МОЛ. С ростом концентрации атомов потери за счет бинарных столкновений (1.1) становятся сравнимы линейными потерями:

$$g_1 n_{max} \xi \sim \frac{1}{\tau} \quad (1.7)$$

или

$$n_{max} \sim \frac{1}{\tau g_1 \xi}. \quad (1.8)$$

Для типичных параметров тулиевой МОЛ ($g_1 \sim 10^{-10} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$, $\tau \sim 1 \text{ с}$, $\xi \sim 0,1$) имеем:

$$n_{max} \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}. \quad (1.9)$$

При достижении таких концентраций облако холодных атомов перестает иметь гауссову форму и для дальнейшего увеличения числа атомов в МОЛ необходимо увеличивать размер облака, например, за счет уменьшения градиента квадрупольного магнитного поля.

1.3.3. Оптические потери в МОЛ. Коэффициент ветвления охлаждающего перехода

В случае, когда бинарными столкновениями можно пренебречь (т.е. положить коэффициенты β_i в уравнении (1.1) равными нулю), время жизни обычно определяется столкновениями захваченных атомов с окружающим газом и не зависит от интенсивности пучков МОЛ. Однако, для атомов тулия существенен еще один механизм потерь. Охлаждающий переход не является циклическим: верхний уровень может распадаться на соседние уровни противоположной четности (см. Рисунок 0.1), что приводит к выходу атома из цикла охлаждения. Очевидно, что такие потери зависят от равновесной населенности верхнего уровня — чем больше на нем атомов, тем больше потери. Следовательно потери, а с ними и время жизни, зависят от интенсивности пучков МОЛ. Измеряя время жизни при разных мощностях пучков МОЛ, можно оценить коэффициент ветвления охлаждающего перехода по верхнему уровню (см. п. 1.3).

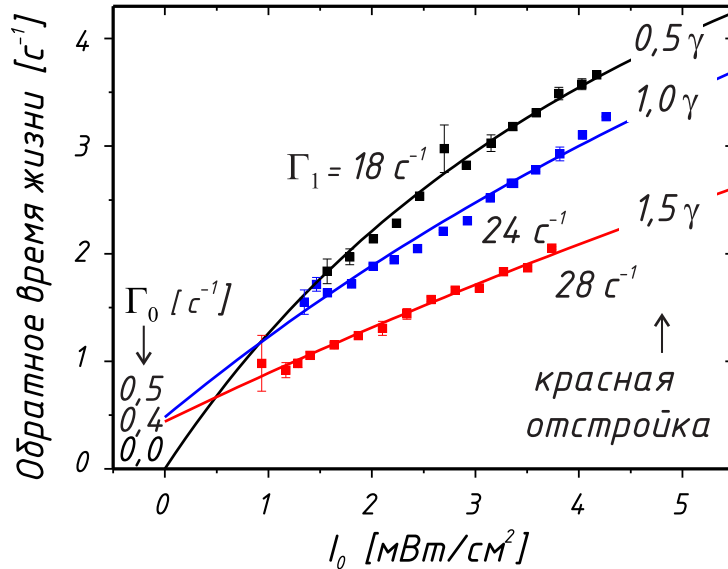


Рисунок 1.14 — Обратное время жизни атомов в МОЛ при различных интенсивностях и отстройках охлаждающих пучков [56]. I_0 — интенсивность на оси каждого из 6-ти пучков МОЛ. Γ_0 и Γ_1 соответствуют параметрам модели, описанной в тексте.

Для этого рассмотрим ансамбль двухуровневых атомов, находящийся в поле световой волны частоты f и обладающий следующими свойствами. Во-первых, атом с вероятностью Γ_1 , которая много меньше вероятности спонтанного распада верхнего уровня Γ , может покинуть этот ансамбль (имитация облучаемых выше оптических потерь). Также предполагается, что атом, покинувший цикл охлаждения, не может в него вернуться, сохранив низкую температуру. Во-вторых, атом, независимо от того, находится он в основном или возбужденном состоянии, с вероятностью Γ_0 также может покинуть рассматриваемый ансамбль (имитация столкновения с буферным газом). Кроме этого существует постоянный приток новых атомов в основное состояние (аналог коэффициента R_c в уравнении (1.1)). В этом случае число возбужденных атомов имеет простой вид:

$$N_e = N \frac{S}{1 + 4\delta^2 + 2S}, \quad (1.10)$$

а обратное время жизни атомов в ловушке выглядит так:

$$\tau^{-1} = \Gamma_0 + \Gamma_1 \times \frac{S}{1 + 4\delta^2 + 2S}, \quad (1.11)$$

где N_e — число атомов в возбужденном состоянии, N — полное число атомов, $S = I/I_{sat}$ — параметр насыщения, I — интенсивность света, $I_{sat} = 18 \text{ мВт/см}^2$ — интенсивность насыщения (см. Приложение В), $\delta = \Delta f/\gamma$ — отстройка частоты света от резонанса, выраженная в единицах естественной ширины линии.

На Рисунке 1.14 приведены результаты измерения обратного времени жизни атомов в ловушке от интенсивности пучков МОЛ при различных частотных отстройках этих пучков. В результате аппроксимации эксперименталь-

ных данных рассмотренной моделью (см. Рисунок 1.14) для вероятности побочного распада верхнего уровня охлаждающего перехода получено значение $\Gamma_1 = (22 \pm 6) \text{ с}^{-1}$. Соответствующая нижняя граница коэффициента ветвления охлаждающего перехода равна $\Gamma_1/\Gamma = (3 \pm 1) \times 10^{-7}$, что значительно лучше теоретической оценки, дающей значение от 3×10^{-5} до 12×10^{-5} [37]. Параметр Γ_0 составил 0,5, что соответствует времени жизни 2 с при нулевой мощности пучков МОЛ. Наибольшее измеренное время жизни составило 1,9 с, оно обусловлено столкновениями захваченных атомов с остаточными газами в вакуумной камере.

1.3.4. Число атомов в МОЛ. «Темная» МОЛ

Основным параметром МОЛ является число захваченных атомов. В различных задачах может требоваться как большое число захваченных атомов (получение БЭК атомов), так и малое число (квантовые оптические логические элементы). Мы измеряли число атомов по сигналу люминесценции МОЛ, который регистрировался с помощью ФЭУ, фотокатод которого был абсолютно откалиброван. Затем сигнал ФЭУ пересчитывался в число атомов с учетом интенсивности пучков МОЛ и телесного угла сбора фотонов от атомов в МОЛ ($\approx 0,01$ стер.рад.). На Рисунке 1.15 представлена зависимость числа атомов в МОЛ от интенсивности и от отстройки пучков МОЛ. Полученные зависимости качественно согласуются с выводами, сделанными в Приложении Б.

Для еще большего увеличения числа атомов мы реализовали «темную» ловушку. Для этого с помощью специальной фазовой пластинки, которая переводит низшую пространственную гауссову моду TEM_{00} в Лаггер-Гауссову моду LG_{10} , в центре каждого из пучков МОЛ была сделана «дырка» диаметром при-

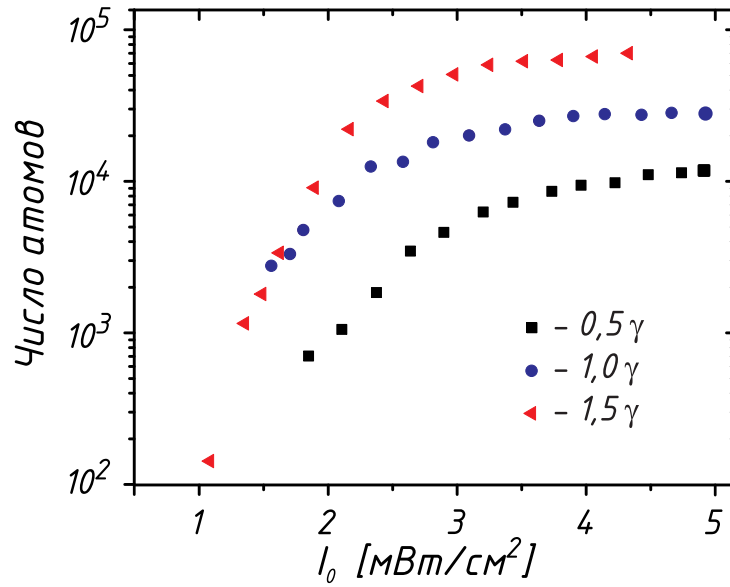


Рисунок 1.15 — Число атомов в МОЛ при разных красных отстройках и интенсивностях пучков МОЛ [56]. Эксперимент проводился при пониженной температуре испарительной печи.

мерно 2 мм. В итоге, в центре МОЛ образовалась область, в которой нет света. Так как основным каналом потерь в нашей МОЛ является уход атома из цикла охлаждения за счет ненулевого коэффициента ветвления охлаждающего перехода, то в области пространства, где нет света, будет скапливаться большее число атомов. Наблюдалось пятикратное увеличение числа атомов в «темной» ловушке по сравнению с обычной при прочих равных условиях. В дальнейшем нигде «темная» ловушка больше не использовалась, так как она приводила к сильно несимметричной форме облака атомов (см. Рисунок 1.16) [55].



Рисунок 1.16 — Фотографии «тёмной» МОЛ [55]. а) — изображение, полученное при подсветке атомов «дырявыми» пучками МОЛ, имеющими пространственную моду LG_{10} ; б) — при подсветке пробным пучком с пространственной модой TEM_{00} . Видно, что облако имеет неправильную форму.

Стоит отметить, что наибольшая концентрация атомов в центре МОЛ составляла $n_0 \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что практически совпадает с предельным значением $n_{max} \approx 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (см. п. 1.3.2), вызванным бинарными столкновениями атомов в МОЛ.

1.3.5. Влияние перекачивающего лазера

Излучение, настроенное в резонанс с охлаждающим переходом $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (см. Рисунок 0.1) способно за счет нерезонансного возбуждения уровня $F' = 4$ осуществлять оптическую накачку на подуровень $F = 3$ основного состояния. Атом, оказавшись на этом подуровне, слабо взаимодействует с охлаждающим светом и может покинуть МОЛ. Чтобы закрыть подобный канал потерь, обычно используют перекачивающий лазер. Для этого в тулиевой МОЛ используется лазерное излучение, настроенное в резонанс с переходом $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Оно выполняет оптическую накачку с уровня $F = 3$ на уровень $F = 4$ через уровень $F' = 4$, тем самым возвращая атомы в цикл охлаждения. Без подобной перекачки населенности большинство МОЛ просто не работают (например, МОЛ для атомов Rb).

Особенности сверхтонкого расщепления в атоме тулия — примерное совпадение энергий расщепления верхнего и нижнего уровней охлаждающего перехода (см. Рисунок 1.17), вместе с обратным порядком подуровней ($F = 4$ расположен ниже $F = 3$) по сравнению с атомом рубидия — позволяют использовать охлаждающий лазер в качестве перекачивающего. Покажем это.

Из теории атомных спектров известно соотношение, связывающее вероятности переходов между компонентами сверхтонкой структуры спектральной линии [57, § 32 п. 6]:

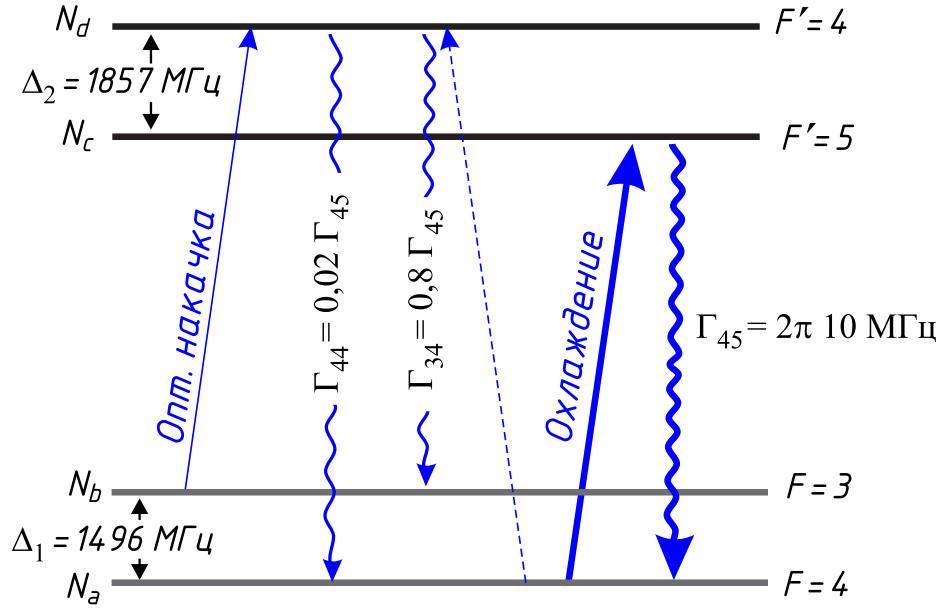


Рисунок 1.17 — Сверхтонкая структура уровней охлаждающего перехода и вероятности переходов.

$$W_{JF \rightarrow J'F'} \propto (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{matrix} \right\}^2,$$

где I — спин ядра (для тулия $I = 1/2$); F, F' — полный момент нижнего и верхнего уровней; J, J' — электронный момент нижнего и верхнего уровней, $\{\dots\}$ — $6j$ -символ Вигнера [57, § 13]. Оно позволяет выразить вероятности переходов $F = 3 \rightarrow F' = 4$ и $F = 4 \rightarrow F' = 4$ через известную вероятность $\Gamma_{45} \equiv \Gamma \approx 2\pi \times 10 \text{ МГц}$ перехода $F = 4 \rightarrow F' = 5$:

$$\Gamma_{F=3 \rightarrow F'=4} \equiv \Gamma_{34} \approx \Gamma_{45} \times 0,8, \quad (1.12)$$

$$\Gamma_{F=4 \rightarrow F'=4} \equiv \Gamma_{44} \approx \Gamma_{45} \times 0,02.$$

Найдем стационарную населенность подуровня $F = 3$ основного состояния для случая пучков бесконечного радиуса. Будем считать, что свет, настроенный в резонанс с переходом $F = 4 \rightarrow F' = 5$, также нерезонансно возбуждает переходы $F = 4 \rightarrow F' = 4$ и $F = 3 \rightarrow F' = 4$, соответствующие лоренцевские

факторы равны $1/L_1$ и $1/L_2$. Соответствующие кинетические уравнения [58, гл. II] имеют вид:

$$\begin{aligned}\frac{dN_a}{dt} &= -N_a \frac{\sigma I}{\hbar\omega} - N_a \frac{\sigma I}{\hbar\omega L_1} + N_c \left(\Gamma_{45} + \frac{\sigma I}{\hbar\omega} \right) + N_d \left(\Gamma_{44} + \frac{\sigma I}{\hbar\omega L_1} \right), \\ \frac{dN_b}{dt} &= -N_b \frac{\sigma I}{\hbar\omega L_2} + N_d \left(\Gamma_{34} + \frac{\sigma I}{\hbar\omega L_2} \right), \\ \frac{dN_c}{dt} &= N_a \frac{\sigma I}{\hbar\omega} - N_c \left(\Gamma_{45} + \frac{\sigma I}{\hbar\omega} \right), \\ N &= N_a + N_b + N_c + N_d,\end{aligned}$$

где

$$\sigma = 3\lambda^2/2\pi \quad (1.13)$$

есть резонансное сечение поглощения атома⁴ (см. [60, п. 15.6.2] и [61, § 63]); разницей частот в знаменателях можно пренебречь. В стационарном случае имеем:

$$\frac{N_b}{N_a} = \frac{L_2 \Gamma_{34} + \Gamma_{45} \frac{S}{2L_2}}{L_1 \Gamma_{44} + \Gamma_{45} \frac{S}{2L_1}} \approx \frac{L_2 \Gamma_{34}}{L_1 \Gamma_{44}}$$

где $S = I/I_{sat}$ — параметр насыщения, а $I_{sat} = \hbar\pi c\Gamma/3\lambda^2 = 18 \text{ мВт/см}^2$ — интенсивность насыщения охлаждающего перехода. Учитывая, что:

$$\begin{aligned}L_2 &= 1 + 4 \left(2\pi \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Gamma_{34}} \right)^2 \approx 8.1 \cdot 10^3, \\ L_1 &= 1 + 4 \left(2\pi \frac{\Delta_2}{\Gamma_{44}} \right)^2 \approx 3.4 \cdot 10^8,\end{aligned}$$

получаем:

$$\frac{N_b}{N_a} = \left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_2} \right)^2 \frac{\Gamma_{44}}{\Gamma_{34}} \approx 10^{-4}.$$

Таким образом, населенность подуровня $F = 3$ пренебрежимо мала. Однако, надо учесть конечный радиус лазерных пучков. Если атом оказался на под-

⁴В предположении, что линия не уширена дополнительными механизмами уширения, например, мощностью [59].

уровне $F = 3$, то ему надо рассеять в среднем

$$\Delta N = \frac{\Gamma_{34} + \Gamma_{44}}{\Gamma_{44}} \approx 40$$

фотонов прежде, чем он вернется на подуровень $F = 4$. Среднее время между двумя последовательными актами нерезонансного рассеяния фотонов на переходе $F = 3 \rightarrow F' = 4$ равно (предполагается, что переход не находится в насыщении):

$$\delta t = \frac{2L_2}{\Gamma_{45} S} = \frac{2 \cdot 8 \times 10^3}{2\pi 10^7 \cdot S} \approx \frac{0,3}{S} \text{ мс.}$$

Поэтому время, необходимое на рассеяние 40 фотонов, равно:

$$\Delta t = \Delta N \times \delta t \approx \frac{10}{S} \text{ мс.}$$

Атом, имеющий температуру T [мК], сместится за это время на расстояние

$$\Delta x = \Delta t \sqrt{\frac{k_B T}{m}} = 0,07 \frac{\sqrt{T}}{S} \text{ мм.} \quad (1.14)$$

Таким образом, эффект от использования дополнительного перекачивающего лазера зависит от температуры атомов, интенсивности и радиуса лазерных пучков. При достаточно низкой температуре перекачивающий лазер не нужен.

Для проверки этого утверждения несколько десятков мкВт света, настроенного в резонанс с переходом $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (см. Рисунок 0.1), направлялось в МОЛ.

При температуре $T \sim 1$ мК и параметре насыщения $S \sim 1$ атом, находящийся на подуровне $F = 3$ основного состояния, за время оптической накачки охлаждающим излучением сместится, согласно формуле (1.14), на 2 мм. Если радиус пучков равен 2,5 мм, то часть атомов (из высокоскоростного крыла

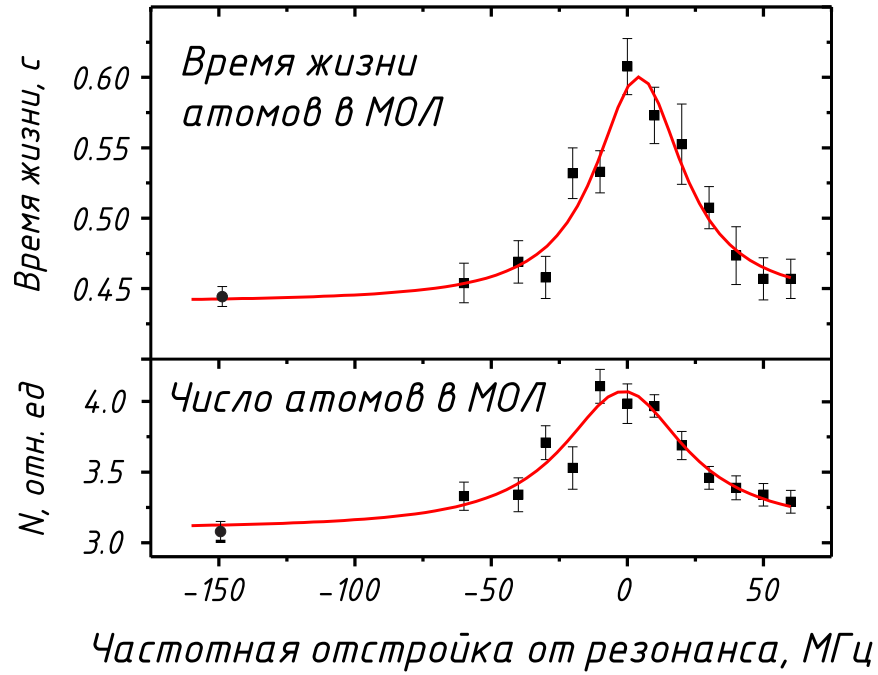


Рисунок 1.18 — Зависимость числа атомов в ловушке и времени жизни атомов в ловушке от отстройки перекачивающего лазера от перехода $F = 3 \rightarrow F' = 4$ [55]. Интенсивность перекачивающего лазера в области МОЛ составляла 2 мкВт/см^2 . Красная частотная отстройка пучков МОЛ составляла γ . Сплошные линии — аппроксимация лоренцевской формой линии. Ширина распределения для обоих графиков составила $50 \pm 10 \text{ МГц}$. Т.к. ширина перехода $F = 3 \rightarrow F' = 4$ составляет чуть меньше 10 МГц (1.12), то переход уже находился в насыщении и дальнейшее увеличение мощности не имело смысла. Круглые точки — значения, полученные без перекачивающего лазера.

