

# ОПТИМИЗАЦИЯ КОЛИЧЕСТВА АТОМОВ ТУЛИЯ В МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

---

Хоружий Кирилл

От: 13 июня 2023 г.

## Содержание

Аннотация	2
Обозначения и сокращения	3
1 Введение	4
1.1 Области применения ультрахолодных атомов . . . . .	4
1.2 Актуальность проблемы . . . . .	5
1.3 Цели и задачи работы . . . . .	6
1.4 Обзор существующих решений . . . . .	6
1.5 Роль автора . . . . .	6
1.6 Структура последующих глав . . . . .	6
2 Экспериментальная установка	7
2.1 Калибровка температуры печи . . . . .	8
2.2 Обработка фотографии . . . . .	9
2.3 Загрузка МОЛ . . . . .	10
3 Моделирование охлаждения атомов	11
3.1 Печь . . . . .	11
3.2 Зеемановский замедлитель . . . . .	12
3.3 Магнито-оптическая ловушка . . . . .	15
3.4 Двухмерная магнито-оптическая ловушка . . . . .	16
4 Заключение	18
Список литературы	19

## **ХАннотация**

## Обозначения и сокращения

МОЛ	магнито-оптическая ловушка	15
2D-МОЛ	двухмерная магнито-оптическая ловушка	
ЗЗ	зеemanовский замедлитель	
АОМ	акусто-оптический модулятор	
СВВ	сверхвысокий вакуум	
$\alpha$	наиболее вероятная тепловая скорость атомов	11
$v_{\text{slow}}$	характерная скорость замедленных в ЗЗ атомов	12
$v_{\text{crit}}$	максимальная скорость атомов, при которой ЗЗ эффективно работает	12
$v_{\text{cap}}$	скорость захвата МОЛ	13, 16
$\Phi_{\text{tot}}$	поток атомов, вылетающих из печки	
$\Phi_{\text{sol}}$	поток атомов, влетающих в ЗЗ	11
$\Phi_{\text{load}}$	поток загрузки МОЛ	15

# 1 Введение

## 1.1 Области применения ультрахолодных атомов

В области ультрахолодных атомов можно выделить две принципиальные области применений: создание сверхточных измерительных приборов и квантовая симуляция многочастичных систем. Создание квантовых симуляторов позволяет исследовать процессы, недоступные к аналитическому описанию или численному моделированию, в связи с экспоненциальным ростом сложности вычислений многочастичных задач в квантовой механике. Высокая точность измерений связана с возможностью работать с системами в их основном состоянии и наблюдению интерференционных явлений.

Физика ультрахолодных атомов позволяет добиваться сверхточного измерения времени. Стандарт секунды определяется переходом в атоме  $^{133}\text{Cs}$ , реализация часов на основе лазерного охлаждения позволяет достигать точности порядка  $10^{-16}$  [1, 2]. На Sr и Yb получены точности порядка  $10^{-18}$  [1, 3].

Измерение гравитационных эффектов с помощью ультрахолодных атомов находит применение в фундаментальных исследованиях [4] измерение гравитационной постоянной  $G$ , исследование гравитации на малых масштабах, измерение параметра Этвёша; развиваются детекторы гравитационных волн на основе атомных интерферометров [5]. Измерение ускорения свободного падения может использоваться для практических задач, например поиска месторождений полезных ископаемых [4].

Основой квантовых симуляторов на ультрахолодных атомах является возможность в широком диапазоне настраивать различные параметры системы, такие как сила взаимодействия атомов [6], структура и глубина потенциала решетки [7–9], в которую помещаются охлажденные атомы, температуру и концентрацию. В зависимости от используемых атомов возможна симуляция ферми или бозе систем, а также их смесей [10]. С использованием объективов с большой числовой апертурой возможно получение разрешения в один узел оптической решетки [11], что позволяет напрямую наблюдать исследуемые явления на микроскопическом масштабе, увеличивая точность экспериментов и качественно меняя доступные к измерениям эффекты.