максвелловского распределения) успеет покинуть область пересечения лазерных пучков МОЛ, что приведет к появлению дополнительного канала потерь. Использование перекачивающего лазера в этом случае увеличивало число атомов и время жизни атомов в МОЛ примерно на 30% [56] (см. Рисунок 1.18).

В последующих экспериментах были достигнуты температуры $T \leq T_D$ (см. Главу 2). При тех же значениях интенсивности света ($S \sim 1$ и радиусе пучков $\sim 2 \text{ мм}$ смещение атома за время оптической накачки меньше 1 мм и вероятность того, что атом покинет область МОЛ мала. При этих параметрах мы не обнаружили влияние перекачивающего лазера, настроенного в резонанс с переходом $F = 3 \rightarrow F' = 4$.

1.4. Основные результаты Главы 1

- 1) Создана МОЛ для атомов тулия, работающая на длине волны 410,6 нм.
- 2) Измерена зависимость времени жизни атомов в МОЛ от интенсивности и частотной отстройки пучков МОЛ. Максимальное время жизни атомов в МОЛ составило 1,9 с. Число атомов в МОЛ составило от 10^3 до 10^6 в зависимости от интенсивности и частотной отстройки пучков МОЛ и режима работы испарительной печи.
- 3) Исследовано влияние перекачивающего излучения. Обнаружено, что при субдоплеровских температурах атомов в МОЛ перекачивающее излучение не является обязательным.
- 4) Измерено значение коэффициента ветвления охлаждающего перехода по верхнему уровню $(3 \pm 1) \times 10^{-7}$.

Глава 2. Субдоплеровское охлаждение атомов тулия

Эксперименты, выполненные с атомами натрия [62], показали, что для них в оптической патоке достигаются более низкие температуры, чем предсказывает простая доплеровская теория лазерного охлаждения [63] (см. Приложение А). Для атомов, обладающих сложной структурой магнитных подуровней основного состояния, оказываются задействованы другие механизмы (например, охлаждение за счет *градиента поляризации*), приводящие к увеличению скорости охлаждения и, соответственно, снижению температуры [64].

2.1. Охлаждение за счет градиента поляризации

Существуют два механизма субдоплеровского охлаждения. Первый называется «сизифовым» и проявляется в случае, когда поляризации встречных пучков в оптической патоке линейны и ортогональны друг другу. Вторым называется «охлаждением за счет градиента поляризации» и имеет место, когда лазерные пучки поляризованы по кругу. Так как именно последняя конфигурация поляризаций присуща МОЛ, она и будет рассмотрена ниже.

Если два встречных лазерных пучка с равными частотами и интенсивностями имеют поляризации σ^+ и σ^- (относительно выбранной оси), то суммарное поле будет в каждой точке линейно поляризовано, но вектор поляризации будет «вращаться» по спирали (см. Рисунок 2.1).

Если атом покоится, то в каждой точке оптическая накачка создает равновесное распределение населенностей магнитных подуровней основного состояния. В этом случае вероятности рассеять фотон с поляризацией σ^+ или σ^- одинаковы. Если атом движется, то распределение населенностей не успевает адиабатически следовать за вращением вектора поляризации. В следствие

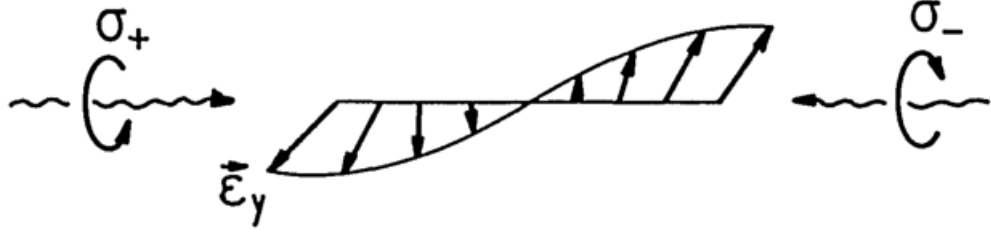


Рисунок 2.1 — Стоячая волна поляризации при интерференции двух волн с противоположными круговыми поляризациями. Взято из работы [64].

этого вероятность рассеять встречный фотон оказывается больше вероятности рассеять догоняющий фотон. Этот эффект и приводит к появлению дополнительной тормозящей силы. Соответствующий коэффициент вязкого трения для перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$ равен [64]:

$$\alpha = \frac{60}{17} \hbar k^2 \frac{2\delta/\Gamma}{5 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (2.1)$$

При большой частотной отстройке ($|\delta| > \Gamma$) и малых интенсивностях данная тормозящая сила оказывается значительно больше доплеровской (А.13). При малом параметре насыщения эта сила не зависит от интенсивности света, а нагревание, как и раньше, определяется эффектом отдачи (см. Приложение А), т.е. пропорциональна интенсивности. Поэтому равновесная температура при субдоплеровском охлаждении тоже пропорциональна интенсивности охлаждающего света.

Для переходов с большими F зависимость тормозящей силы от частотной отстройки и интенсивности лазерных пучков остается прежней [65]. Для процесса субдоплеровского охлаждения на сверхтонких переходах вида $F \rightarrow F + 1$ конечная температура имеет вид [66]:

$$T \propto \frac{I}{F\delta}. \quad (2.2)$$

В отличии от температуры в доплеровской теории (см. Приложение А), которая имеет минимум (А.19) при отстройке $\delta = -\Gamma/2$, температура в субдоплеровском режиме (2.2) монотонно уменьшается при увеличении модуля частотной отстройки $|\delta|$. Поэтому, измерив экспериментально зависимость температуры от отстройки можно надежно определить, задействованы ли в процессе охлаждения механизмы субдоплеровского охлаждения, даже при наличии систематических ошибок, приводящих к заниженным значениям температуры.

Минимальная температура, достигаемая методами субдоплеровского охлаждения, приближается к *пределу отдачи*

$$T_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 k^2}{k_B m},$$

который существенно ниже доплеровского предела. Для охлаждающего перехода на длине волны 410,6 нм он составляет 0,6 мК (см. Приложение В).

2.2. Влияние магнитного поля

Субдоплеровский механизм охлаждения оказывается чувствителен к магнитному полю [67, 68, 69]. Наиболее четко это видно из следующих соображений.

Для начала рассмотрим доплеровское охлаждение (в одном измерении). При наличии постоянного продольного магнитного поля B тормозящая сила окажется равной нулю для атомов, имеющих скорость:⁵

$$v_D = -g_e \frac{\mu_B B}{\hbar k}, \quad (2.3)$$

⁵В англоязычной литературе употребляется термин “locking velocity”

где g_e — фактор Ланде верхнего уровня охлаждающего перехода, μ_B — магнетон Бора, k — волновое число.

Теперь найдем скорость, при которой добавка, связанная с градиентным охлаждением, будет равна нулю. Для этого перейдем в систему отсчета, которая движется вместе с атомом и вращается так, чтобы вектор поляризации электрического поля (см. Рисунок 2.1) был всегда параллелен оси z . Согласно теореме Лармора [70, § 45], переход во вращающуюся систему координат соответствует добавлению фиктивного продольного магнитного поля. В нашем случае добавка к гамильтониану атома будет [64]:⁶

$$\hat{V}_{rot} = \hbar k v \hat{J}_z, \quad (2.4)$$

где $\hat{J}_z$ — оператор проекции полного момента атома на направление движения (ось z). Именно эта добавка и приводит к появлению тормозящей силы. Наложим теперь дополнительно постоянное магнитное поле B , направленное по оси z . Если интенсивность света много меньше интенсивности насыщения охлаждающего перехода, то населенностью верхнего уровня можно пренебречь, тогда добавка к гамильтониану имеет вид [57, § 28]:

$$\hat{V}_B = \mu_B g_g B \hat{J}_z, \quad (2.5)$$

где g_g — фактор Ланде нижнего уровня охлаждающего перехода. Суммарная добавка:

$$\hat{V} = \hat{V}_{rot} + \hat{V}_B = (\hbar k v + \mu_B g_g B) \hat{J}_z. \quad (2.6)$$

⁶В работе [64] оператор $\hat{J}_z$ имеет размерность [Дж с], а в (2.4) он безразмерен.

Ясно, что если эта добавка равна нулю, то тормозящая сила тоже равна нулю. Соответствующая скорость имеет вид:

$$v_S = -g_g \frac{\mu_B B}{\hbar k}. \quad (2.7)$$

Видно, что скорости v_S и v_D в общем случае различны при наличии магнитного поля. При этом важно отметить, что субдоплеровское охлаждение охватывает лишь небольшой диапазон скоростей в районе v_S [64].

Конечная температура облака атомов (в системе отсчета, в которой центр масс покоится) определяется балансом процессов охлаждения и нагревания. Нагревание, так же как и в доплеровской теории (см. Приложение А), обусловлено эффектом отдачи при рассеянии фотона и примерно одинаково, как при доплеровском, так и при субдоплеровском механизме охлаждения [64]. Скорость охлаждения пропорциональна производной от тормозящей силы в точке, где эта сила обнуляется. Если магнитное поле отсутствует, то v_D и v_S совпадают, что приводит к увеличению тормозящей силы и уменьшению конечной температуры атомного ансамбля. С ростом магнитного поля разность между v_D и v_S увеличивается, что приводит к появлению асимметрии в суммарной силе (см. Рисунок 2.2). При некотором значении магнитного поля тормозящая сила, а с ней и температура атомов, будет вновь определяться только доплеровской теорией.

Физически данное явление можно объяснить следующим образом. Если скорости v_D и v_S сильно различаются, то субдоплеровскому охлаждению подвергается только небольшая группа атомов на крыле максвелловского распределения, обусловленного доплеровским механизмом охлаждения, что практически не влияет на общую температуру. При увеличении магнитного поля раз-

ность между скоростями v_D и v_S увеличивается, что приводит к фактическому прекращению субдоплеровского охлаждения уже при магнитных полях порядка 1 Гс [71].

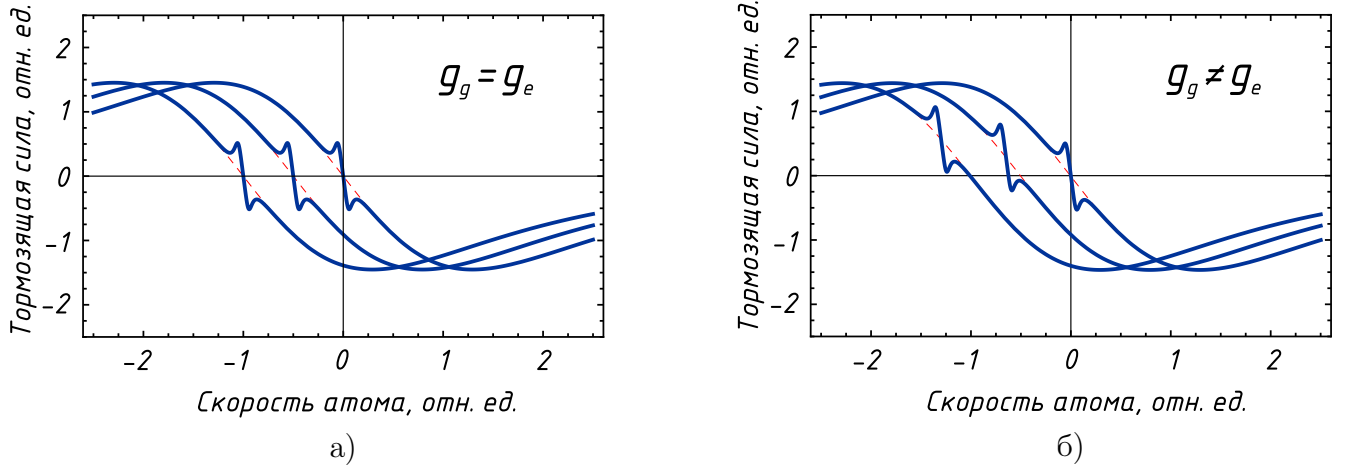


Рисунок 2.2 — Влияние магнитного поля; а) равные факторы Ланде уровней охлаждающего перехода, б) различные факторы Ланде. Сплошная линия — полная тормозящая сила с учетом доплеровского и субдоплеровского механизмов, пунктирная линия — только доплеровский механизм охлаждения. Магнитное поле увеличивается справа налево. Рассчитано на основе работы [69].

Это явление препятствует достижению субдоплеровских температур непосредственно в МОЛ, т.к. вследствие конечного размера облака и погрешности юстировки световых пучков облако холодных атомов собирается не в нуле квадрупольного магнитного поля МОЛ, градиент которого обычно составляет 20 Гс/см. Поэтому в большинстве экспериментов используется специальный цикл субдоплеровского охлаждения, при котором квадрупольное магнитное поле МОЛ выключается, увеличивается отстройка частоты и снижается интенсивность лазерного излучения.

При совпадении факторов Ланде уровней, задействованных в охлаждении, наблюдается эффективное субдоплеровское охлаждение атомов внутри МОЛ [23, 27]. Для используемого нами охлаждающего перехода на длине волны 410,6 нм в атоме тулия относительная разность факторов Ланде составляет всего 2%, что обеспечивает эффективное субдоплеровское охлаждение [72].

2.3. Метод измерения температуры

Температура облака атомов определялась *баллистическим методом*: при выключении пучков МОЛ и квадрупольного магнитного поля исчезает сила, удерживающая атомы, и облако начинает разлетаться. Для определения зависимости формы и размера облака атомов от времени разлета сделаем два предположения:

- 1) Распределение концентрации атомов в облаке является гауссовским:

$$\rho(x, y, z) \propto \exp(-2x^2/\omega_x^2) \exp(-2y^2/\omega_y^2) \exp(-2z^2/\omega_z^2).$$

- 2) В каждой точке облака имеет место распределение максвелла по скоростям

$$f_M(v_x)f_M(v_y)f_M(v_z) \text{ с температурой } T.$$

Первое предположение легко проверить экспериментально, сделав фотографию облака холодных атомов с помощью ПЗС-камеры. Второе предположение является только приближенным, однако, отличие температуры в центре облака, от температуры на периферии составляет не более 15% [73].

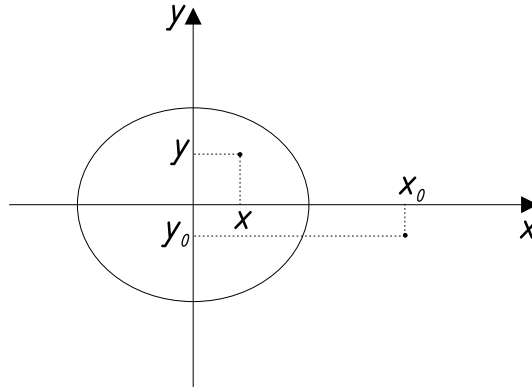


Рисунок 2.3 — К выводу формулы (2.8). Ось z не указана.

Концентрация атомов в точке (x_0, y_0, z_0) (см. Рисунок 2.3) спустя время t после начала баллистического разлета (выключения магнитного поля и пучков МОЛ) равна:

$$\begin{aligned}
n(x_0, y_0, z_0, t) &= \iiint_{\mathbb{R}^3} dx dy dz \iiint_{\mathbb{R}^3} dv_x dv_y dv_z \rho_x(x) \rho_y(y) \rho_z(z) \times \\
&\times \delta\left(v_x - \frac{x_0 - x}{t}\right) \delta\left(v_y - \frac{y_0 - y}{t}\right) \delta\left(v_z - \frac{z_0 - z}{t}\right) \times \\
&\times f_M(v_x) f_M(v_y) f_M(v_z) = \\
&= \int_{\mathbb{R}} \rho_x(x) f_M\left(\frac{x_0 - x}{t}\right) dx \cdot \int_{\mathbb{R}} \rho_y(y) f_M\left(\frac{y_0 - y}{t}\right) dy \times \\
&\times \int_{\mathbb{R}} \rho_z(z) f_M\left(\frac{z_0 - z}{t}\right) dz = \\
&= A \exp\left(-\frac{2x_0^2}{\omega_x^2 + \frac{4k_B T}{m}t^2}\right) \exp\left(-\frac{2y_0^2}{\omega_y^2 + \frac{4k_B T}{m}t^2}\right) \exp\left(-\frac{2z_0^2}{\omega_z^2 + \frac{4k_B T}{m}t^2}\right).
\end{aligned} \tag{2.8}$$

В случае симметричного исходного облака атомов формула (2.8) даёт:

$$n(x_0, y_0, z_0, t) = n(r, t) = A \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(t)}\right), \tag{2.9}$$

где

$$\omega_{1/e^2}(t) = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{4k_B T}{m}t^2}, \tag{2.10}$$

где ω — радиус разлетевшегося облака через время t , ω_0 — начальный радиус облака, m — масса атома, k_B — постоянная Больцмана, T — температура атомов. Видно, что облако будет сохранять гауссову форму, радиус которого увеличивается по закону (2.10). Если измерять радиус облака по уровню $1/e$, то:

$$\omega_{1/e}(t) = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{2k_B T}{m}t^2}. \tag{2.11}$$

2.4. Эксперимент

Установка ПЗС-камеры позволила выполнить тщательную юстировку МОЛ, в результате чего было получено облако правильной формы, содержащее 3×10^6 атомов Tm. Регистрируемое распределение атомов хорошо описывается симметричным двумерным гауссовым распределением с радиусом $\omega \sim 100$ мкм. Характерная плотность атомов в центре ловушки составляет $10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Температура облака определялась по разлету атомов после выключения световых полей (зеemanовского пучка и пучков МОЛ) и квадрупольного магнитного поля МОЛ. Спустя интервал времени Δt после выключения полей, облако атомов подсвечивалось коротким (200 мкс) пробным лазерным импульсом, настроенным точно в резонанс с охлаждающим переходом. Характерная интенсивность пробного пучка составляла 100 мВт/см^2 .

2.4.1. Последовательность импульсов

Измерение температуры атомов в МОЛ проводилось в импульсном режиме (см. Таблицу 1):

- 1) *Загрузка.* Включены лазерные пучки МОЛ и пучок зеemanовского замедлителя, включено квадрупольное магнитное поле; пробный пучок выключен. Здесь происходит загрузка атомов в МОЛ из пучка.
- 2) *Долет.* Выключается лазерный пучок зеemanовского замедлителя. За это время заторможенные атомы из пучка дозагружаются в МОЛ.
- 3) *Разлет.* Выключается квадрупольное магнитное поле и пучки МОЛ. Облако атомов начинает разлетаться.

- 4) *Фотографирование*. Включается пробный лазерный пучок и подается импульс запуска на ПЗС-камеру.

Таблица 1 — Последовательность импульсов при измерении температуры облака холодных атомов.

Название	№	Время, мс	МОЛ	Зееман. зам.	Магнитное поле	Пробный пучок	Камера
Загрузка МОЛ	1	1000	+	+	+	—	—
Долет	2	2	+	—	+	—	—
Разлет	3	Δt	—	—	—	—	—
Фотографирование	4	1	—	—	—	+	+

2.4.2. Выключение магнитного поля

Для выключения и включения магнитного поля использовался ключ на полевом транзисторе, управляемый ТТЛ-импульсами. Электрическая схема ключа приведена на Рисунке 2.4. Интегрирующая RC-цепочка в цепи затвора транзистора служит для сглаживания фронта ТТЛ-импульса и уменьшения пикового значения ЭДС индукции на стоке транзистора (< 100 В). Время выключения магнитного поля $\tau_{off} \approx L/R_L < 0,2$ мс; время включения $\tau_{on} \approx L/R < 2$ мс (см. Рисунок 2.5).

2.4.3. Обработка изображений

Для каждого значения времени разлета Δt последовательность, описанная в Таблице 1, повторялась несколько раз (чем слабее был сигнал, тем больше было число повторений). Затем полученные изображения усреднялись. С целью исключения засветки и шумов ПЗС-камеры для каждого времени разлета Δt

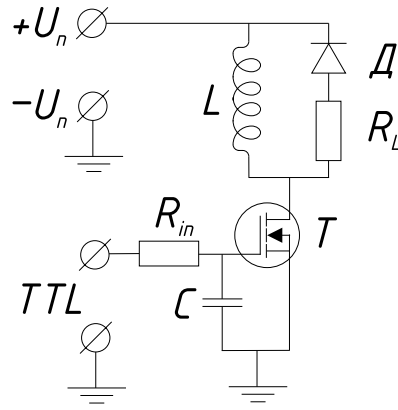


Рисунок 2.4 — Электрическая схема ключа для выключения/включения магнитного поля. $L = 4,5 \text{ мГн}$ ($R = 2,5 \text{ Ом}$ — внутреннее сопротивление катушек индуктивности), $R_L = 65 \text{ Ом}$, $R_{in} = 10 \text{ кОм}$, $C = 0,5 \text{ нФ}$; Д — диод КД209В, Т — полевой транзистор BUZ349. Время выключения $\tau_{off} \approx L/R_L \sim 0,1 \text{ мс}$, время включения $\tau_{on} \approx L/R \sim 1 \text{ мс}$.

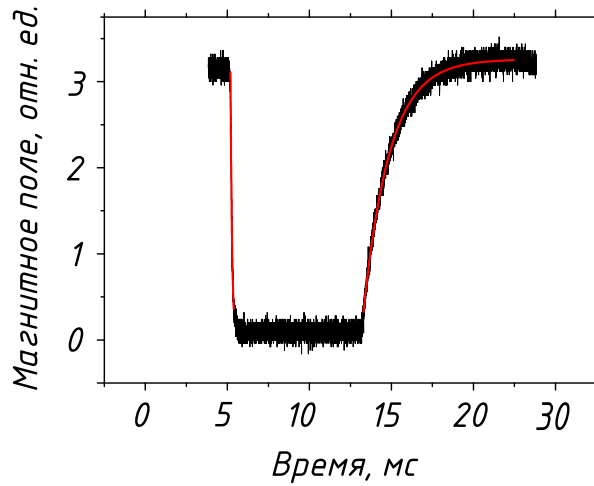


Рисунок 2.5 — Включение и выключение квадрупольного магнитного поля МОЛ. Время выключения равно $0,2 \text{ мс}$; время включения равно 2 мс .

записывалась серия темных кадров, которые делались при тех же значениях экспозиции и усиления ПЗС-камеры. Для этого выключалось магнитное поле МОЛ и все лазерные пучки, спустя некоторое время ($> 2 \text{ с}$), когда никаких атомов в МОЛ уже не осталось, включался пробный пучок и подавался импульс запуска на ПЗС камеру, это обеспечивало такую же засветку, что и при основных измерениях. Серия темных кадров также усреднялась и вычиталась из ранее полученного усредненного изображения облака атомов. Усредненные фотографии облака с вычетом темного кадра, зарегистрированные через различные

интервалы времени после выключения всех световых пучков и квадрупольного магнитного поля, представлены на Рисунке 2.6 [72].

Каждое обработанное изображение ловушки аппроксимировались двумерным гауссовым распределением вида:

$$Ae^{-(x-x_c)^2/w_x^2} \times e^{-(y-y_c)^2/w_y^2}, \quad (2.12)$$

где (x_c, y_c) — координаты центра облака, w_x — ширина распределения в горизонтальном направлении, w_y — в вертикальном. На Рисунке 2.7 представлен график зависимости горизонтального радиуса облака от времени разлета при красной отстройке пучков МОЛ 10 МГц. На каждый из шести пучков МОЛ приходилось 1,5 мВт мощности, пучки имели радиус 5 мм. В результате аппроксимации экспериментальных данных теоретической моделью (2.11) для температуры по оси x было получено значение 90 ± 12 мК, аналогичная процедура дала значение 100 ± 11 мК для оси y (см. Рисунок 2.7). Данная температура значительно ниже доплеровского предела 240 мК для используемого перехода (А.19), как указывалось в п. 2.2, это связано с почти совпадающими факторами Ланде верхнего и нижнего охлаждающих уровней [71, 69, 23, 67].

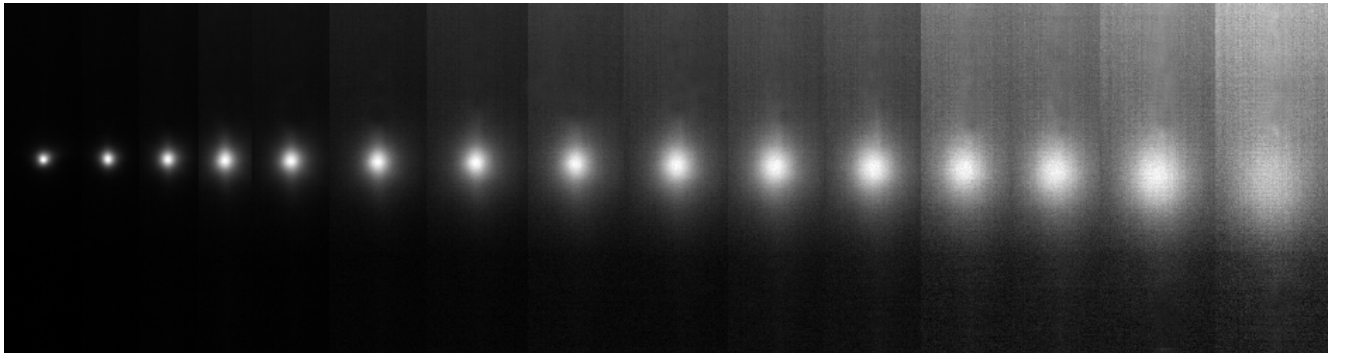


Рисунок 2.6 — Последовательные фотографии облака после выключения световых и магнитных полей. Фотографии выполнены через интервалы времени $\Delta t = 0; 0,5; 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4; 4,5; 5; 5,5; 6; 7$ и 8 мс после начала разлета [72].

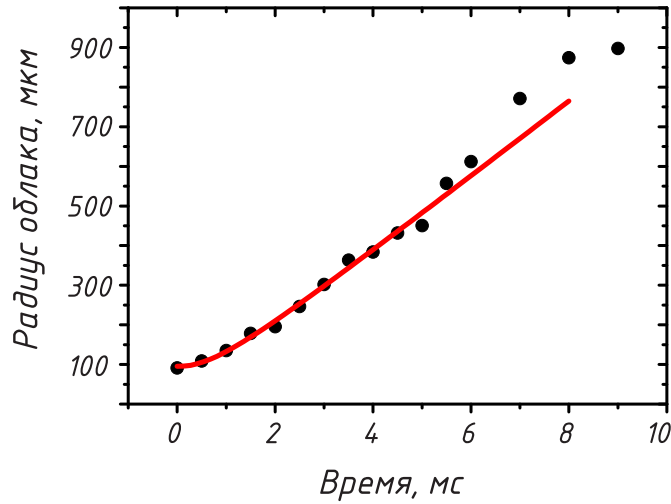


Рисунок 2.7 — Зависимость вертикального радиуса w_x облака атомов от времени разлета Δt . Точками обозначены экспериментальные данные, сплошной кривой — результат аппроксимации теоретической моделью (2.11).

Как известно, процессы выключения магнитного поля и лазерных лучей могут приводить к нагреванию атомов в МОЛ. Так как выключение пучков МОЛ производилось достаточно быстро (быстрее, чем 1 мкс) можно предположить, что оно практически не влияло на температуру. Квадрупольное магнитное поле МОЛ выключалось значительно медленнее (0,2 мс). Для минимизации влияния процесса выключения магнитного поля была проведена тщательная юстировка пучков МОЛ и магнитного поля, гарантирующая, что облако атомов расположено в нуле магнитного поля. Критерием служило условие, что положение облака холодных атомов не изменялось при уменьшении градиента магнитного поля в 2 раза. Температуры атомов, измеренные с выключением и без выключения магнитного поля, отличались меньше, чем на 10 %.

На Рисунке 2.8 представлена зависимость температуры атомов от частотной отстройки пучков МОЛ при двух значениях интенсивности пучков МОЛ. Температура монотонно убывает с ростом частотной отстройки, что свидетельствует о наличии субдоплеровского охлаждения в МОЛ (см. п. 2.1). Наименьшая зарегистрированная температура составила 25 ± 5 мК [72].

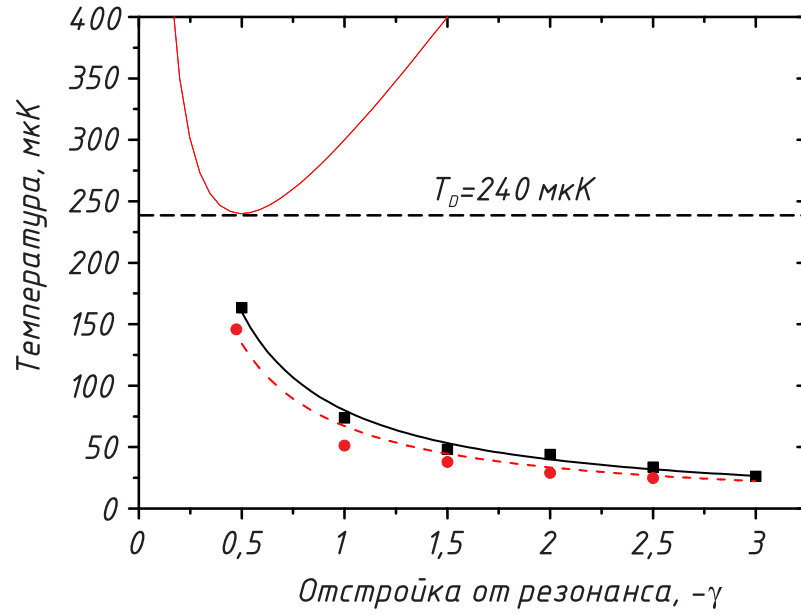


Рисунок 2.8 — Зависимость температура атомов от отстройки пучков МОЛ при двух значениях параметра насыщения $S = I/I_{sat}$, где $I_{sat} = 18 \text{ мВт/см}^2$ — интенсивность насыщения. Квадратики — $S = 2$, кружочки — $S = 0.4$ [72]. Пунктирные линии соответствуют теоретической модели (2.2). Сверху изображена температура в доплеровской теории (А.18).

Зависимость температуры атомов от мощности пучков МОЛ представлена на Рисунке 2.9. При малых интенсивностях ловушка становится неустойчивой, что приводит к повышению температуры. При больших мощностях наблюдается линейный рост температуры, в соответствии с формулой (2.2). Линейная

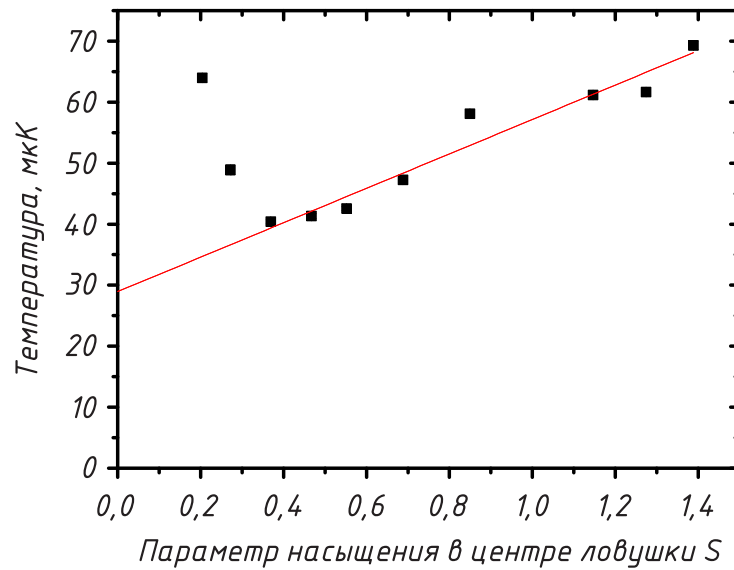


Рисунок 2.9 — Зависимость температуры атомов от мощности света в МОЛ [72]. Частотная отстройка охлаждающего излучения — 10 МГц. Прямая линия — теоретическая модель (2.2).

экстраполяция (прямая линия на Рисунке 2.9) приводит к ненулевой температуре при нулевой мощности, что свидетельствует о дополнительном канале нагрева, который может быть связан с неточным совпадением факторов Ланде верхнего g_e и нижнего g_g уровней охлаждающего перехода.

2.5. Основные результаты Главы 2

- 1) Экспериментально исследован процесс лазерного охлаждения атомов тулия в МОЛ. Показано, что благодаря уникальной структуре уровней субдоплеровское охлаждение наблюдается непосредственно в МОЛ без применения дополнительного цикла субдоплеровского охлаждения.
- 2) Измерена зависимость температуры атомов в МОЛ от частотной отстройки и интенсивности лазерных пучков, которая полностью согласуется с теорией.
- 3) Наименьшая температура в МОЛ составила 25 ± 5 мК при числе атомов 3×10^6 и радиусе облака 100 мкм, что соответствует фазовой плотности $\rho = 10^{-5}$.

Глава 3. Магнитная ловушка для атомов тулия

В отличие от МОЛ, в которой атомы постоянно рассеивают резонансный свет, квадрупольная магнитная ловушка (МЛ) является *консервативной*: в ней атом не рассеивает свет, и его полная энергия не меняется. Так как атом не совершает оптических переходов, то в МЛ возможно исследовать столкновения атомов в основном (или метастабильном) состоянии. Это позволяет определить сечение неупругих столкновений атомов, что важно при решении задачи бозе-конденсации атомов тулия.

Обычно для захвата атомов в магнитные ловушки используются сильные магнитные поля с большими градиентами [29, 74] в сочетании с охлаждением (необязательно лазерным) атомов. Однако для некоторых атомов из группы лантаноидов загрузка в МЛ существенно облегчается за счет незаполненной внутренней $4f$ электронной оболочки. Такие атомы обладают большим магнитным моментом основного состояния ($4\mu_B$ у Тм, $6\mu_B$ у Ер и $10\mu_B$ у Ду, где μ_B — магнетон Бора). Так, в США были выполнены исследования атомов Ер [23] и Ду [27], захваченных в неглубокие МЛ, формируемые квадрупольным магнитным полем МОЛ с осевым градиентом порядка 20 Гс/см.

3.1. Принципы работы

Подробно с принципами работы МЛ можно ознакомиться по книге [75, Гл. 2, § 10]. Атом, имеющий магнитный момент $\vec{\mu}$, обладает в постоянном магнитном поле $\vec{B}$ потенциальной энергией:

$$U = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}), -\mu_{\parallel} |\vec{B}|,$$

где $\mu_{\parallel}$ — проекция $\vec{\mu}$ на $\vec{B}$. Как известно, магнитный момент прецессирует с ларморовской частотой вокруг локального направления магнитного поля. Если выполнено условие адиабатичности, т.е. ларморовская частота прецессии магнитного момента $\vec{\mu}$ вокруг вектора электрического поля $\vec{B}$ много больше характерной частоты движения атома в МЛ, то ось прецессии адиабатически следует за направлением магнитного поля и проекция магнитного момента атома на направление магнитного поля сохраняется:

$$\mu_{\parallel} = \text{const.}$$

В этом случае действующая на атом сила имеет вид:

$$\vec{F} = -\text{grad } U = \mu_{\parallel} \text{grad } |\vec{B}|.$$

Устойчивое положение равновесия соответствует минимуму потенциальной энергии, поэтому в зависимости от знака $\mu_{\parallel}$ атом будет стремиться либо к максимуму ($\mu_{\parallel} > 0$), либо к минимуму магнитного поля ($\mu_{\parallel} < 0$). Как известно, не существует статического распределения поля, имеющего локальный максимум [76]. В результате, для реализации МЛ, необходимо, чтобы

$$\mu_{\parallel} < 0. \quad (3.1)$$

Имеется множество конфигураций магнитных полей, имеющих локальный минимум [77], но для данной работы интерес представляет только *квадрупольная* МЛ. Она образуется двумя одинаковыми соосными катушками, через которые текут равные, противоположно направленные токи (см. Рисунки 3.1 и Б.2) (эти же катушки используются и для создания МОЛ).

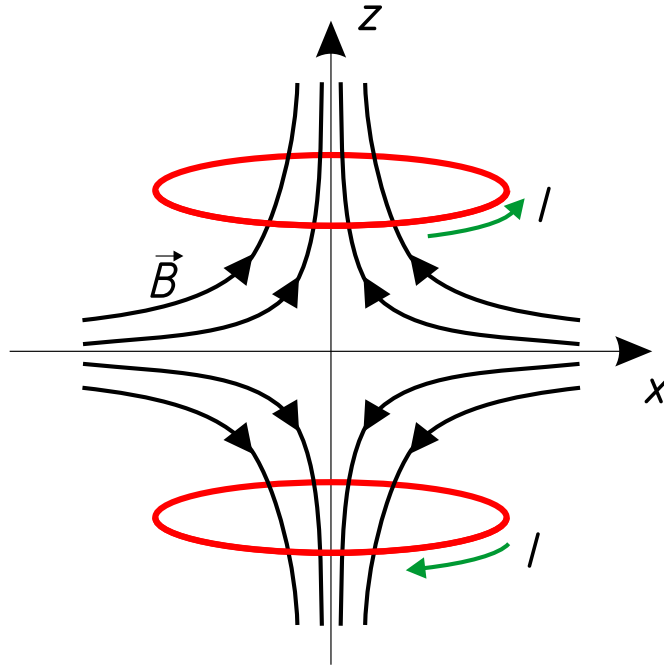


Рисунок 3.1 — Квадрупольная МЛ. Незамкнутые черные кривые — силовые линии магнитного поля; замкнутые красные кривые — катушки с током, стрелки рядом с катушками указывают направление тока в них.