В исследуемых с помощью квантовых симуляторов особенно можно выделить многочастичные задачи в оптических решетках [12], формально реализующие модель ферми-хаббарда и бозе-хаббарда (с реализацией, например, перехода от сверхтекучести к моттовскому изолятору [13]). Экспериментально наблюдались вихри во вращающемся бозе-конденсате, формирование вихрями решетки [14]. Возможность настройки взаимодействия через резонанс Фешбаха позволяет исследовать переход от сверхтекучести БКШ, когда притяжение слабое и спаривание проявляется только в импульсном пространстве, к конденсату Бозе-Эйнштейна тесно связанных пар в реальном пространстве [12].

Особый интерес представляет исследование условий, когда система не термализуется [15], так как это является важным шагом на пути к пониманию новых состояний материи, которые могут возникать в сильно неравновесных квантовых системах. Основным путём к термализации является рассеивание энергии по доступным степеням свободы, что требует переноса между разными частями системы. Соответственно нарушение эргодичности происходит в изолирующих системах. Примерами такого изолирующего поведения, исследуемого с помощью квантовых симуляторов на ультрахолодных атомах, являются андерсоновская локализация [16] и многочастичная локализация [17].

## 1.2 **Актуальность проблемы**

### 1.3 Цели и задачи работы

Целями данной работы являлись оптимизация количества атомов  $^{169}\text{Tm}$  в магнитооптической ловушке, работающей на длине волны 532 нм: увеличение длительности работы источника атомов (печи), повышение эффективности процесса замедления атомов. Проектирование двухмерной магнитооптической ловушки в качестве источника атомов  $^{169}\text{Tm}$ .

В рамках работы были поставлены и решены следующие задачи

1. С помощью спектроскопии атомарного пучка откалибровать температуру используемой в установке печи. Оптимизировать температуру печи.
2. Построить модель замедления атомов в ЗЗ. Определить оптимальные параметры мощности лазерного луча, отстройки и значения токов в катушках ЗЗ. Измерить значение потока загрузки МОЛ с помощью ЗЗ.
3. Построить модель формирования атомарного пучка в двухмерной магнитооптической ловушке. Определить оптимальные параметры мощности, отстройки, размеров пучка. Расчитать ожидаемое значение потока загрузки МОЛ с помощью 2D-МОЛ.

### 1.4 Обзор существующих решений

### 1.5 Роль автора

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

### 1.6 Структура последующих глав

## 2 Экспериментальная установка

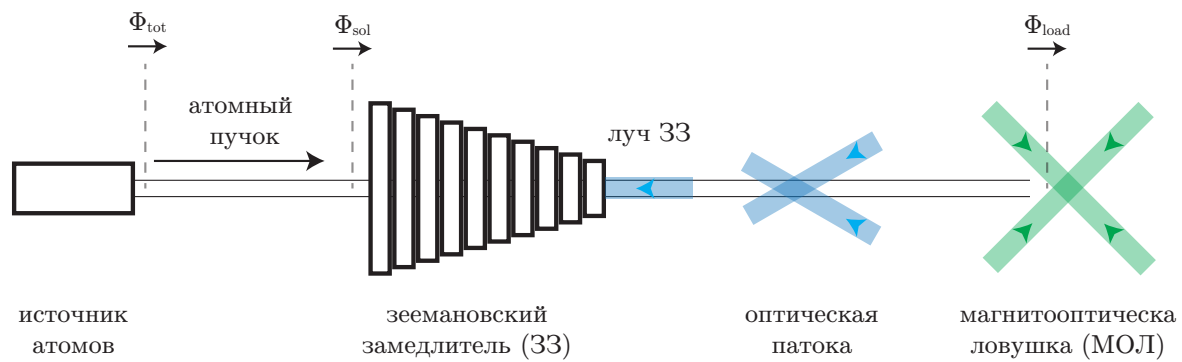


Рис. 1: Принципиальная схема установки

## 2.1 Калибровка температуры печи

Для определения температуры печи используется термопара, позволяющая находить относительное изменение температуры, однако абсолютное значение  $T_0$  было не откалибровано. Для калибровки термопары использовался следующий метод. Атомарный пучок, выходящий из печи, подсвечивался резонансным лазерным излучением на длине волны 410 нм, соответствующей переходу  $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$  [18]. Фотодиодом измерялось интегральное значение флюоресценции  $V_{PD}$  атомов в пучке для различных значений отстройки лазера  $\delta\nu$ , примеры приведены на рис. 5а. Верно, что в резонансе максимум интенсивности пропорционален потоку атомов  $\Phi_{tot}$ . Действительно, нелинейные эффекты связанные с изменением геометрии системы можно связать с изменением наиболее вероятной тепловой скорости  $\alpha \propto \sqrt{T}$ , но из зависимости (5) видно, что  $\Phi_{tot}(T) \propto n_{sat}(T)$  и, соответственно, экспоненциально зависит от температуры (10), что и определяет основной характер зависимости.

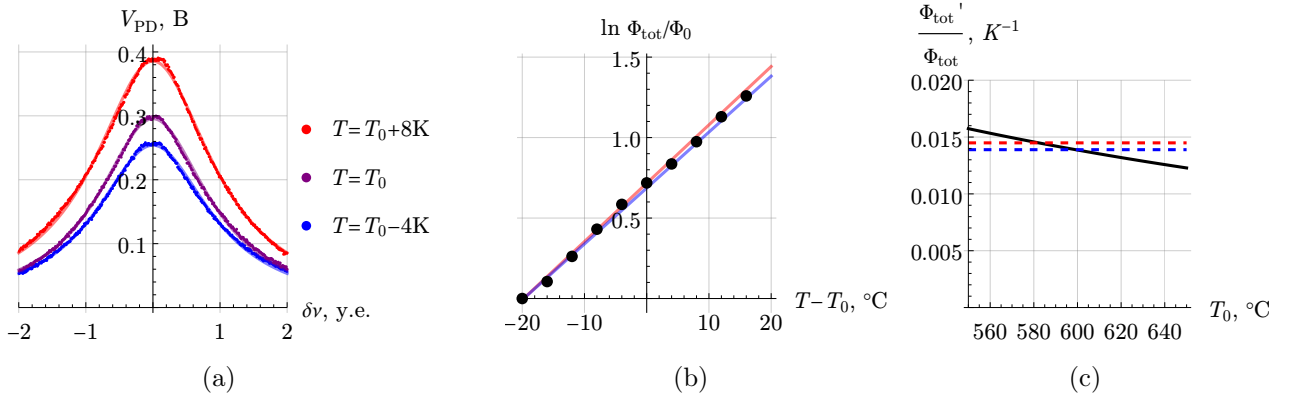


Рис. 2: а) Снятая экспериментальная зависимость мощности флюоресценции атомарного пучка от величины отстройки от резонанса лазерного излучения. Непрерывными линиями показана аппроксимация данных лоренцовым контуром. б) Относительная зависимость потока атомов из печки  $\Phi_{tot}$  от температуры: черными точками отмечены экспериментально снятые точки, непрерывными линиями отмечены границы линейной аппроксимации с) Восстановление значения  $T_0$  по относительному изменению потока: черным обозначена теоретическая зависимость (10), штрихованными линиями обозначены границы аппроксимации экспериментальных данных уровня

Итак, найдём логарифмическую производную  $\Phi'_{tot}/\Phi_{tot}$ , с помощью линейной аппроксимации зависимости  $\ln \Phi_{tot}/\Phi_0$  (рис. 2б), где  $\Phi_0 = \Phi_{tot}(T = T_0 - 20^\circ\text{C})$ . Решая уравнение  $n'_{sat}/n_{sat} = \Phi'_{tot}/\Phi_{tot} = V'_{PD}/V_{PD}$ , находим (рис. 2с)

$$T_0 = (590 \pm 10)^\circ\text{C}. \quad (1)$$

(полученное значение согласуется с экспериментом по реперной точке на температуре плавления алюминия, стоит ли эту историю описывать?).



## 2.2 Обработка фотографии

Для получения информации об атомном облаке в МОЛ использовалась схема изображенная на рис. 3.