Если взять ось z за ось квантования, то энергия атома в магнитном поле, параллельном оси z , равна [57, § 28]:

$$U = \mu_B g_F m_F B_z,$$

где $\mu_B \approx 927,4 \times 10^{-26}$ Дж/Тл — магнетон Бора, m_F — магнитное квантовое число, B_z — проекция магнитного поля на ось z , g_F — фактор Ланде, который равен [57, § 28]:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)},$$

где F — полный момент атома, J — электронный момент, I — спин ядра. Полагая, что $B_z = b_z z$, имеем:

$$F_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = -\mu_B g_F m_F b_z.$$

Для удержания атома в МЛ необходимо, чтобы магнитная сила в области, расположенной чуть ниже минимума поля, была больше силы тяжести:

$$-\mu_B g_F m_F b_z > m g, \quad (3.2)$$

что для $g_F > 0$ и $b_z > 0$ дает:

$$m_F < -\frac{m g}{\mu_B b_z g_F}, \quad (3.3)$$

$$|b_z| > \frac{m g}{\mu_B b_z F}, \quad (3.4)$$

$$|m_F|_{min} = \frac{m g}{\mu_B |b_z g_F|}. \quad (3.5)$$

Для основного состояния атома тулия ($J = 7/2$, $F = 4$, $I = 1/2$):

$$g_J = 1,14, \quad g_F = 0,99, \quad \mu_{max} \approx 4\mu_B \quad (3.6)$$

и минимальное значение $|b_z|$ составляет примерно $0,08 \text{ Тл/м} = 8 \text{ Гс/см}$.

3.2. Наблюдение МЛ

В этом эксперименте приблизительно 4×10^5 атомов тулия были охлаждены и захвачены в МОЛ при температуре $80 \pm 10 \text{ мК}$. Осевой градиент поля в центре составлял 20 Гс/см . МЛ формировалась тем же магнитным полем, которое использовалось при работе МОЛ, т.е. имела квадрупольную конфигурацию. При характерном размере МЛ порядка 1 см ее глубина для атомов тулия составляет десятки мК [75, стр. 141], что позволяет захватывать атомы, находящиеся в определенных (см. ниже) квантовых состояниях, непосредственно из МОЛ.

Отметим, что при работающей МОЛ атом непрерывно поглощает и переизлучает кванты света различных поляризаций, перемещаясь вблизи трех-

мерного минимума магнитного поля, что приводит к полному перемешиванию магнитных подуровней и атомы не могут удерживаться в МЛ. Однако, после выключения света атомы перестают рассеивать свет и часть их захватывается в МЛ. В ловушке будут удерживаться только те атомы, для которых магнитная сила будет больше силы тяжести (3.3), что для параметров нашего эксперимента выполняется только для атомов с магнитными квантовыми числами основного состояния $m_F = 3, 4$ и, возможно, $m_F = 2$. Учитывая, что изначально присутствуют 9 равнозаселенных магнитных подуровней основного состояния ($F = 4$), в МЛ захватывается не более трети атомов из МОЛ (если не использовать специально оптическую накачку).

Для исследования МОЛ и МЛ использовался метод баллистического разлета. После полной загрузки МОЛ световые пучки выключались на некоторый интервал времени Δt . После этого облако подсвечивалось коротким резонансным импульсом света и его люминесценция отображалась с увеличением 1,2 на абсолютно откалиброванную ПЗС-камеру (см. п. 1.2.6). На Рисунке 3.2 представлены фотографии разлета облака атомов с выключенным (а) и включенным (б) квадрупольным магнитным полем МОЛ. Видно, что при включенном квадрупольном поле часть атомов из МОЛ удерживается в течение времени, которое существенно превышает характерное время разлета атомов из МОЛ. Это и есть спин-поляризованные атомы тулия, захваченные в МЛ.

3.3. Пространственный профиль концентрации атомов в МЛ

Пространственное распределение концентрации атомов в МЛ легко определяется из термодинамических соображений [23]. Запишем потенциальную энергию атома, находящегося вблизи нуля квадрупольного магнитного поля

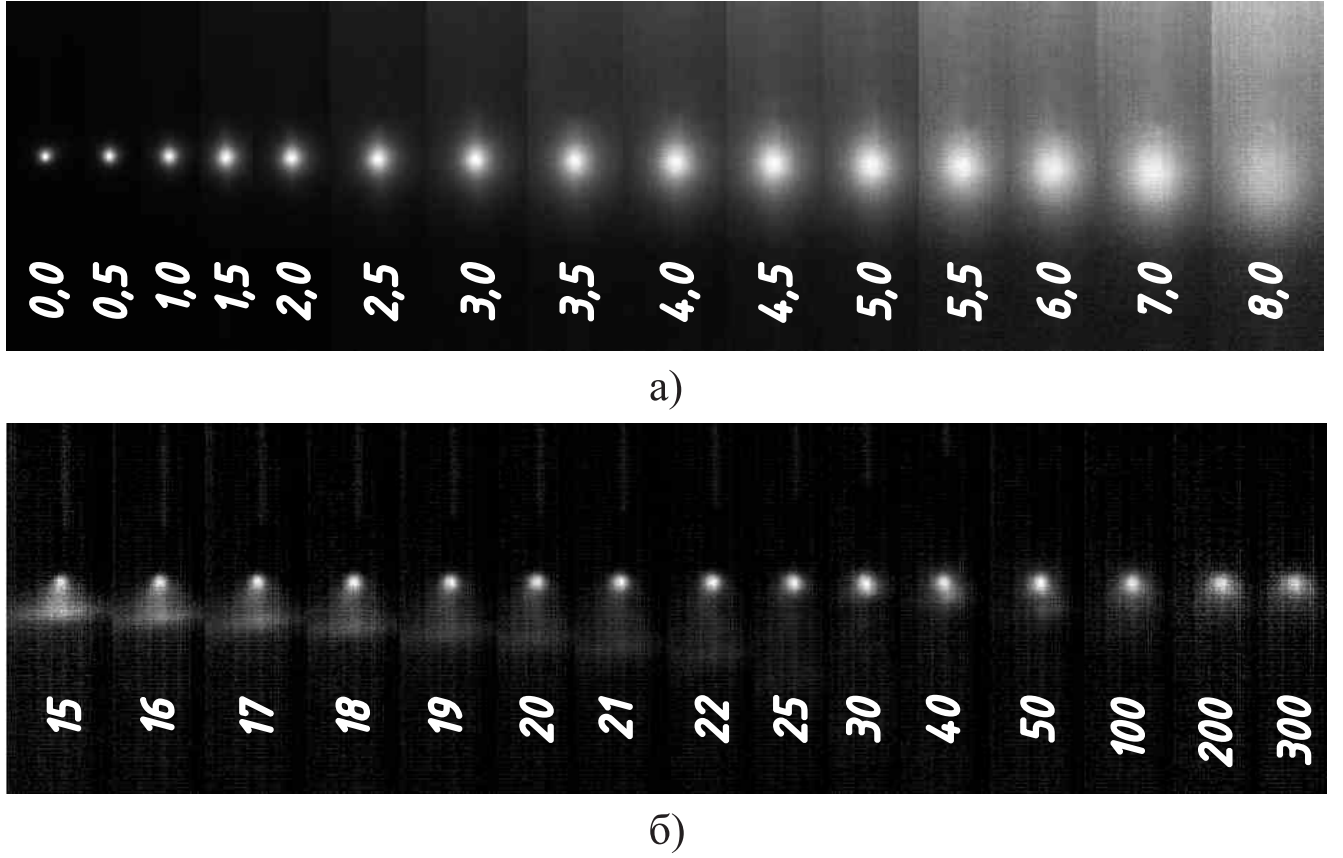


Рисунок 3.2 — Серии фотографий разлетающегося облака холодных атомов после выключения световых пучков [72]. Цифры обозначают время в мс, прошедшее с момента выключения света.

(а) Разлет в случае отсутствия магнитного поля. Облако изотропно расширяется и падает в поле силы тяжести. Через $\Delta t = 10$ мс после выключения лазерных пучков и квадрупольного магнитного поля сигнал от облака становится неразличим на фоне шумов.

(б) Разлет в присутствии квадрупольного магнитного поля. Неподвижное пятно в центре — атомы, захваченные в МЛ. Также видны атомы, не захваченные в МЛ и падающие под действием силы тяжести.

(ось симметрии направлена вертикально), в присутствии гравитационного поля:

$$U(x, y, z) = \bar{\mu} \sqrt{x^2 b_x^2 + y^2 b_y^2 + z^2 b_z^2} + mgz, \quad (3.7)$$

где $\bar{\mu}$ — эффективный магнитный момент атома, $b_x = dB_x/dx$, $b_y = dB_y/dy$, $b_z = dB_z/dz$ — градиенты магнитного поля, m — масса атома g — ускорение свободного падения, направленное вдоль оси z . Интегральные профили концентрации атомов в МЛ даются выражениями:

$$p_z(z) \propto \iint_{\mathbb{R}^2} \exp\left(-\frac{U(x, y, z)}{k_B T}\right) dx dy,$$

$$p_x(x) \propto \iint_{\mathbb{R}^2} \exp\left(-\frac{U(x, y, z)}{k_B T}\right) dz dy.$$

Профили по осям x и y совпадают. Интегралы вычисляются аналитически:

$$p_z(z) = N_z \exp\left(-2\frac{|z|}{\tilde{z}} - 2\tilde{g}\frac{z}{\tilde{z}}\right) \left(1 + 2\frac{|z|}{\tilde{z}}\right),$$

$$p_x(x) = N_x \exp\left(-2\frac{|x|}{\tilde{x}}\sqrt{1 - \tilde{g}^2}\right) \left(1 + 2\frac{|x|}{\tilde{x}}\sqrt{1 - \tilde{g}^2}\right), \quad (3.8)$$

$$N_z = N_0 \frac{(1 - \tilde{g}^2)^2}{2\tilde{z}},$$

$$N_x = N_0 \frac{\sqrt{1 - \tilde{g}^2}}{2\tilde{x}},$$

где N_z и N_x — нормировочные множители, N_0 — полное число атомов в МЛ и

$$\tilde{z} = 2k_B T / (\bar{\mu} b_z), \quad \tilde{g} = mg / (\bar{\mu} b_z), \quad (3.9)$$

$$\tilde{x} = 2k_B T / (\bar{\mu} b_x), \quad \tilde{y} = 2k_B T / (\bar{\mu} b_y).$$

Вертикальный профиль концентраций атомов, измеренный через $\Delta t = 100$ мс после выключения световых пучков, представлен на Рисунке 3.3. Полная ширина профиля на полувысоте составляет 430 ± 40 мкм [19, 78].

3.4. Температура атомов в МЛ

Как видно из Рисунка 3.3, профиль концентрации атомов в МЛ существенно отличается от гауссовского, следовательно, использовать баллистический метод для измерения температуры (как в случае МОЛ) оказывается более

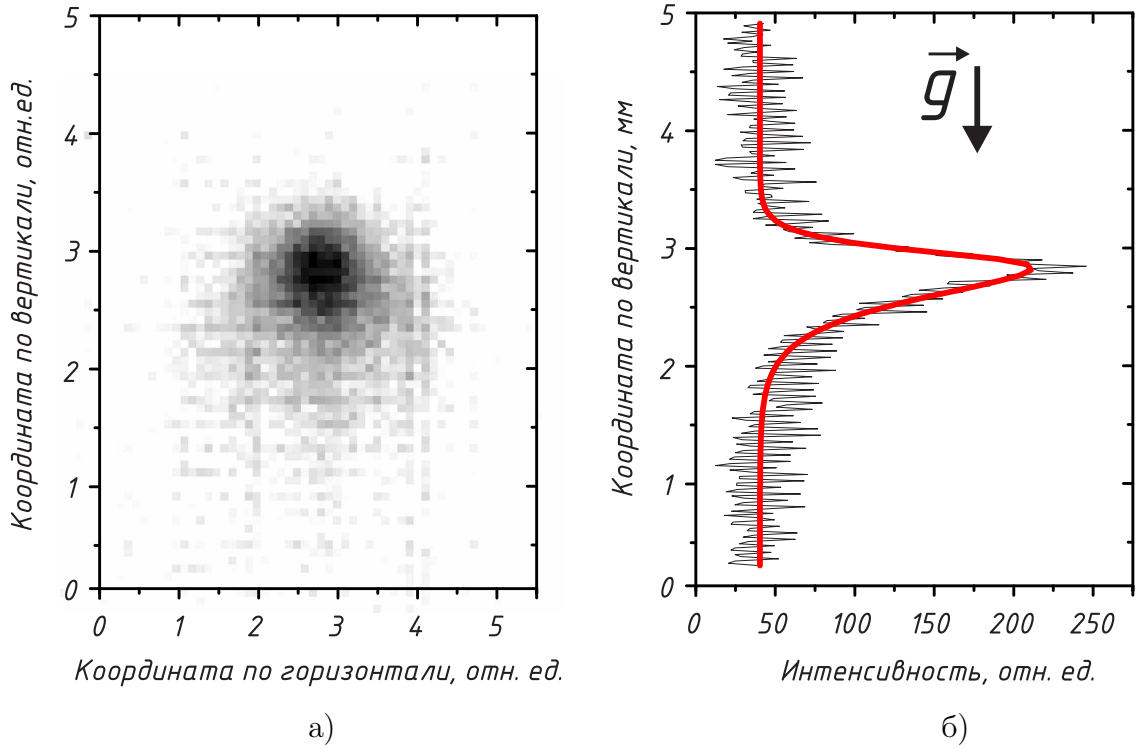


Рисунок 3.3 — а) Фотография облака атомов тулия, захваченных в МЛ. б) Вертикальный интегральный профиль концентрации атомов в МЛ и его аппроксимация формулой (3.8); $\tilde{z} = 203 \pm 15$ мкм, $\tilde{g} = 0,5 \pm 0,1$ [19, 78].

трудоемким, так как получить аналитическое выражение вида (2.10) не получается. Тем не менее, температуру можно определить по пространственному профилю концентрации атомов в МЛ. Действительно, из (3.9) следует, что

$$T = \frac{mg}{2k_B \tilde{g}} \tilde{z}. \quad (3.10)$$

Подобный метод можно применять и для определения температуры атомов в МОЛ (см. выражение (Б.11)). Однако, в отличие от случая МОЛ формула (3.10) требует только информации об оптическом увеличении отображающей системы, которое можно достаточно точно измерить. Именно этот метод и применялся для измерения температуры атомов, захваченных в МЛ. На Рисунке 3.4 изображена зависимость температуры атомов в МЛ от времени Δt , прошедшего с момента выключения световых пучков МОЛ.

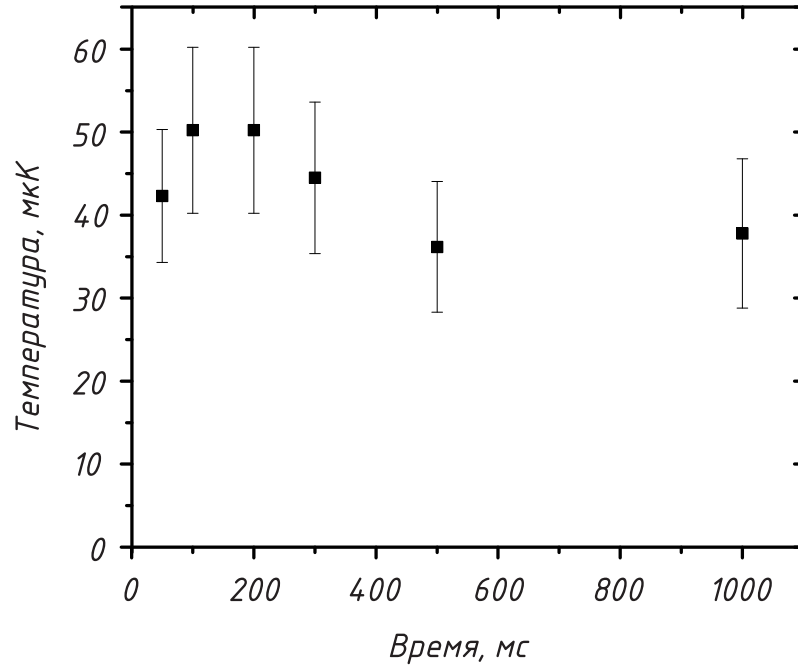


Рисунок 3.4 — Зависимость температуры атомов в МЛ от времени Δt , прошедшего после выключения световых пучков [19].

Средняя температура МЛ составила 40 ± 10 мкК, что соответствует среднеквадратичной скорости порядка 10 см/с. Исходная температура атомов в МОЛ была 80 ± 10 мкК. Причина понижения температуры в МЛ по сравнению с температурой в МОЛ требует дальнейшего исследования.

3.5. Число атомов, время жизни и влияние столкновений в МЛ

Число атомов, захваченных в МЛ, определялось по сигналу абсолютно откалиброванной ПЗС-камеры. На Рисунке 3.5 представлена зависимость полного числа атомов в МЛ от времени Δt , прошедшего после выключения световых пучков МОЛ. Наибольшее число захваченных атомов составило 4×10^4 , т.е. примерно 10% от числа атомов в МОЛ. Плотность атомов в центре магнитной ловушки составляла порядка 10^9 см^{-3} . Относительно невысокая плотность атомов и, соответственно, малое отношение сигнал/шум объясняется малой крутизной ловушки, определяемой градиентом поля. Ошибка определения числа

захваченных атомов, связанная с процедурой вычета шумового фона, составила 15%.

Динамика концентрации атомов в МЛ может быть описана следующим уравнением:

$$\frac{dn(t, r)}{dt} = -\frac{n(t, r)}{\tau} - g_{\text{in}} n^2(t, r), \quad (3.11)$$

где $g_{\text{in}} = \langle \sigma v \rangle$ — константа скорости неупругих бинарных столкновений (σ — сечение столкновений, v — скорость атомов) атомов тулия в основном состоянии друг с другом. Мы полагаем, что они связаны с диполь-дипольным взаимодействием, приводящим к переходу атомов тулия в состояния с меньшими m_F , которые не захватываются в МЛ [79, 33]. Первое слагаемое в формуле (3.11) описывает линейные потери, связанные, например, со столкновениями захваченных атомов с остаточным газом в вакуумной камере, столкновениями с атомным пучком или с майорановским переворотом спина [80]⁷, [82] (неадиабатичностью движения захваченных частиц при прохождении нулевого поля в МЛ). Существенную роль могут играть и технические шумы — флуктуации тока в катушках и радиочастотные наводки, которые тоже приводят к переворотам спина. Чтобы перейти от концентрации атомов (n) к полному числу захваченных атомов (N), проинтегрируем уравнение (3.11) по пространственным переменным, с учетом (3.8) получим:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t)}{\tau} - \frac{g_{\text{in}} N^2(t)}{8} \frac{(1 - \tilde{g}^2)^2}{\pi \tilde{x} \tilde{y} \tilde{z}}, \quad (3.12)$$

где

$$N(t) = \int_{\mathbb{R}^3} n(t, r) d^3r \quad (3.13)$$

⁷Английский перевод статьи можно найти в [81, стр. 113].