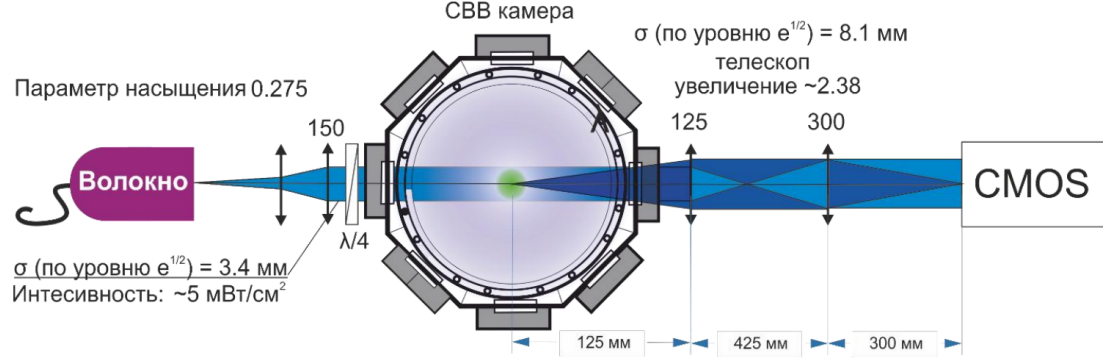


Рис. 3: Схема детектирования из [18]

В соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера интенсивность резонансного лазерного пучка после прохождения через облако может быть найдена в виде

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma nI, \quad \sigma = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_s + 4(\delta/\Gamma)^2}, \quad (2)$$

где  $I_s$  – интенсивность насыщения,  $\delta$  – отстройка от резонанса,  $n$  – концентрация атомов в ловушке,  $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$  – резонансное сечение поглощения атомом одиночного фотона,  $\lambda$  – длина волны света. Для измерения параметров атомного облака с помощью CMOS камеры делается фотография лазерного пучка без атомов, что даёт распределение интенсивности  $I_D$ , затем делается фотография тени от атомов  $I_0$ , и по ним вычисляется распределение атомов  $f_{\text{exp}}(x, y)$  (рис. 4):

$$f_{\text{exp}} = \ln \left( \frac{I_D}{I_0} \right) + \frac{I_D - I_0}{I_s} = \sigma_0 \int n(x, y, z) dz. \quad (3)$$

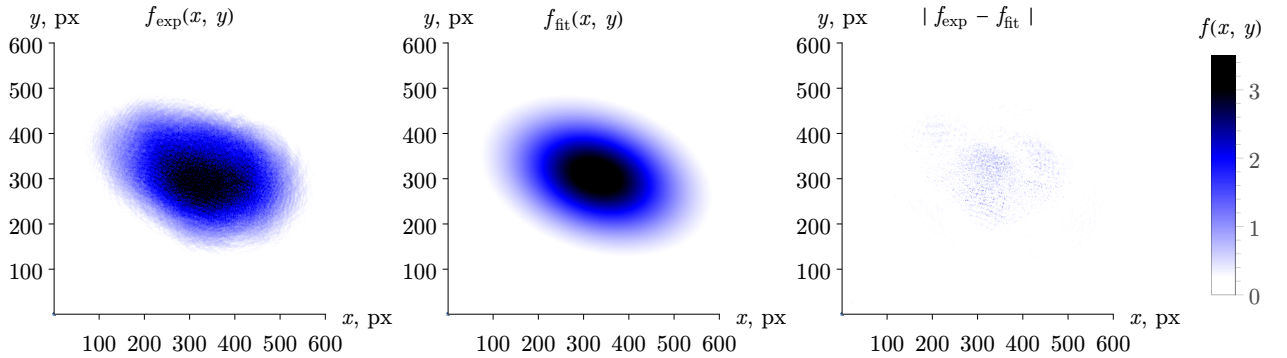


Рис. 4: ...