суть полное число атомов в МЛ. Поскольку температура T и средний магнитный момент атомов $\bar{\mu}$ фактически не зависят от времени (см. Рисунок 3.4), параметры $\tilde{x}$, $\tilde{y}$, $\tilde{z}$ и $\tilde{g}$ можно считать постоянными и решение уравнения (3.12) имеет вид:

$$N(t) = \frac{N(0)\exp(-t/\tau)}{1 + \frac{g_{\text{in}}}{8} \frac{(1 - \tilde{g}^2)^2}{\pi \tilde{x} \tilde{y} \tilde{z}} N(0) \tau (1 - \exp(-t/\tau))}. \quad (3.14)$$

К сожалению, большие линейные потери и малая плотность атомов не позволили в нашем случае напрямую наблюдать влияние неупругих бинарных столкновений. Однако, аппроксимируя зависимость числа атомов от времени формулой (3.14), как показано на Рисунке 3.5, мы получили ограничение сверху на константу $g_{\text{in}} < 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [19], которое согласуется с предыдущими исследованиями, выполненными при температуре 1 мК [74]. Стоит отметить, что значения константы скорости на уровне $10^{-12} \div 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ были получены для

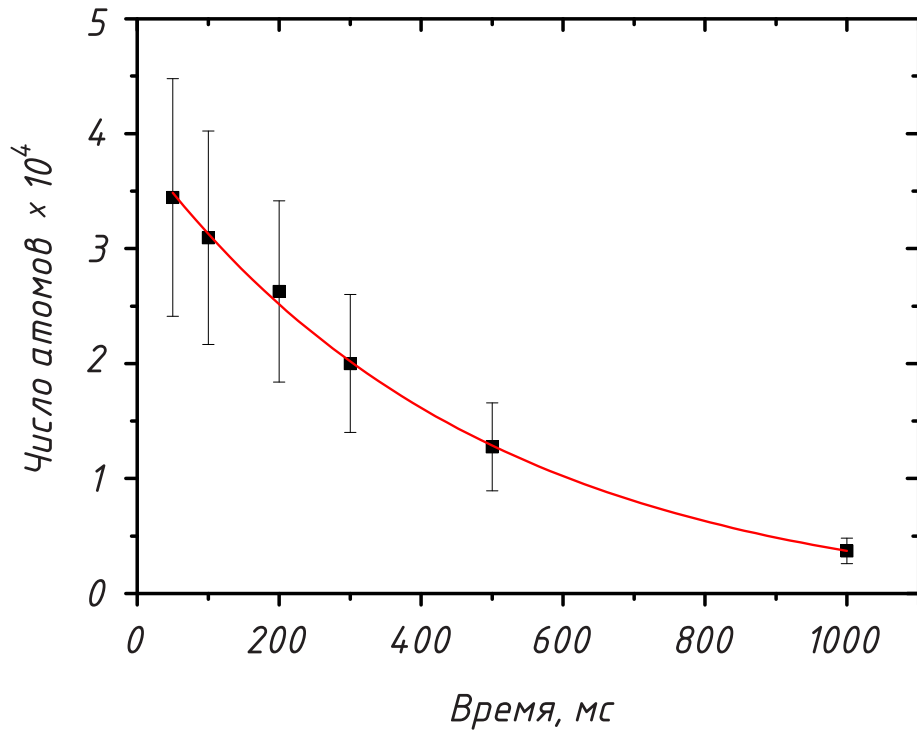


Рисунок 3.5 — Зависимость числа атомов в МЛ от времени. Аппроксимация экспонентой (сплошная кривая) соответствует времени жизни 0,5 с [19].

других сильномагнитных атомов (Tm, Er [74], Dy [83, 27], Cr [79]). Такое значение константы скорости, по-видимому, делает невозможным получение БЭК атомов тулия в МЛ. Для этой цели может быть использована оптическая дипольная ловушка, в которую удастся загрузить спин-поляризованные атомы на самом нижнем магнитном подуровне основного состояния [84, 85, 86].

3.6. Основные результаты Главы 3

- 1) Исследована МЛ для атомов тулия, образованная квадрупольным магнитным полем МОЛ, в которую удалось захватить порядка 10% атомов из МОЛ (около 4×10^4 атомов тулия). Концентрация атомов в центре составляла порядка 10^9 см^{-3} .
- 2) Измерено время жизни атомов в МЛ. Оно составило $0,5 \pm 0,1 \text{ с}$.
- 3) Получено ограничение на константу скорости переворота спина вследствие бинарных столкновений спин-поляризованных атомов тулия в основном состоянии $g_{\text{in}} < 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.
- 4) Измерена температура атомов в МЛ, равная $40 \pm 10 \text{ мК}$.

Заключение

В работе были получены следующие основные результаты:

- 1) Впервые осуществлено лазерное охлаждение и захват более 10^6 атомов тулия в МОЛ, работающую на переходе

$$4f^{13}(^2F^0)6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow$$

$$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2 (J = 9/2, F = 5)$$

с длиной волны 410,6 нм. Наибольшее время жизни атомов в МОЛ составило 1,9 с.

- 2) Измерен коэффициент ветвления охлаждающего перехода по верхнему уровню, который равен $(3 \pm 1) \times 10^{-7}$.
- 3) Показано, что при субдоплеровских температурах атомов в МОЛ перекачивающее излучение, осуществляющее оптическую накачку атомов с подуровня $F = 3$ на подуровень $F = 4$ основного состояния, не влияет на время жизни и число захваченных атомов в МОЛ.
- 4) Продемонстрировано субдоплеровское охлаждение атомов тулия в МОЛ вплоть до температуры 25 ± 5 мК. Столь низкие температуры обусловлены совпадением факторов Ланде уровней охлаждающего перехода.
- 5) Осуществлен захват охлажденных атомов тулия в МЛ, образованную квадрупольным магнитным полем МОЛ. Из анализа скорости потерь получена оценка на константу скорости переворота спина вследствие магнитного диполь-дипольного взаимодействия между атомами тулия в основном состоянии $g_{\text{in}} < 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Благодарности

Хочу выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю член-корр. РАН, д.ф.-м.н. Колачевскому Николаю Николаевичу за постоянную помощь и ценные замечания, а также зав. Лабораторией оптики активных сред ФИАН проф., д.ф.-м.н. Сорокину Вадиму Николаевичу и всему коллективу Лаборатории за внимание к данной работе.

Список сокращений

АОМ	—	Акусто-оптический модулятор
БЭК	—	Бозе-эйнштейновский конденсат
МЛ	—	Магнитная ловушка
МОЛ	—	Магнито-оптическая ловушка
ПДП	—	Поляризационный делитель пучка
ПЗС	—	Прибор с зарядовой связью
ФЭУ	—	Фотоэлектронный умножитель

Список литературы

- [1] *Phillips, W. D.* Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms [Text] / W. D. Phillips // *Rev. Mod. Phys.* — 1998. — Jul. — Vol. 70. — P. 721–741.
- [2] *Риле, Ф.* Стандарты частоты. Принципы и приложения [Текст] / Ф. Риле. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 512 с.
- [3] *Peters, A.* Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms [Text] / A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu // *Nature*. — 1999. — Vol. 400, № 6747. — P. 849–852.
- [4] *Cronin, A. D.* Optics and interferometry with atoms and molecules [Text] / A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, D. E. Pritchard // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — Jul. — Vol. 81. — P. 1051–1129.
- [5] *Lett, P. D.* Laser modification of ultracold collisions: Experiment [Text] / P. D. Lett, P. S. Jessen, W. D. Phillips [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 67. — P. 2139–2142.
- [6] *Weiner, J.* Experiments and theory in cold and ultracold collisions [Text] / J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, P. S. Julienne // *Rev. Mod. Phys.* — 1999. — Jan. — Vol. 71. — P. 1–85.
- [7] *Köhler, T.* Production of cold molecules via magnetically tunable feshbach resonances [Text] / T. Köhler, K. Góral, P. S. Julienne // *Rev. Mod. Phys.* — 2006. — Vol. 78. — P. 1311–1361.

- [8] *Ketterle, W.* Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser [Text] / W. Ketterle // *Rev. Mod. Phys.* — 2002. — Nov. — Vol. 74. — P. 1131–1151.
- [9] *Davis, K. B.* Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms [Text] / K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Nov. — Vol. 75, № 22. — P. 3969–3973.
- [10] *Leggett, A. J.* Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts [Text] / A. J. Leggett // *Rev. Mod. Phys.* — 2001. — Apr. — Vol. 73. — P. 307–356.
- [11] *van Zoest, T.* Bose-Einstein condensation in microgravity [Text] / T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh [et al.] // *Science*. — 2010. — Vol. 328, № 5985. — P. 1540–1543.
- [12] *Mewes, M.-O.* Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms [Text] / M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Jan. — Vol. 78. — P. 582–585.
- [13] *Romalis, M. V.* New limit on the permanent electric dipole moment of ^{199}Hg [Text] / M. V. Romalis, W. C. Griffith, J. P. Jacobs, E. N. Fortson // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Mar. — Vol. 86. — P. 2505–2508.
- [14] *Колачевский, Н.Н.* Прецизионная лазерная спектроскопия холодных атомов и поиск дрейфа постоянной тонкой структуры [Текст] / Н.Н. Колачевский // *УФН*. — 2008. — Т. 178. — С. 1225–1235.

- [15] *Clairon, A.* Ramsey resonance in a Zacharias fountain [Text] / A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, W. D. Phillips // *EPL (Europhysics Letters)*. — 1991. — Vol. 16, № 2. — P. 165.
- [16] *Rosenband, T.* Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; Metrology at the 17th decimal place [Text] / T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt [et al.] // *Science*. — 2008. — Vol. 319, № 5871. — P. 1808–1812.
- [17] *Salomon, C.* Laser cooling of cesium atoms below $3\ \mu\text{K}$ [Text] / C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips [et al.] // *EPL (Europhysics Letters)*. — 1990. — Vol. 12, № 8. — P. 683.
- [18] *Migdall, Alan L.* First observation of magnetically trapped neutral atoms [Text] / Alan L. Migdall, John V. Prodan, William D. Phillips [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 54. — P. 2596–2599.
- [19] *Сукачев, Д.Д.* Магнитная ловушка для атомов тулия [Текст] / Д.Д. Сукачев, А.В. Соколов, К.А. Чебаков [и др.] // *Квантовая Электроника*. — 2011. — Т. 41. — С. 765–768.
- [20] *Grimm, R.* Optical dipole traps for neutral atoms [Text] / R. Grimm, M. Weidemueller, Y. B. Ovchinnikov // *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2000. — Vol. 42. — P. 95–170.
- [21] *Weber, T.* Bose-einstein condensation of cesium [Text] / T. Weber, J. Herbig, M. Mark [et al.] // *Science*. — 2003. — Vol. 299, № 5604. — P. 232–235.
- [22] *Katori, H.* Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap [Text] / H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, V. D. Ovsiannikov // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 173005.

- [23] *Berglund, A. J.* Sub-Doppler laser cooling and magnetic trapping of erbium [Text] / A. J. Berglund, S. A. Lee, J. J. McClelland // *Phys. Rev. A.* — 2007. — Vol. 76. — P. 053418.
- [24] *Brickman, K.-A.* Magneto-optical trapping of cadmium [Text] / K.-A. Brickman, M.-S. Chang, M. Acton [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2007. — Oct. — Vol. 76. — P. 043411.
- [25] *Guest, J. R.* Laser trapping of ^{225}Ra and ^{226}Ra with repumping by room-temperature blackbody radiation [Text] / J. R. Guest, N. D. Scielzo, I. Ahmad [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Feb. — Vol. 98. — P. 093001.
- [26] *Hachisu, H.* Trapping of neutral mercury atoms and prospects for optical lattice clocks [Text] / H. Hachisu, K. Miyagishi, S. G. Porsev [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Feb. — Vol. 100. — P. 053001.
- [27] *Youn, S. H.* Dysprosium magneto-optical trap [Text] / S. H. Youn, M. Lu, U. Ray, B. L. Lev // *Phys. Rev. A.* — 2010. — Vol. 82. — P. 043425.
- [28] *Lu, M.* Trapping ultracold dysprosium: A highly magnetic gas for dipolar physics [Text] / M. Lu, S. H. Youn, B. L. Lev // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Feb. — Vol. 104. — P. 063001.
- [29] *Lahaye, T.* The physics of dipolar bosonic quantum gases [Text] / T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos [et al.] // *Reports on Progress in Physics.* — 2009. — Vol. 72, № 12. — P. 126401.
- [30] *Baranov, M.* Ultracold dipolar gases — a challenge for experiments and theory [Text] / M. Baranov, Ł. Dobrek, K. Góral [et al.] // *Physica Scripta.* — 2002. — Vol. 2002, № T102. — P. 74.

- [31] *Stuhler, J.* Observation of dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas [Text] / J. Stuhler, A. Griesmaier, T. Koch [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 150406.
- [32] *Petrov, A.* Anisotropy-induced feshbach resonances in a quantum dipolar gas of highly magnetic atoms [Text] / A. Petrov, E. Tiesinga, S. Kotochigova // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109. — P. 103002.
- [33] *Kotochigova, S.* Anisotropy in the interaction of ultracold dysprosium [Text] / S. Kotochigova, A. Petrov // *Phys. Chem. Chem. Phys.* — 2011. — Vol. 13. — P. 19165–19170.
- [34] *Giovanazzi, S.* Tuning the dipolar interaction in quantum gases [Text] / S. Giovanazzi, Axel Görlitz, T. Pfau // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 130401.
- [35] *Баранов, М.А.* О возможности сверхтекучего перехода в Ферми-газе нейтральных частиц при сверхнизких температурах [Текст] / М.А Баранов, М.Ю. Каган, Ю. Каган // *Письма в ЖЭТФ*. — 1996. — Т. 64. — С. 273.
- [36] NIST atomic spectra database [Electronic resource]. — Boulder : NIST. — URL: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
- [37] *Kolachevsky, N.* Blue laser cooling transitions in Tm I [Text] / N. Kolachevsky, A. Akimov, I. Tolstikhina [et al.] // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 2007. — Vol. 89. — P. 589–594.
- [38] *Kuhl, J.* Hyperfeinstrukturuntersuchungen mit einem sphaerischen fabry-perot-interferometer mit internem absorptionsatomstrahl im Tm I- und Eu I-

- Spektrum [Text] / J. Kuhl // *Zeitschrift fuer Physik*. — 1971. — Vol. 242. — P. 66–85.
- [39] *Brandt, H.-W.* Recent hyperfine structure investigations in the configurations $4f^{13}6s^2$, $4f^{13}6s\,6p$, and $4f^{12}5d\,6s^2$ of Tm I [Text] / H.-W. Brandt, P. Camus // *Zeitschrift fuer Physik A Atoms and Nuclei*. — 1977. — Vol. 283. — P. 309–313.
- [40] *Александров, Е. Б.* Неуширяемая столкновениями линия тулия 1,14 мкм. [Текст] / Е. Б. Александров, В. Н. Котылев, К. П. Василевский, В. Н. Кулясов // *Оптика и спектроскопия*. — 1983. — Т. 54, № 1. — С. 3–4.
- [41] *Campbell, G. K.* Imaging the Mott insulator shells by using atomic clock shifts [Text] / G. K. Campbell, J. Mun, M. Boyd [et al.] // *Science*. — 2006. — Vol. 313. — P. 649–652.
- [42] *Choi, K. S.* Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory [Text] / K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat, H. J. Kimble // *Nature*. — 2008. — Vol. 452, № 7183. — P. 67–71.
- [43] *Eisaman, M. D.* Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses [Text] / M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou [et al.] // *Nature*. — 2005. — Vol. 438, № 7069. — P. 837–841.
- [44] *Zhao, B.* A millisecond quantum memory for scalable quantum networks [Text] / B. Zhao, Y.-A. Chen, X.-H. Bao [et al.] // *Nature Physics*. — 2009. — Vol. 5, № 2. — P. 95–99.
- [45] *Chebakov, K.* Zeeman slowing of thulium atoms [Text] / K. Chebakov, A. Sokolov, A. Akimov [et al.] // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, № 19. — P. 2955–2957.

- [46] *Raab, E. L.* Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure [Text] / E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — Dec. — Vol. 59, № 23. — P. 2631–2634.
- [47] Handbook of Chemistry and Physics [Text] / Ed. by D. R. Lide. — 84 edition. — Boca Raton : CRC Press, 2003.
- [48] *Spedding, F.H.* The vapor pressure of thulium metal [Text] / F.H. Spedding, R.J. Barton, A.H. Daane // *Journal of the American Chemical Society.* — 1957. — Vol. 79. — P. 5160–5163.
- [49] *Antoine, C.* Tensions des vapeurs; nouvelle relation entre les tensions et les temperatures [Text] / C. Antoine // *Comp. Rend. Seanc. l'Acad. Scie. Paris.* — 1888. — Vol. 107. — P. 681–684.
- [50] *Phillips, W. D.* Laser deceleration of an atomic beam [Текст] / W. D. Phillips, H. Metcalf // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — T. 48, № 9. — C. 596–599.
- [51] *Stark, D.S.* A new getter system for opaque vacuum tubes, using samarium or thulium [Text] / D.S. Stark, M. Hillier, A. Manley // *Vacuum.* — 1967. — Vol. 17, № 2. — P. 91–96.
- [52] *Mueller, J.* The gettering action of evaporated films of titanium and erbium [Text] / J Mueller, B Singh, N A Surplice // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 1972. — Vol. 5, № 6. — P. 1177.
- [53] *Kogelnik, H.* Laser beams and resonators [Text] / H. Kogelnik, T. Li // *Appl. Opt.* — 1966. — Oct. — Vol. 5, № 10. — P. 1550–1567.

- [54] *Васин, Б. Л.* Методика измерения спектральной чувствительности ПЗС-матрицы. [Текст] / Б. Л. Васин, С. В. Малькова, М. В. Осипов [и др.] // *Препринт ФИАН*. — 2007. — Т. 18. — С. 1.
- [55] *Sukachev, D.* Laser cooling of thulium atoms [Text] / D. Sukachev, К. Chebakov, А. Sokolov [et al.] // *Optics and Spectroscopy*. — 2011. — Vol. 111, № 4. — P. 633–638.
- [56] *Sukachev, D.* Magneto-optical trap for thulium atoms [Text] / D. Sukachev, А. Sokolov, К. Chebakov [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2010. — Vol. 82. — P. 011405.
- [57] *Собельман, И. И.* Введение в теорию атомных спектров [Текст] / И. И. Собельман. — М. : «Наука», 1977. — 320 с.
- [58] *Звелто, О.* Принципы лазеров [Текст] / О. Звелто. — 3-ье изд. — М. : «Мир», 1990. — 560 с.
- [59] *Baklanov, E.V.* Resonance fluorescence in a strong monochromatic field [Text] / E.V. Baklanov // *ЖЭТФ*. — 1974. — Vol. 65, № 6. — P. 2203–2213.
- [60] *Мандель, Л.* Оптическая когерентность и квантовая оптика [Текст] / Л. Мандель, Э. Вольф ; Под ред. В.В. Самарцева. — М. : Нука. Физматлит, 2000. — 896 с.
- [61] *Берестецкий, В.Б.* Теоретическая физика. Том IV: Квантовая электродинамика [Текст] / В.Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л.П. Питаевский ; Под ред. Питаевский Л.П. — 4-ое изд. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 720 с.

- [62] *Lett, P. D.* Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit [Text] / P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 61. — P. 169–172.
- [63] *Wineland, D. J.* Laser cooling of atoms [Text] / D. J. Wineland, W. M. Itano // *Phys. Rev. A.* — 1979. — Oct. — Vol. 20. — P. 1521–1540.
- [64] *Dalibard, J.* Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models [Text] / J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Vol. 6, № 11. — P. 2023–2045.
- [65] *Weiss, D. S.* Optical molasses and multilevel atoms: experiment [Text] / D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2072–2083.
- [66] *Chang, S.* Sub-Doppler laser cooling of atoms: Comparison of four multilevel atomic schemes [Text] / S. Chang, T. Y. Kwon, H. S. Lee, V. G. Minogin // *Phys. Rev. A.* — 2001. — Vol. 64. — P. 013404.
- [67] *Valentin, C.* One-dimension sub-Doppler molasses in the presence of static magnetic field [Text] / C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, P. Pillet // *EuroPhys. Lett.* — 1992. — Vol. 17, № 2. — P. 133.
- [68] *Shang, S-Q.* Velocity-selective resonances and sub-doppler laser cooling [Text] / S-Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 67. — P. 1094–1097.
- [69] *Walhout, M.* $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses in a longitudinal magnetic field [Text] / M. Walhout, J. Dalibard, S. L. Rolston, W. D. Phillips // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1992. — Vol. 9, № 11. — P. 1997–2007.