## 2.3 Загрузка МОЛ

Полученные данные (рис. 5а) аппроксимируется зависимостью, вида

$$F(t) = N_{\max} (1 - e^{-t_{\text{load}}/\tau}), \quad (4)$$

где  $\tau$  – характерное время загрузки,  $N_{\max}$  – предельное число атомов. Построив зависимость  $N_{\max}(\delta\nu)$  (рис. 5b) можем определить оптимальное значение отстройки  $\delta\nu$ .

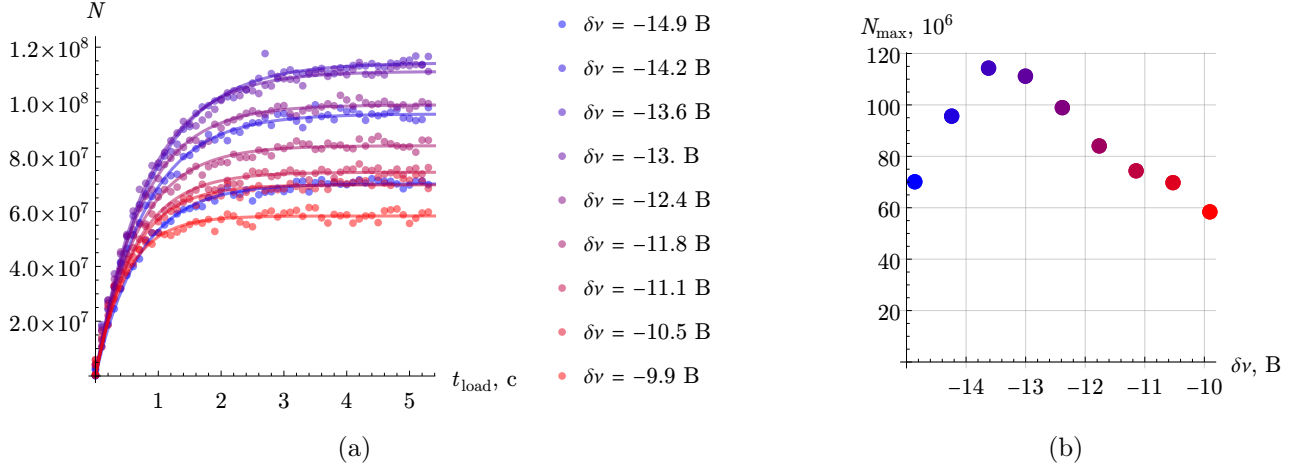


Рис. 5: а) Динамика загрузки МОЛ для различных значений отстройки б) Зависимость максимального числа атомов в МОЛ от величины отстройки  $\delta\nu$

## 3 Моделирование охлаждения атомов

### 3.1 Печь

**Расход атомов.** В печи нагревается тулий до температуры  $T$ , вылетает из сопла диаметра  $D_{\text{ov}}$ , площади  $S_{\text{ov}} = \pi D_{\text{ov}}^2/4$ , длины  $L_{\text{ov}}$ . Полный поток атомов тулия [19] может быть определён, как

$$\Phi_{\text{tot}} = \frac{1}{4} n_{\text{sat}} \bar{v} S_{\text{ov}}, \quad (5)$$

где  $\bar{v} = \sqrt{8k_{\text{B}}T/\pi m}$  – средняя тепловая скорость,  $n_{\text{sat}} = P_{\text{sat}}/k_{\text{B}}T$  – концентрация атомов в печи, зависимость  $P_{\text{sat}}(T)$  для тулия приведена в [20] (точность в пределах  $\pm 5\%$  в диапазоне 300-1400 K):

$$P_{\text{sat}}(T)[\text{Па}] = 101325 \times 10^{8.882 - 12270 T^{-1} - 0.9564 \log_{10} T}. \quad (6)$$

Время работы печи тогда может найти, как  $t_{\text{life}} = N_{\text{tm}}/\Phi_{\text{tot}}$ .

**Поток атомов на выходе.** В соответствии с [21], вероятность вылететь из печи пропорциональна скорости  $v$ , поэтому максвелловское распределение модифицируется. Поток атомов со скоростью меньшей некоторой  $v_{\text{crit}}$  на выходе из печи может быть найден [19], как

$$\Phi_{\text{sol}} = \int_0^{\Omega_{\text{sol}}} d\Omega \frac{\cos \theta}{4\pi} \frac{1}{\mathcal{N}} \int_0^{v_{\text{crit}}} v^3 e^{-(v/\alpha)^2} dv \approx \frac{\Omega_{\text{sol}}}{4\pi} \frac{1}{\mathcal{N}} \int_0^{v_{\text{crit}}} v^3 e^{-(v/\alpha)^2} dv, \quad (7)$$

где  $\alpha = \sqrt{2k_{\text{B}}T/m}$  – наиболее вероятная скорость,  $\mathcal{N} = \int v^2 e^{-(v/\alpha)^2} dv = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \alpha^3$  – нормирующий множитель распределения по скоростям.

**Распределение по скоростям.** Считая, что из печи вылетают только атомы с  $v_r/v_z < \varphi_{\text{ov}} \approx D_{\text{ov}}/L_{\text{ov}}$ , можем оценить распределение по  $v_z$

$$f(v_z) \propto \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{ov}} - v_r/v_z) dv_r \propto \frac{\varphi_{\text{ov}}^2}{\alpha^2} v_z^3 e^{-(v_z/\alpha)^2}. \quad (8)$$

Аналогично можем посмотреть на распределение в радиальном направлении

$$f(v_r) \propto \frac{2}{\alpha^2} \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{ov}} - v_r/v_z) dv_z \propto v_r e^{-(v_r/\alpha\varphi_{\text{ov}})^2}. \quad (9)$$

**Концентрация.** Здесь натуральный логарифм! Концентрацию  $n$  знаем из давления насыщенных паров [22] для атомов Tm:

$$n_{\text{sat}}(T) = \frac{1}{k_{\text{B}}T} \exp(8.882 - 12270 T^{-1} - 0.9564 \ln T) \quad (10)$$

где температура  $T$  указана в Кельвинах.

### 3.2 Зеемановский замедлитель

**Магнитное поле.** Для использующегося зеемановского замедлителя зависимость [18] магнитного поля  $B_{\text{exp}}$  от координаты  $z$  представлена на рис. 6. В соответствие с [23] магнитное поле эффективно замедляет атомы, при  $B(z) \propto \sqrt{1 - z/z_0}$ , на рисунке 6 видно, что эта зависимость достаточно хорошо приближает  $B_{\text{exp}}(z)$ . Параметры аппроксимации:  $z_0 = (94 \pm 1)$  см,  $\delta z = (15 \pm 1)$  см,  $B_0 = (740 \pm 13)$  Гс,  $B_1 = (260 \pm 12)$  см.

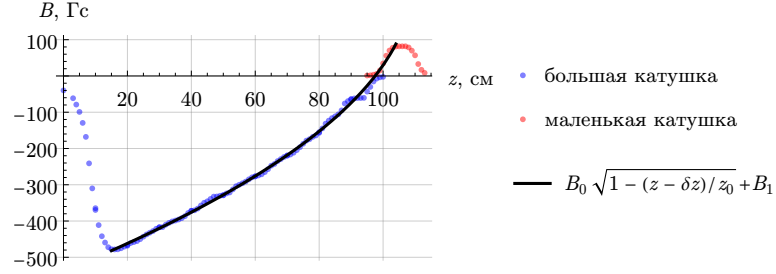


Рис. 6: Зависимость магнитного поля внутри зеемановского замедлителя от координаты

**Тормозящая сила.** Считая, что мы работаем с циклическим переходом (указать каким), в приближение двухуровневой системы, эффективное сила, действующая со стороны лазерного луча на атом, может быть записана в виде<sup>1</sup> (добавить ссылку)

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4(\delta + kv)^2 / \Gamma^2} \quad (11)$$

где  $s = I/I_{\text{sat}}$  – параметр насыщения,  $I_{\text{sat}}$  – интенсивность насыщения,  $v$  – скорость атома,  $k$  – волновой вектор.