- [70] *Ландау, Л. Д.* Теория поля [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — 8-е, стереотипное изд. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 534 с.
- [71] *Walhout, M.* Magnetic inhibition of polarization-gradient laser cooling in σ^+ - σ^- optical molasses [Text] / M. Walhout, U. Sterr, S. L. Rolston // *Phys. Rev. A.* — 1996. — Vol. 54. — P. 2275–2279.
- [72] *Сукачев, Д. Д.* Субдоплеровское охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке [Текст] / Д. Д. Сукачев, А. В. Соколов, К. А. Чебаков [и др.] // *Письма в ЖЭТФ.* — 2010. — Т. 92, № 92. — С. 772–776.
- [73] *Arnold, A. S.* Atomic density and temperature distributions in magneto-optical traps [Text] / A. S. Arnold, P. J. Manson // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2000. — Apr. — Vol. 17, № 4. — P. 497–506.
- [74] *Connolly, C. B.* Large spin relaxation rates in trapped submerged-shell atoms [Text] / C. B. Connolly, Y. S. Au, S. C. Doret [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2010. — Vol. 81. — P. 010702.
- [75] *Metcalf, H. J.* Laser Cooling and Trapping [Text] / H. J. Metcalf, P. van der Straten. — Berlin, New-York : Springer, 1999. — 323 p.
- [76] *Wing, W. H.* On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields [Text] / W. H. Wing // *Progress in Quantum Electronics.* — 1984. — Vol. 8. — P. 181–199.
- [77] *Bergeman, T.* Magnetostatic trapping fields for neutral atoms [Text] / T. Bergeman, G. Erez, H. J. Metcalf // *Phys. Rev. A.* — 1987. — Vol. 35. — P. 1535–1546.

- [78] *Сукачев, Д. Д.* Субдоплеровское лазерное охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке и магнитное удержание атомов тулия в низкоградиентной магнитной ловушке [Текст] / Д. Д. Сукачев, А. В. Соколов, Н. Н. Колачевский [и др.] // *Наносистемы: физика, химия, математика*. — 2012. — Т. 3, № 1. — С. 125–131.
- [79] *Hensler, S.* Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms [Text] / S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier [et al.] // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 2003. — Vol. 77. — P. 765–772.
- [80] *Majorana, E.* Atomi orientati in campo magnetico variabile [Text] / E. Majorana // *Nuovo Cimento*. — 1932. — Vol. 9. — P. 43–50.
- [81] *Majorana, E.* Ettore Majorana : scientific papers : on occasion of the centenary of his birth [Text] / E. Majorana, G. F. Bassani ; Ed. by G. F. Bassani. — Berlin, New-York : Springer, 2006. — URL: <http://link.springer.com.ezp-prod1.hul.harvard.edu/book/10.1007/978-3-540-48095-2/page/1>.
- [82] *Brink, D. M.* Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap [Text] / D. M. Brink, C. V. Sukumar // *Phys. Rev. A*. — 2006. — Vol. 74. — P. 035401.
- [83] *Newman, Bonna K.* Magnetic relaxation in dysprosium-dysprosium collisions [Text] / Bonna K. Newman, Nathan Brahms, Yat Shan Au [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2011. — Vol. 83. — P. 012713.
- [84] *Griesmaier, A.* Bose-Einstein condensation of chromium [Text] / A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 160401.

- [85] *Aikawa, K.* Bose-Einstein condensation of erbium [Text] / K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Ма. — Vol. 108. — P. 210401.
- [86] *Lu, M.* Strongly dipolar bose-einstein condensate of dysprosium [Text] / M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, B. L. Lev // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 190401.
- [87] *Hañsch, T. W.* Cooling of gases by laser radiation [Text] / T. W. Hañsch, A. L. Schawlow // *Opt. Comm.* — 1975. — Vol. 13. — P. 68–69.
- [88] *Летохов, В. С.* Охлаждение и пленение атомов и молекул резонансным световым полем. [Текст] / В. С. Летохов, В. Г. Миногин, Б. Д. Павлик // *ЖЭТФ.* — 1977. — Т. 72. — С. 1328.
- [89] *Балыкин, В. И.* Охлаждение атомов давлением лазерного излучения [Текст] / В. И. Балыкин, В. С. Летохов, В. Г. Миногин // *УФН.* — 1985. — Т. 147. — С. 117.
- [90] *Андреев, С. В.* Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия до 1,5 К во встречном лазерном луче. [Текст] / С. В. Андреев, В. И. Балыкин, В. С. Летохов, Миногин В. Г. // *Письма ЖЭТФ.* — 1981. — Т. 34. — С. 463.
- [91] *Cohen-Tannoudji, C.* Atom-Photon Interaction. Basic Processes and Applications [Text] / C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg. — New York, Toronto : Wiley-VCH Verlag GmbH, 2004. — 656 p.
- [92] *Lett, P. D.* Optical molasses [Text] / P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Nov. — Vol. 6, № 11. — P. 2084–2107.

- [93] *Dalibard, J.* Potentialities of a new $\sigma^+ - \sigma^-$ laser configuration for radiative cooling and trapping [Text] / J. Dalibard, S. Reynaud, C. Cohen-Tannoudji // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1984. — Vol. 17, № 22. — P. 4577.
- [94] *Прудников, О.Н.* Новая сила трения, обусловленная спонтанным световым давлением [Текст] / О.Н. Прудников, А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин // *Письма ЖЭТФ*. — 1999. — Т. 70. — С. 439–444.
- [95] *Prudnikov, O. N.* Magneto-optical force in a resonant field of elliptically polarized light waves [Text] / O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin // *Phys. Rev. A*. — 2008. — Mar. — Vol. 77. — P. 033420.
- [96] *Minogin, V.G.* Resonant light pressure forces in a strong standing laser wave [Text] / V.G. Minogin, O.T. Serimaa // *Optics Communications*. — 1979. — Vol. 30, № 3. — P. 373–379.
- [97] *Фейнман, Р.* Фейнмановские лекции по физике. Том 1: Современная наука о природе. Законы механики [Текст] / Р. Фейнман. — М. : Мир, 1977. — 260 с.
- [98] *Ширяев, А.Н.* Вероятность [Текст] / А.Н. Ширяев. — М. : МЦНМО, 1980. — 968 с.
- [99] *Миногоин, В. Г.* Давление лазерного излучения на атомы [Текст] / В. Г. Миногоин, В. С. Летохов. — М. : Наука: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. — 224 с.
- [100] *Скалли, М. О.* Квантовая оптика [Текст] / М. О. Скалли, М. С. Зубайри ; Под ред. В.В Самарцева. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 512 с.

- [101] *Soeding, J.* Observation of the magneto-optical radiation force by laser spectroscopy [Text] / J. Soeding, R. Grimm, J. Kowalski [et al.] // *EPL (Europhysics Letters)*. — 1992. — Vol. 20, № 2. — P. 101.
- [102] *Emile, O.* Observation of a new magneto-optical trap [Text] / O. Emile, F. Bardou, C. Salomon [et al.] // *EPL (Europhysics Letters)*. — 1992. — Vol. 20, № 8. — P. 687.
- [103] *Söding, J.* Stimulated magneto-optical force in the dressed-atom picture [Text] / J. Söding, R. Grimm // *Phys. Rev. A*. — 1994. — Sep. — Vol. 50. — P. 2517–2527.
- [104] *Собельман, И. И.* О теории ширины атомных спектральных линий [Текст] / И. И. Собельман // *Успехи физических наук*. — 1954. — Т. 54. — С. 551–586.
- [105] *Hancox, C. I.* Magnetic trapping of rare-earth atoms at millikelvin temperatures [Text] / C. I. Hancox, S. C. Doret, M. T. Hummon [et al.] // *Nature*. — 2004. — Vol. 431, № 7006. — P. 281–284.
- [106] *Chu, X.* Dynamic polarizabilities of rare-earth-metal atoms and dispersion coefficients for their interaction with helium atoms [Text] / X. Chu, A. Dalgarno, G. C. Groenenboom // *Phys. Rev. A*. — 2007. — Vol. 75. — P. 032723.
- [107] *Buchachenko, A. A.* Interactions and collisions of cold metal atoms in magnetic traps [Text] / A. A. Buchachenko, Yu. V. Suleimanov, M. M. Szczesniak, G. Chalasinski // *Physica Scripta*. — 2009. — Vol. 80, № 4. — P. 048109.

Список иллюстративного материала

0.1. Упрощенная схема уровней Tm	6
1.1. Давления насыщенных паров Tm, Er и Yb	10
1.2. Схема экспериментальной установки	12
1.3. Схема вакуумной установки	14
1.4. Параметры лазерного пучка	15
1.5. Фотографии лазерного пучка	15
1.6. Условная схема частот АОМов	16
1.7. Спектр насыщенного поглощения	18
1.8. Схема стабилизации частоты лазера	19
1.9. Калибровочные кривые ФЭУ	21
1.10. Время отклика ФЭУ	21
1.11. Генератор импульсов	23
1.12. Типичная кривая разгрузки МОЛ	26
1.13. Динамика загрузки МОЛ	27
1.14. Обратное время жизни атомов в МОЛ	29
1.15. Число атомов в МОЛ	32
1.16. Фотографии «тёмной» МОЛ	32
1.17. Сверхтонкая структура уровней охлаждающего перехода	34
1.18. Влияние перекачивающего излучения	37
2.1. Стоячая волна поляризации при субдоплеровском охлаждении	40
2.2. Влияние магнитного поля на субдоплеровское охлаждение	44
2.3. К выводу формулы (2.8)	45
2.4. Схема электронного ключа для выключения магнитного поля МОЛ	49

2.5. Время выключения/включения магнитного поля МОЛ	49
2.6. Баллистический разлет МОЛ	50
2.7. Зависимость радиуса облака атомов от времени разлета	51
2.8. Зависимость температура атомов в МОЛ от отстройки пучков МОЛ	52
2.9. Зависимость температуры атомов в МОЛ от мощности света в МОЛ	52
3.1. Квадрупольная МЛ	56
3.2. Баллистический разлет МОЛ и МЛ	59
3.3. Профиль концентрации атомов в МЛ	61
3.4. Температура атомов в МЛ	62
3.5. Число атомов в МЛ	64
А.1. К объяснению принципов лазерного охлаждения	85
А.2. Сила вязкого трения в оптической патоке	90
Б.1. Принцип действия МОЛ	95
Б.2. Схема МОЛ	97
Б.3. Численное моделирования процесса захвата атома в МОЛ	100
Б.4. Скорость захвата атомов в МОЛ а)	100
Б.5. Скорость захвата атомов в МОЛ б)	101
Б.6. Характеристика зеемановского замедлителя	102
Б.7. Расходимость атомного пучка после зеемановского замедлителя .	105

Список таблиц

1. Измерение температуры атомов в МОЛ	48
2. Параметры двух охлаждающих переходов в атоме Tm	106

Приложения

Приложение А. Лазерное охлаждение

Впервые использовать лазерное излучение для охлаждения атомов предложили в 1974 г. Т.В. Хэнш и А.Л. Шавлов [87] и независимо от них в 1976 г. В.С. Летохов с коллегами [88, 89]. Уже в 1981 г. группе В.С. Летохова удалось замедлить пучок атомов натрия до температуры в 1,5 К [90], вскоре аналогичный эксперимент удался группе Филлипса [50]. После того, как в 1987 г. Рааб с коллегами реализовал первую магнито-оптическую ловушку [46], появилась возможность одновременно охлаждать и удерживать атомы.

Принцип действия лазерного охлаждения легко понять из простой модели взаимодействия двухуровневого атома с резонансным лазерным полем. Рассмотрим процесс рассеяния движущимся атомом фотона (см. Рисунок А.1).

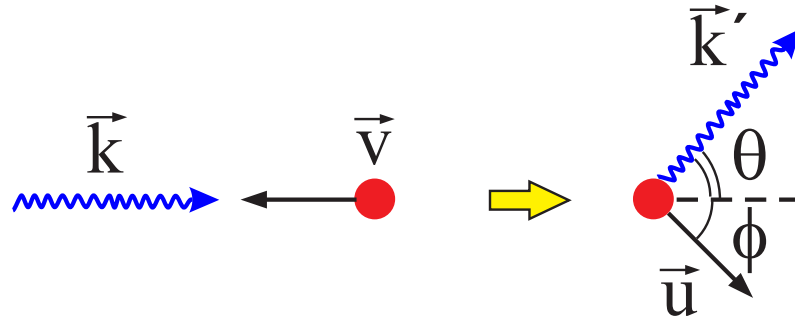


Рисунок А.1 — К объяснению принципов лазерного охлаждения; $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ — волновые векторы падающего и рассеянного фотонов, $\vec{v}$ и $\vec{u}$ — скорости атома до и после рассеяния.

Из законов сохранения энергии следует:

$$\hbar k - mv = \hbar k' \cdot \cos \theta + mu \cdot \cos \phi,$$

$$\hbar k' \cdot \sin \theta = mu \cdot \sin \phi, \tag{A.1}$$

$$\hbar k c + \frac{mv^2}{2} = \hbar k' c + \frac{mu^2}{2}.$$

Отсюда для волнового вектора k' рассеянного фотона имеем:

$$k'^2 \cdot \frac{\hbar^2 \cos^2 \theta}{2m} + k' \hbar \left(c + v \cos \theta - \frac{\hbar k \cos \theta}{m} \right) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \hbar k(v + c) = 0. \quad (\text{A.2})$$

Решение этого уравнения (с точностью до членов первого порядка малости по v/c и $\hbar k/mc$) имеет вид:

$$k' \approx k \left(1 + \frac{v}{c} (1 - \cos \theta) \right) - \frac{\hbar k^2}{mc} (1 - \cos \theta). \quad (\text{A.3})$$

С учетом изотропности углового распределения рассеянного фотона для изменения кинетической энергии атома $mv_x^2/2$ имеем:

$$\Delta E_{\text{атома}} = -\Delta E_{\text{фотона}} = -\hbar k v + \kappa \cdot 2R, \quad (\text{A.4})$$

где

$$2R = 2 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (\text{A.5})$$

суть энергия отдачи, которую приобретает атом при рассеянии одного фотона. Коэффициент $\kappa < 1$ связан с тем, что энергия отдачи распределяется по всем трем поступательным степеням свободы, т.е. «нагревает» атом не только вдоль лазерных лучей, но и перпендикулярно к ним. Если пренебречь эффектом отдачи, то средние приращения энергии и импульса атома равны:

$$\Delta E_{\text{атома}} = -\hbar k v, \quad (\text{A.6})$$

$$\Delta p_x = -\hbar k.$$

Отсюда видно, что если атом движется навстречу фотону ($v > 0$), то его энергия в результате рассеяния уменьшится, т.е. он охладится.

Полезно рассмотреть этот процесс с немного иной точки зрения, из которой станет понятно, почему данный механизм охлаждения называется *доплеровским*. Перейдем в С.О., в которой атом покоится. В ней из-за эффекта Доплера фотон будет иметь волновой вектор:

$$k \left(1 - \frac{v}{c}\right). \quad (\text{A.7})$$

Процесс рассеяния фотона представляет из себя вынужденное поглощение фотона с его последующим спонтанным испусканием⁸. Если пренебречь эффектом отдачи, то эта задача эквивалентна задаче о резонансной флуоресценции, которая подробно разобрана в [91, Гл. VI]. На стр. 440 процитированной книги показано, что частота рассеянного фотона в среднем совпадает с частотой падающего фотона, т.е. изменится только его направление (и поляризация, которая не представляет интереса). В лабораторной системе отсчета из-за эффекта Доплера волновой вектор рассеянного фотона будет:

$$k' = k \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right) \approx k \left(1 - \frac{v}{c} (1 - \cos \theta)\right), \quad (\text{A.8})$$

который совпадает с выражением (A.3) без учета энергии отдачи (A.5).

Оптическая патока

Пусть теперь атом движется в поле двух, распространяющихся навстречу друг другу, лазерных полей, частота которых отстроена в красную область от резонанса. Тогда из-за эффекта Доплера вероятность поглощения распространяющегося навстречу фотона оказывается больше, чем вероятность поглощения фотона, летящего в том же направлении, что приводит к торможению ато-

⁸При вынужденном испускании энергии как фотона, так и атома не изменяется.

ма. Описанный механизм охлаждения получил название «оптическая патока» («optical molasses»). Подробно с историей развития, теорией и экспериментами с оптической патокой можно ознакомиться в обзорных статьях [65, 92].

Конкретное выражение для тормозящей силы зависит от полного момента нижнего уровня и поляризации лазерных лучей. Найдем сначала приближенную формулу для случая малого параметра насыщения s для двухуровневого атома⁹. В пренебрежении энергией отдачи (A.5) тормозящая сила имеет вид:

$$F = \frac{\Delta p}{dt} = \frac{s I_0}{\hbar \omega} \hbar k (\sigma_+ - \sigma_-), \quad (\text{A.9})$$

где σ_+ , σ_- — вероятности рассеять фотон, летящий в положительном и отрицательном направлении соответственно. С учетом эффекта Доплера они равны:

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 \frac{1}{1 + s + 4(\delta \pm kv_x)^2 / \Gamma^2}, \quad (\text{A.10})$$

где σ_0 — резонансное сечение рассеяния (1.13), I_0 — интенсивность насыщения перехода, δ — отстройка частоты лазера от частоты атомного резонанса (в угловых частотах). В итоге имеем [63]:

$$F = 8\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma} \cdot v \frac{s}{[1 + s + 4(\delta - kv)^2 / \Gamma^2] [1 + s + 4(\delta + kv)^2 / \Gamma^2]}. \quad (\text{A.11})$$

Точное выражение (при любом параметре насыщения) для тормозящей силы на переходе $F = 0 \rightarrow F = 1$ в оптической патоке, образованной лазерными

⁹Естественно, переход $F = 0 \rightarrow F' = 0$ является запрещенным и такой атом не может рассеивать свет. Однако, если использовать лазерные пучки с одинаковыми круговыми поляризациями, то вследствие оптической накачки, переход $|F, m_F = F\rangle \rightarrow |F + 1, m_F = F + 1\rangle$ соответствует модели двухуровневого атома.

пучками противоположной круговой поляризации, имеет вид [93]¹⁰:

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{\hbar k \Gamma N}{2 D}, \\
 N &= \delta \cdot (kv) [\Gamma^2 + 4(kv)^2] \Gamma^2 s, \\
 D &= (\Gamma^2 + 4(kv)^2) \left[Q + \frac{\Gamma^2 s}{8} \left(4\Delta^2 + \frac{3}{8} \Gamma^2 s + 4(kv)^2 \right) \right] + \\
 &\quad + \frac{1}{16} \Gamma^4 s^2 \left[\Delta^2 + \frac{3}{8} \Gamma^2 s - 3(kv)^2 \right], \\
 \Delta^2 &= \delta^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2 + \frac{1}{8} \Gamma^2 s, \\
 Q &= [\Delta^2 - (kv)^2]^2 + (kv)^2 \Gamma^2.
 \end{aligned} \tag{A.12}$$

На Рисунке A.2 приведено сравнения обеих формул при различных значениях параметра насыщения. Из него видно, что при $s > 1$ приближенное выражение начинает давать завышенное значение для тормозящей силы.

Коэффициент вязкого трения (производная от силы при $v = 0$) при малом s равен [75, стр. 88]:

$$\alpha = 8\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma} \frac{s}{[1 + 4\delta^2/\Gamma^2]^2}. \tag{A.13}$$

Для перехода $J = 1 \rightarrow J = 2$ при $s \leq 1$ коэффициент вязкого трения равен [64]:

$$\alpha = \frac{100}{11} \hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma} \frac{s}{[1 + 4\delta^2/\Gamma^2]^2} \approx 9\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma} \frac{s}{[1 + 4\delta^2/\Gamma^2]^2}. \tag{A.14}$$

Это выражение практически не отличается от (A.13). Поэтому для анализа лазерного охлаждения в атомах тулия (на переходе $F = 4 \rightarrow F' = 5$) использовалась формула (A.11).

Доплеровский механизм охлаждения в отсутствии других внешних полей (например, магнитного поля) практически не зависит от поляризации лазер-

¹⁰Отметим, что в данной работа проф. Далибард использует параметр насыщения для суммарного светового поля, который в 2 раза больше используемого здесь параметра насыщения.