Уравнение движения запишется в виде

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m}, \quad v dt \stackrel{\text{def}}{=} dz \quad \frac{dv(z)}{dz} = \frac{F(v, z)}{m v(z)}, \quad (12)$$

где  $m$  – масса атома. Таким образом можем найти зависимость  $v(z)$  для различных  $v_0 \stackrel{\text{def}}{=} v(z=0)$ , характерный вид приведен на рис. 7 для  $\delta = -20\Gamma$ ,  $s = 20$ ,  $B(z) \approx B_{\text{exp}}(z)$ .

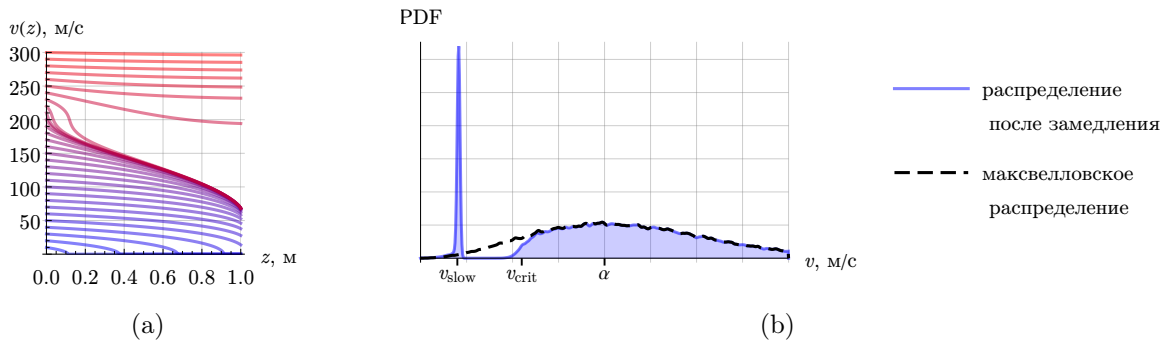


Рис. 7: а) Зависимость скорости атомов от координаты в зеемановском замедлителе. б) Характерное преобразование распределения атомов по скоростям после замедления

<sup>1</sup>Нагрев, связанный с изотропным излучением фотона, приводящий во время движения к случайным блужданиям в пространстве поперечных скоростей в данной работе не рассматривается, потери связанные с этим эффектом обычно ограничиваются 10% (добавить ссылку).

Для атомов со скоростями  $v < v_{\text{crit}}$  замедлитель работает эффективно и замедляет до некоторой характерной  $v_{\text{slow}}$ , рядом с которой атомы распределены на масштабе (добавить ссылку)  $\frac{1}{2}\Gamma\sqrt{1+s/k}$ , характерное преобразование распределения<sup>2</sup> атомов по скоростям приведено на рис. 7b, полученное в результате моделирования методом Монте-Карло для  $10^5$  частиц. Обычно для зеемановского замедлителя выполняется, что  $v_{\text{crit}} < \alpha$ .

**Эффективность замедлителя.** Рассмотрим поток частиц, долетающих до замедлителя с учётом геометрии системы:  $v_r/v_z < \varphi_{\text{in}} \sim 1/40$ . Частицы распределены в соответствии с (добавить ссылку)

$$f(v_z, v_r) \propto v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{in}} - v_r/v_z). \quad (13)$$

В дальнейшем в моделировании будет использоваться  $10^6$  частиц из распределения (13) для  $\alpha = 300$  м/с.

После замедлителя атомы попадают в магнитооптическую ловушку (написать про па-току), основным параметром которой является скорость захвата  $v_{\text{cap}}$  – максимальная скорость атома, при которой атом захватывается ловушкой.