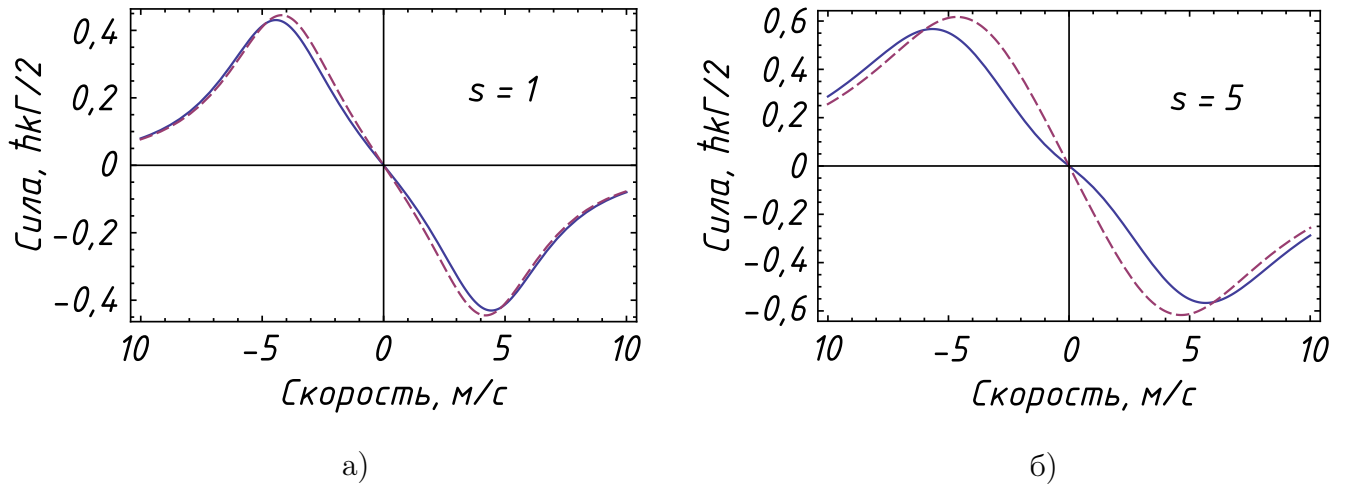


Рисунок А.2 — Сила вязкого трения в оптической палочке при двух значениях параметра насыщения: а) $s = 1$, б) $s = 5$. Сплошная (синяя) кривая — точная формула для перехода $J = 0 \rightarrow J = 1$ (А.12), красная (пунктирная) — приближенная (А.11). Отстройка $\delta = -\Gamma$.

ных лучей [65]. На частотную же отстройку света от резонанса накладывается строгое ограничение — она должна быть отрицательной. Если отстройка будет положительной, то сила (А.11) станет разгонять, а не тормозить атом.

Отметим, что существуют различные методы охлаждения, отличные от рассмотренного выше. Например, предложены механизмы охлаждения, которые работают при точном резонансе [94, 95], или даже при положительной частотной отстройке [96]. С разнообразными методами охлаждения можно ознакомиться в [75, Гл. II].

Доплеровский предел температуры

Сила вязкого трения, описанная выше, приводит к охлаждению атома. При каждом акте поглощения-испускания атом (даже неподвижный) приобретает энергию отдачи, равную $(\hbar k)^2/m$, что приводит к нагреванию [88], которое не зависит от скорости атома, а зависит лишь от полного числа рассеянных фотонов. В результате, баланс между процессами охлаждения и нагревания определяет минимальную кинетическую энергию, до которой можно охладить

атом в оптической патке при заданных интенсивности и отстройке лазерных полей.

По аналогии с (A.9) и с учетом (A.4) для одномерной оптической патоки имеем:

$$\frac{dE_x}{dt} = \frac{s I_0}{\hbar\omega} (\sigma_+(\hbar k v_x + \kappa \cdot 2R) + \sigma_-(-\hbar k v_x + \kappa \cdot 2R)). \quad (\text{A.15})$$

В трехмерной оптической патке «распределение» энергии отдачи по трем степеням свободы компенсируется добавлением энергии отдачи от двух других пар лазерных лучей. Тогда полное изменение энергии вдоль оси x равно [63]:

$$\frac{dE_x}{dt} = \frac{s I_0}{\hbar\omega} (\sigma_+(\hbar k v_x + 2R) + \sigma_-(-\hbar k v_x + 2R)). \quad (\text{A.16})$$

Минимальная кинетическая энергия определяется условием:

$$\frac{dE_x}{dt} = 0. \quad (\text{A.17})$$

Нагревание за счет энергии отдачи сродни задаче о случайных блужданиях [97, Гл. 6]. Получаемое биномиальное распределение согласно Центральной предельной теореме [98, Гл. III] стремится к нормальному распределению. Таким образом, распределение по скоростям, которое получается при взаимодействии атома с оптической патокой, близко к распределению Максвелла [99, § 8.3]. Поэтому допустимо говорить о температуре атомов в патке. Из уравнения (A.17) с учетом (A.16) и (A.10) для конечной температуры при параметре насыщения $s < 1$ имеем: [63]:

$$T = \frac{\hbar\Gamma}{4k_B} \frac{1 + 4((\omega - \omega_0)/\Gamma)^2}{2(\omega - \omega_0)/\Gamma}. \quad (\text{A.18})$$

При частотной отстройке $\omega - \omega_0 = -\Gamma/2$ выражение (A.18) достигает минимального значения:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (\text{A.19})$$

так называемого *доплеровского предела*. Доплеровский предел для охлаждающего перехода с длиной волны 410,6 нм в Tm составляет 240 мК, что соответствует среднеквадратичной скорости атомов 11 см/с.

Сравнение (A.15) и (A.16) показывает, что в одномерной патоке доплеровский предел будет в 3 раза меньше. Однако, если учесть упругие столкновения между атомами, которые приводят к обмену энергией между поступательными степенями свободы, то для одномерного случая получится тоже значения температуры, что и для трехмерного [63]. Эксперименты с оптической патокой подтверждают, что для двухуровневого атома¹¹ температура T_D действительно является минимальной [65].

Уравнение (A.16) написано в предположении, что ширина получившегося распределения скоростей меньше естественной ширины линии (точнее, меньше γ/k , где k — соответствующий волновой вектор). Только в этом случае имеет смысл говорить об определенной частотной отстройке света от атомного резонанса (δ). Это подразумевает, что

$$R \leq \hbar\Gamma; \quad (\text{A.20})$$

иначе изменение энергии атома за один акт рассеяния будет заведомо больше естественной ширины перехода (точнее, больше, чем $\hbar\gamma$). Если условие (A.20) нарушается, то уравнение (A.16) необходимо усреднить по доплеровскому распределению. Тогда минимальная кинетическая энергия атомов будет порядка

¹¹Точнее, при охлаждении на переходе $F = 0 \rightarrow F = 1$.

энергии отдачи [63], которая в данном случае меньше доплеровского предела.

Для охлаждающего перехода в атоме тулия на длине волны 410,6 нм неравенство (A.20) выполняется, поэтому имеет смысл говорить про доплеровский предел температуры.

Долгое время температура T_D считалась пределом для лазерного охлаждения. Однако, в 1988 году Филлипс с сотрудниками обнаружили, что температура атомов Na, охлажденных в оптической палочке составила примерно 40 мК [62], в то время, как формула (A.19) предсказывала температуру $T_D = 240$ мК. Стало ясно, что существующая на тот момент теория исходила из слишком упрощенной модели двухуровневого атома. Вскоре было предложено несколько механизмов, объясняющих столь низкие, *субдоплеровские* температуры. Более подробно этот вопрос рассмотрен в Главе 2.

Методы субдоплеровского охлаждения позволяют замедлить атомы практически до *предела отдачи* [17]:

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{k_B m}, \quad (\text{A.21})$$

который соответствует энергии, приобретенной покоящимся атомом при рассеянии одного фотона с волновым вектором k .

Приложение Б. Принципы работы МОЛ

Существует несколько типов МОЛ, которые отличаются конфигурацией световых полей. Наиболее распространенной МОЛ является ловушка, в которой используются лазерные пучки с круговыми поляризациями [46]. Именно она применялась во всех экспериментах с атомами тулия и будет подробно описана ниже.

Другой тип МОЛ образует ловушка, использующая линейно поляризованные лазерные пучки. Ее принцип работы основан на эффекте Ханле [100, § 7.1]. Подробное описание такой МОЛ можно найти в работах [101, 102, 103].

Здесь приведем лишь основные принципы работы МОЛ, более подробное описание может быть найдено в [2, п. 6.4.1] и в [75, § 11.4].

Рассмотрим для начала одномерный случай (Рисунок Б.1). Справа на двухуровневый атом, находящийся в начале координат, падает свет с σ^- поляризацией, а слева — с σ^+ поляризацией (все направления поляризации берутся относительно лабораторной системы отсчета)¹², пучки имеют равные интенсивности и одинаковые частоты, отстроенные чуть ниже атомного резонанса. Пусть полный момент атома в основном состоянии равен $F = 0$, а в возбужденном состоянии — $F' = 1$. В магнитном поле энергия основного состояния не меняется, а возбужденное состояние расщепляется на три магнитных подуровня. Энергии магнитных подуровней ($m_F = \pm 1$) возбужденного состояния линейно зависят от поля и имеют зависимости разных знаков. Пусть вектор магнитной индукции $\vec{B}$ меняется линейно с расстоянием вдоль оси Oz:

$$B_z(z) = bz. \quad (\text{Б.1})$$

¹²Если знак круговой поляризации определять относительно направления распространения фотона, то поляризации должны быть одного знака.

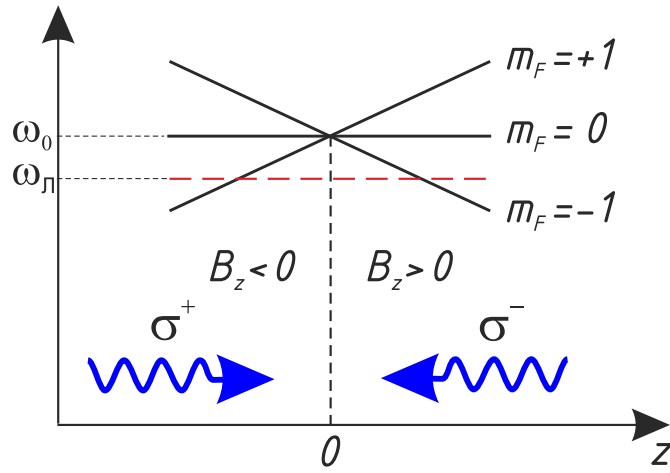


Рисунок Б.1 — Принцип действия МОЛ. Сверху показано расщепление возбужденного уровня атома с $F = 1$ в магнитном поле.

Тогда зеемановский сдвиг энергии для подуровней возбужденного состояния равен:

$$\Delta E(z) = m_F g_F \mu_B b z, \quad (\text{Б.2})$$

где g_F — фактор Ланде верхнего уровня, μ_B — магнетон Бора. Пусть $\Delta E > 0$ для подуровня с $m_F = +1$ при $z > 0$. Если *неподвижный* атом находится в правой полуплоскости (где $z > 0$), то частота излучение с поляризацией σ^- оказывается ближе к частоте перехода $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = -1$ с $\Delta m = -1$, чем частота излучения с поляризацией σ^+ к частоте перехода $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = 1$ с $\Delta m = +1$. Другими словами, атом будет чаще поглощать фотоны, летящие справа (имеющие σ^- поляризацию), что приведет к появлению силы, направленной к центру, к точке $z = 0$. Аналогично, если атом находится слева от начала координат, то на него будет действовать сила, направленная вправо. В результате, на атом будет действовать возвращающая сила. В предположении, что сдвиг уровней (Б.2) много меньше естественной ширины линии, выражение для полной силы, действующей на *движущийся* атом в МОЛ, можно получить

аналогично (А.12) или (А.11), сделав в (А.10) замену:

$$kv \rightarrow kv + \mu_B \mu b z / \hbar, \quad (\text{Б.3})$$

где μ — эффективный магнитный момент атома (в единицах μ_B). Предполагая, что параметр насыщения $s \leq 1$, имеем:

$$F = \frac{8sk}{\Gamma} \frac{-\hbar \delta k \cdot v - \mu_B \mu b \cdot z}{\left[1 + s + 4 \left(\frac{\delta - kv - \mu_B \mu b z / \hbar}{\Gamma} \right)^2\right] \left[1 + s + 4 \left(\frac{\delta + kv + \mu_B \mu b z / \hbar}{\Gamma} \right)^2\right]}. \quad (\text{Б.4})$$

Около точки $(0, 0)$ выражение (Б.4) можно линеаризовать:

$$\begin{aligned} F(z, v) &\approx -Dz - \alpha v, \\ D &= \frac{8\mu_B \mu b k s \delta}{\Gamma (1 + s + 4\delta^2/\Gamma^2)^2}, \\ \alpha &= \frac{8\hbar k^2 s \delta}{\Gamma (1 + s + 4\delta^2/\Gamma^2)^2}. \end{aligned} \quad (\text{Б.5})$$

Эта сила описывает линейный гармонический затухающий осциллятор с собственной частотой $\omega_0 = \sqrt{D/m}$ и с константой затухания $\Gamma = \alpha/m$, где m — масса атома. Для типичных МОЛ $\omega_0 = 2\pi \times 10^3$ Гц и $\Gamma = 10^5$ с⁻¹, следовательно, осцилляции атомов в ловушке затухают меньше, чем за один период.

Расширение данной схемы на трехмерный случай, является обобщением одномерной картины, когда для каждого из базисных направлений трехмерного пространства используется пара лазерных лучей с соответствующими поляризациями [46] (см. Рисунок Б.2). Требуемое квадрупольное магнитное поле создается парой соосных катушек, токи в которых текут в противоположных

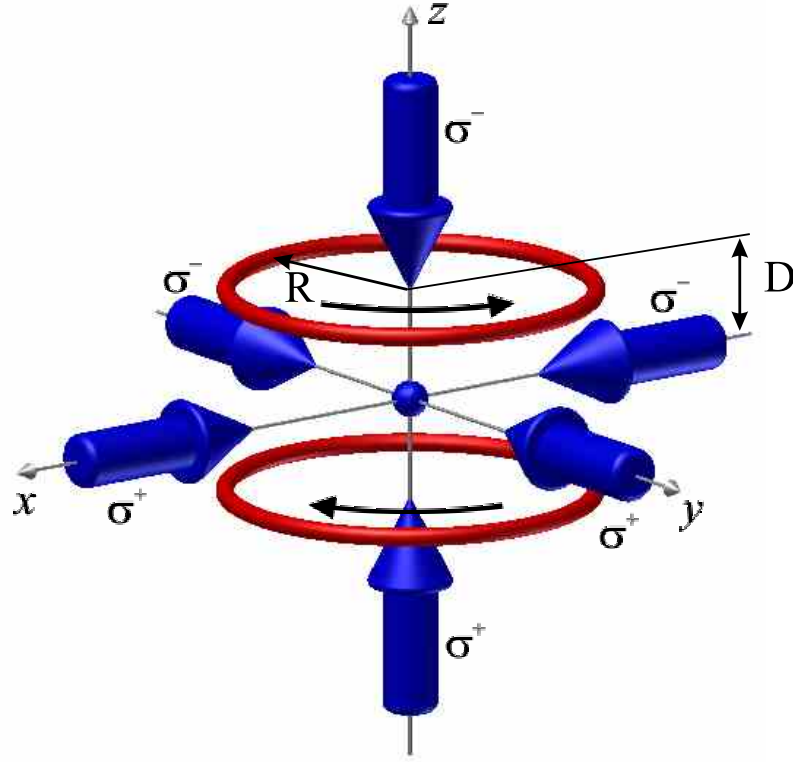


Рисунок Б.2 — Схема МОЛ. Синие стрелки обозначают лазерные пучки, черные стрелки указывают направление тока в антигельмгольцевых катушках. Поляризации пучков указаны для случая $g_F > 0$.

направлениях. Магнитное поле вблизи начала координат имеет вид:

$$B_z(\rho, z) = \mu_0 \frac{NI}{3} \frac{DR^2}{(D^2 + R^2)^{5/2}} z, \quad (\text{Б.6})$$

$$B_\rho(\rho, z) = \mu_0 \frac{3NI}{2} \frac{DR^2}{(D^2 + R^2)^{5/2}} \rho, \quad (\text{Б.7})$$

где I — ток через катушки, N — число витков в каждой катушке, R — радиус катушек, D — половина расстояния между катушками, ρ — модуль проекции радиус-вектора точки наблюдения на плоскость (xy) .

Важным моментом является выбор направлений поляризаций световых пучков. Здесь стоит отметить несколько моментов. Во-первых, из аксиальной симметрии задачи следует, что градиенты магнитного поля по осям x и y совпадают. Во-вторых, из уравнения Максвелла $\text{div } \vec{B} = 0$ следует, что градиенты по осям x и z имеют разные знаки и абсолютная величина градиента по оси z в два

раза больше, чем по оси x . В-третьих, знак поляризации зависит, как обсуждалось выше, от знака градиента поля и от фактора Ланде верхнего уровня. Если градиент поля по оси z b и фактор Ланде верхнего уровня g_F положительны, то в положительном направлении оси z должен распространяться свет с правой (σ^+) круговой поляризации, а в противоположном направлении — с левой круговой (σ^-) поляризацией. Для осей x и y все наоборот, т.к. градиент поля по этим осям будет отрицательным. Если произведение $b \cdot g_F$ меняет знак, то также меняют знак все круговые поляризации.

Измерение температуры атомов в МОЛ

Простой способ оценки температуры атомов в МОЛ основан на измерении радиуса облака холодных атомов. Атомы в МОЛ находятся в потенциале (см. (Б.5)):

$$U(x, y, z) = \frac{D_x x^2 + D_y y^2 + D_z z^2}{2}. \quad (\text{Б.8})$$

Согласно распределению Больцмана профиль концентрации атомов имеет вид:

$$n_z(z) \propto \iint_{\mathbb{R}^2} \exp\left(-\frac{U(x, y, z)}{k_B T}\right) dx dy \propto \exp\left(-\frac{D_z z^2}{2k_B T}\right). \quad (\text{Б.9})$$

Видно, что облако будет иметь гауссову форму с радиусом (по уровню $1/e$):

$$r = \sqrt{\frac{2k_B T}{D_z}}. \quad (\text{Б.10})$$

Отсюда можно найти температуру атомов:

$$T = \frac{r D_z}{2k_B} = \frac{r}{2k_B} \frac{8\mu_B \mu b k s \delta}{\Gamma (1 + s + 4\delta^2/\Gamma^2)^2}. \quad (\text{Б.11})$$

Данный метод определения температуры требует точного знания таких плохо измеряемых параметров, как градиент магнитного поля и интенсивность света в МОЛ, и не является точным. В экспериментах использовался более надежный метод баллистического разлета (см. п. 2.3). Тем не менее, подобный метод измерения температуры (по профилю концентрации атомов) применялся в экспериментах с магнитной ловушкой (см. п. 3.4).

Скорость захвата атомов в МОЛ

В МОЛ могут захватываться только атомы, скорость которых меньше определенной *скорости захвата* v_c , зависящей от многих параметров (например, от интенсивностей световых полей, радиусов пучков, градиента магнитного поля). Типичное значение v_c для большинства МОЛ составляет 30 м/с.

Для оценки скорости захвата атомов в МОЛ необходимо численно решить уравнения, описывающие динамику двухуровневого атома в поле двух встречных лазерных пучков различной круговой поляризации. Эти уравнения получаются из (А.12) или (А.11) с помощью подстановки (Б.3). На Рисунке Б.3 показаны решения соответствующих уравнений. Видно, что оба метода дают практически одинаковый результат. Поэтому для дальнейших вычислений использовалась приближенная формула (Б.5).

Основное состояние атома тулия имеет $F = 4$, потому магнитный момент может принимать значения от 0 до $4\mu_B$. Внутри трехмерной МОЛ из-за оптической накачки населенности магнитных подуровней примерно одинаковы. Поэтому для оценки использовался эффективный (средний) магнитный момент $\mu = 2\mu_B$. Градиент магнитного поля МОЛ вдоль оси зеемановского замедлителя не превышал 20 Гс/см, т.к. при бóльших градиентах наблюдался чрезмерный

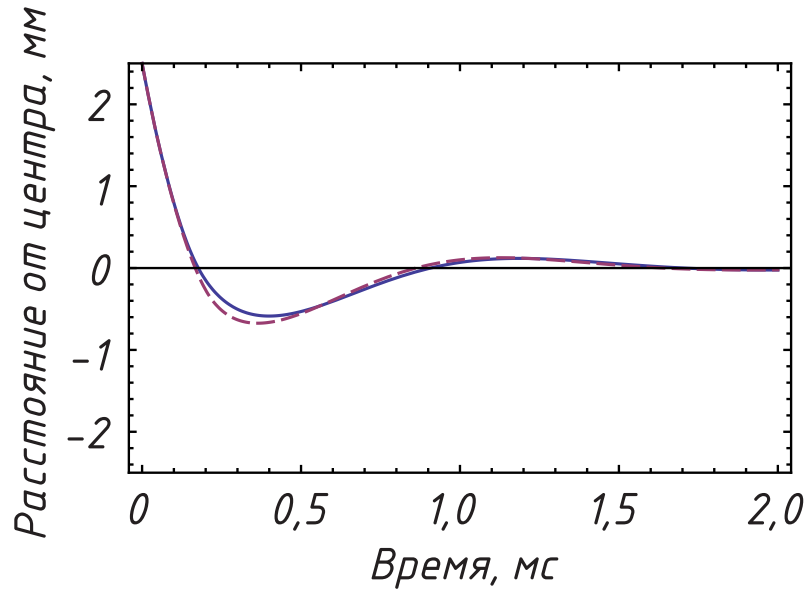


Рисунок Б.3 — Сравнение результатов численного моделирования процесса захвата атома в одномерную МОЛ для типичный параметров эксперимента ($\delta \approx -2\Gamma$; $R \approx 2,5$ мм; $s = 1,5$; $v = 18$ м/с). Синяя (сплошная) кривая — результат использования точной формулы (см. текст), красная (пунктирная) кривая — приближенный расчет на основании формулы (Б.5).

нагрев оптических окошек вакуумной камеры. На Рисунках Б.4 и Б.5 представлена зависимость скорости захвата в одномерной МОЛ от различных параметров. Видно, что для типичных значений ($\delta \approx -2\Gamma$, $R \approx 2$ мм и $s = 1,5$) скорость захвата

$$v_c \approx 15 \div 25 \text{ м/с.} \quad (\text{Б.12})$$

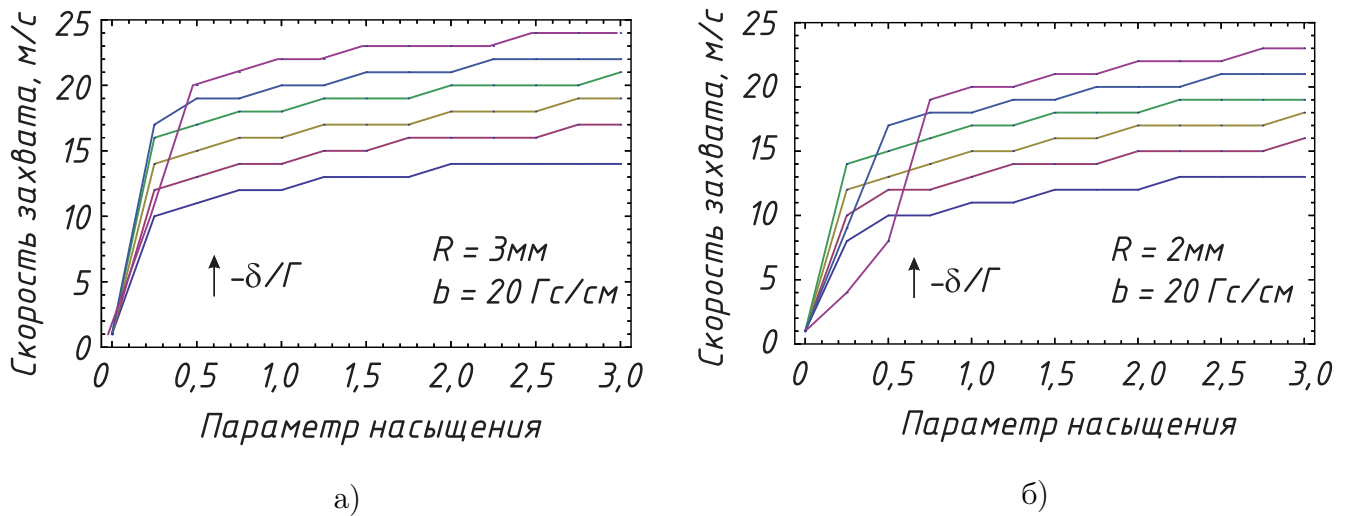


Рисунок Б.4 — Зависимость скорости захвата атомов в МОЛ от параметра насыщения при двух значениях радиусов пучков МОЛ: а) $R = 3$ мм и б) $R = 2$ мм; при следующих частотных отстройках: $-\delta/\Gamma = 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0$.

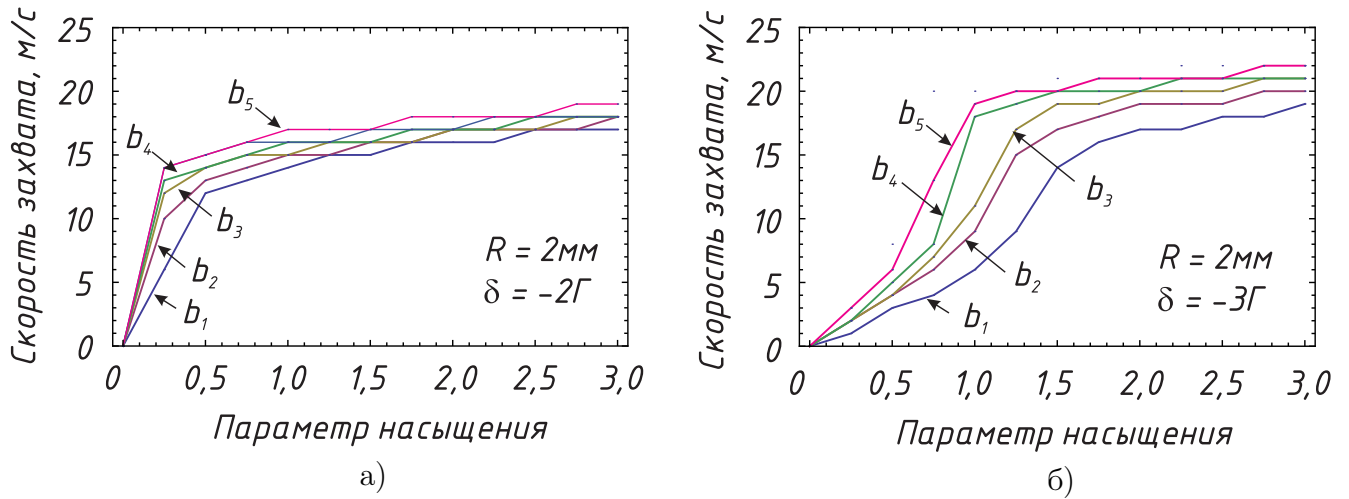


Рисунок Б.5 — Зависимость скорости захвата атомов в МОЛ от параметра насыщения в центре пучков МОЛ при пяти градиентах магнитного поля и при двух различных частотных отстройках пучков МОЛ: а) $\delta = -2\Gamma$ и б) $\delta = -3\Gamma$. Указанные градиенты магнитного поля равны: $b_1 = 0$, $b_2 = 5$, $b_3 = 10$, $b_4 = 15$, $b_5 = 20\text{ Гс/см}$.

Зеемановский замедлитель

Принцип работы зеемановского замедлителя заключается в том, что атом, рассеивая фотоны из распространяющегося навстречу лазерного пучка, теряет продольную компоненту скорости. Если изначально частота света была в резонансе с частотой атомного перехода (в С.О. атома), то в результате нескольких актов рассеяния, атом затормозится и выйдет из резонанса со светом за счет эффекта Доплера. Для компенсации этого эффекта используется пространственно неоднородное магнитное поле, которое подстраивает частоту атомного перехода [50].

В результате рассеяния света, атомы теряют продольную компоненту скорости, но приобретают поперечную компоненту (см. ниже), поэтому изначально параллельный пучок атомов становится расходящимся. Очевидно, что угол расходимости пучка примерно равен отношению среднеквадратичной поперечной скорости к продольной. Таким образом, необходимо удовлетворить двум противоположным критериям: во-первых, заторможенные атомы должны иметь

достаточно малую скорость, что бы МОЛ могла их захватить, во-вторых, поперечный размер пучка заторможенных атомов в области МОЛ не должен превышать размер лазерных пучков, что накладывает определенные ограничения на геометрию экспериментальной установки.

Ранее в Лаборатории оптики активных сред был реализован зеемановский замедлитель атомов [45], в котором 1% от общего числа атомов в пучке тормозилось до скоростей порядка 25 м/с и уже мог быть загружен в МОЛ. Мощность пучка света, направляемого в зеемановский замедлитель, составляла порядка 15 мВт при диаметре 2,5 мм и красной отстройке от охлаждающего перехода 15γ [45].

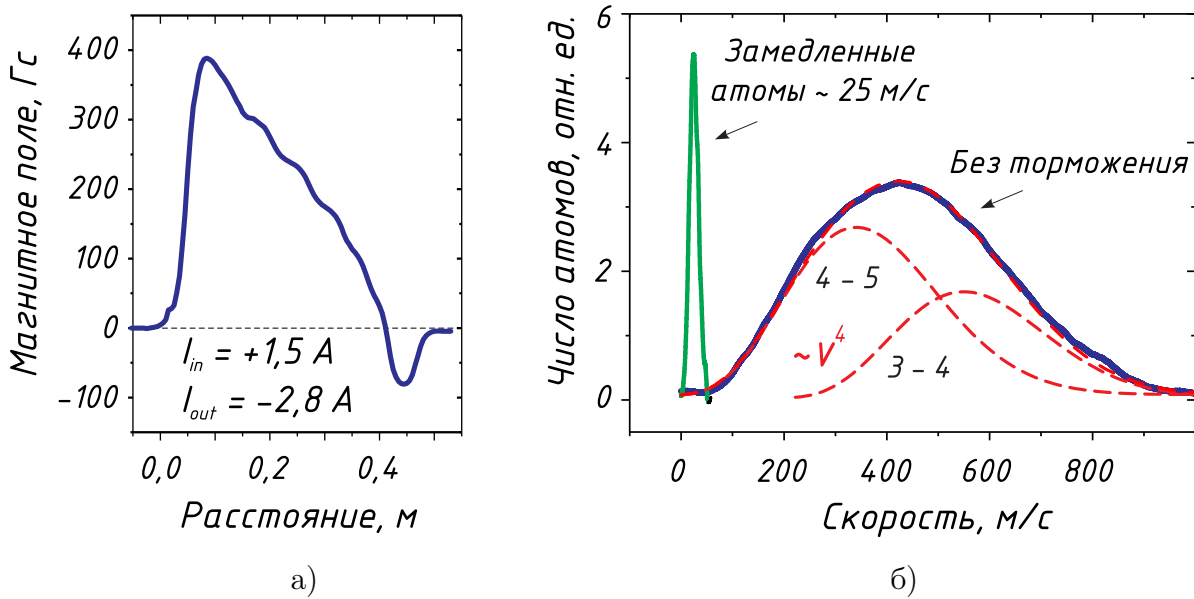


Рисунок Б.6 — Характеристика зеемановского замедлителя [45]. а) — Профиль продольного магнитного поля на оси замедлителя. б) — Доплеровские профили скоростей атомов в пучке при включенном и выключенном зеемановском замедлителе.

Расходимость атомного пучка

Оценим, какую расходимость будет иметь пучок холодных атомов после зеемановского замедлителя. Пусть x_i — поперечная координата; v_i — поперечная скорость после i -ого акта рассеяния; Δp_i — поперечная компонента им-

пульса, полученная атомом при рассеянии i -ого фотона; Δt —интервал времени между двумя последовательными актами рассеяния. Тогда:

$$x_{i+1} = x_i + v_i \Delta t,$$

$$v_{i+1} = v_i + \frac{\Delta p_i}{m}.$$

Эти уравнения имеют следующие решения:

$$v_{i+1} = \sum_{j=0}^i \frac{\Delta p_j}{m},$$

$$x_{i+1} = \sum_{k=0}^i \sum_{j=0}^{k-1} \frac{\Delta p_j}{m} \Delta t.$$

Для средних значений имеем:

$$\overline{v_N} = 0,$$

$$\sqrt{\overline{v_N^2}} \approx \sqrt{N} \frac{\sqrt{\overline{\Delta p^2}}}{m},$$

$$\overline{x_N} = 0,$$

$$\sqrt{\overline{x_N^2}} \approx \sqrt{N^3} \frac{\Delta t \sqrt{\overline{\Delta p^2}}}{m \sqrt{6}},$$

$$\sqrt{\overline{\Delta p^2}} = \sqrt{\frac{1}{4\pi} \int (\hbar k \sin(\theta) \cos(\phi))^2 d\Omega} = \frac{\hbar k}{\sqrt{3}},$$

где N — число рассеянных фотонов. Будем считать, что интенсивность света много больше интенсивности насыщения атомного перехода, тогда время $\Delta t \approx 2\tau = 2/\Gamma$ [91, п. VI.C.2]. Если начальная скорость атома $V_0 = 300$ м/с, то

$$N = \frac{V_0 m}{\hbar k} \approx 5 \times 10^4,$$

$$\sqrt{\overline{v_N^2}} \approx 1 \text{ м/с},$$

$$\sqrt{x_N^2} \approx 0,2 \text{ мм.}$$

Из-за исходной расходимости атомный пучок на выходе из зеemanовского замедлителя имеет диаметр примерно 5 мм (он ограничен диафрагмой Д2), поэтому увеличением поперечного размера пучка на 0,2 мм можно пренебречь.

Пусть продольная скорость атомов, вылетевших из зеemanовского замедлителя равна $v_{\parallel} = 20 \text{ м/с}$, а поперечная $v_{\perp} = 1 \text{ м/с}$. Тогда на расстоянии $d = 20 \text{ см}$ после замедлителя (см. Рисунок Б.7) пучок будет иметь радиус:

$$h = d \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \approx 1 \text{ см.} \quad (\text{Б.13})$$

Типичный радиус лазерных пучков составляет порядка 3 мм. Таким образом, значительная часть атомов пролетит мимо МОЛ. Более того, посередине между выходом зеemanовского замедлителя и областью МОЛ расположена диафрагма (Д2),¹³ которая также ослабляет поток замедленных атомов.

Чтобы избежать этих потерь, надо либо уменьшить скорость захвата, либо придвинуть зеemanовский замедлитель ближе к области МОЛ. Для уменьшения скорости захвата требуется использование большей мощности охлаждающего излучения, что не представляется возможным. Второй вариант будет реализован при модернизации вакуумной схемы.

Помимо расходимости надо учесть действие силы тяжести. Атом, вылетевший из зеemanовского замедлителя со скоростью $v_{\parallel} = 20 \text{ м/с}$ на расстоянии $d = 20 \text{ см}$ сместится вниз на:

$$h' = \frac{gd^2}{2v_{\parallel}^2} = 0,5 \text{ мм,} \quad (\text{Б.14})$$

¹³Она была помещена для обеспечения дифференциального вакуума.

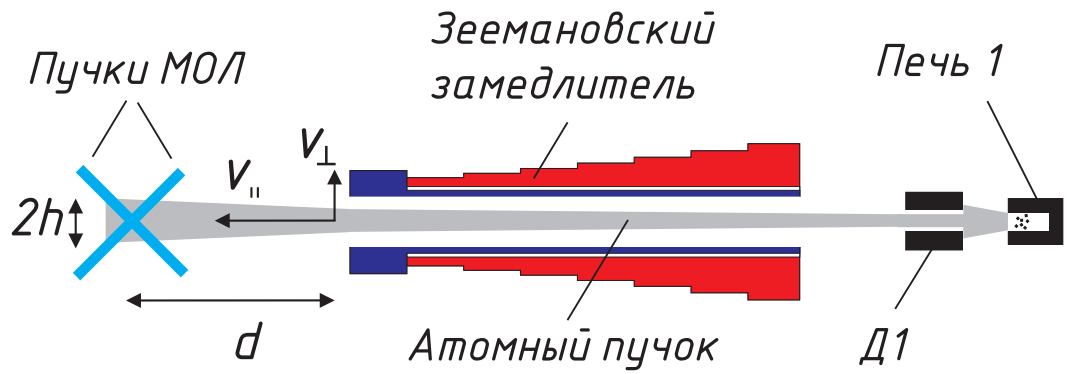


Рисунок Б.7 — К объяснению расходимости пучка после зеемановского замедлителя. h — характерный радиус пучков МОЛ, d — расстояние от выхода зеемановского замедлителя до области МОЛ, $v_{\perp}$ — поперечная компонента скорости замедленных атомов, $v_{\parallel}$ — продольная компонента скорости замедленных атомов.

что много меньше как диаметра лазерных пучков, так и угловой расходимости из-за появления поперечной скорости, поэтому влиянием силы тяжести можно пренебречь.

Приложение В. Параметры некоторых переходов в атоме тулия

Охлаждающие переходы

В следующей таблице приведены основные параметры перехода на длине волны 410,6 нм в атомах тулия, касающиеся лазерного охлаждения. Для сравнения указаны характеристики перехода на длине волны 530,7 нм, который может быть использован для вторичного охлаждения.

Таблица 2 — Параметры двух охлаждающих переходов в атоме Тм.

Длина волны, нм	410,6	530,7
Нижний уровень	$4f^{13}(^2F^o)6s^2$	$4f^{13}(^2F^o)6s^2$
J_i	7/2	7/2
F_i	4	4
g_i	1,14	1,14
Верхний уровень	$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$	$4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$
J_f	9/2	9/2
F_f	5	5
g_f	1,12	1,13
Ширина перехода $\gamma = \Gamma/2\pi$, МГц	10	0,38
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
Уширение за счет эффекта Доплера $\Delta f = \sqrt{8k_B T \ln(2)/mc^2} f_0$ 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 $v_{erc} = \sqrt{k_B T_{rec}/m}$, см/с	0,5	0,4
Уширение за счет эффекта Доплера при $T = T_{rec}$, кГц	30	20

Часовой переход

При исследовании метрологических переходов приходится применять атомные ансамбли с низкой концентрацией атомов (например, оптические решетки), т.к. большая плотность часто вызывает уширение (например, ударное) и сдвиг спектральной линии [104]. Это, в свою очередь, понижает отношение сигнал/шум и приводит к необходимости увеличивать время накопление сигнала.

В работе 1986 г. [40] Е.Б.Александров с соавторами впервые обратили внимание на возможность использовать переход между компонентами тонкой структуры основного состояния атома тулия в качестве метрологического перехода, поскольку экранировка внешними замкнутыми оболочками $5s^2$ и $6s^2$ обеспечивает существенное снижение чувствительности к столкновениям с буферным газом и позволяет использовать атомный ансамбль с высокой концентрацией и повысить отношение сигнал/шум. Впоследствии экранировка при столкновениях с He была количественно охарактеризована в экспериментах [105] и подтверждена расчетами [106, 107]. При этом отношение сечений упругого и неупругого столкновений для основного состояния атома Tm составляет примерно 5×10^4 (см. [107] и ссылки в работе).