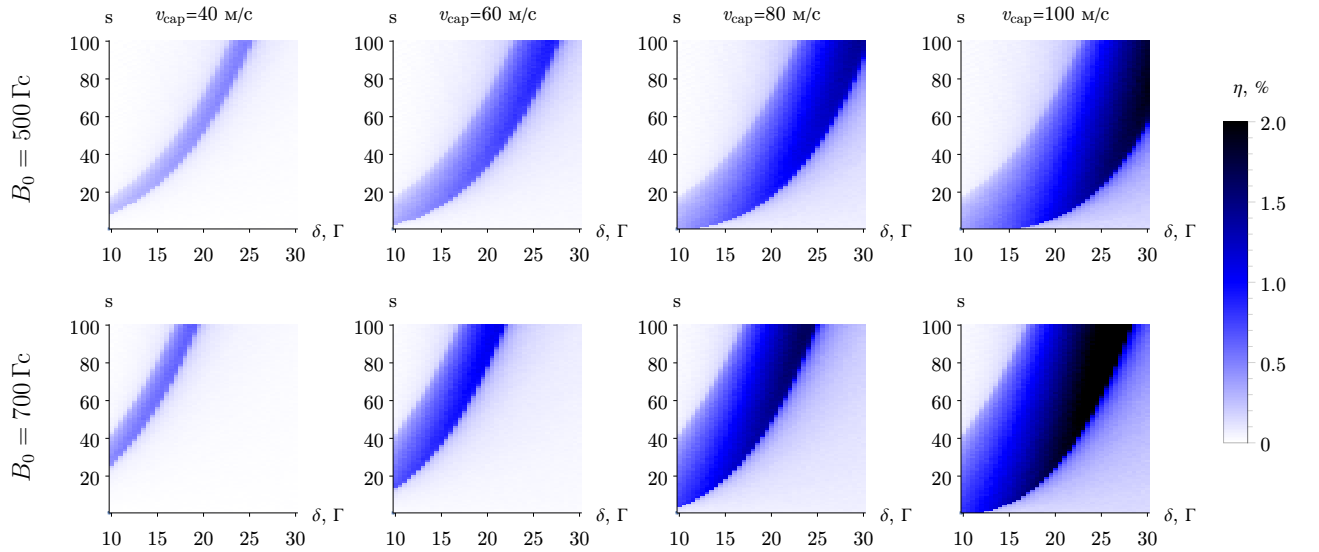


Рис. 8: Эффективность работы замедлителя

Для оценки эффективности системы замедлитель + МОЛ введём интегральный параметр  $\eta$ , равный отношению количества захваченных в МОЛ к количеству атомов, попадающих в замедлитель. Связь  $\eta$  с наблюдаемым количеством атомов в МОЛ приведена в (17).

Зависимость  $\eta(B_0, v_{\text{cap}}, \delta, s)$  приведена на рисунке 8. Моделирование методом Монте-Карло проводилось для  $10^5$  частиц относящихся к распределению в потоке  $\Phi_{\text{sol}}$ . Учтены конечные размеры пространства внутри замедлителя (трубка радиуса порядка 1 см), влияние гравитации, конечные размеры МОЛ в соответствии с характерными экспериментальными значениями установки.

Здесь анализ картинки, мне не нравится – переписать. Видно, что есть некоторая оптимальная область параметров (в которой  $v_{\text{slow}} < v_{\text{cap}}$ ), ширина которой увеличивается с увеличением  $v_{\text{cap}}$ . Формально отстройкой  $\delta$  и магнитным полем  $B_0$  мы можем увеличивать

<sup>2</sup>Забавный факт. Впервые данный способ охлаждения атомов применялся [24] для охлаждения Na до 1.5 К в продольном направлении в 1981 году.

$v_{\text{crit}}$  (? добавить зависимость  $v_{\text{crit}}(B_0, \delta)$ , подумать про аналитические оценки), ценой увеличения  $v_{\text{slow}}$ . Увеличением мощности уменьшаем значение  $v_{\text{slow}}$  до момента, когда  $v_{\text{slow}} < v_{\text{cap}}$ . Важно заметить, что зависимость  $\eta$  от настраиваемых параметров носит унимодальный характер, что позволяет подбирать оптимальные значения итеративно находя максимум  $\eta$  отдельно по каждому из параметров.

### 3.3 Магнито-оптическая ловушка

**Динамика количества атомов в МОЛ.** Количество атомов в ловушке  $N$  во время загрузки может быть оценено уравнением [18]

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \beta \int_V n(\mathbf{r}, t)^2 d^3\mathbf{r}, \quad (14)$$

где  $\gamma$  – коэффициент линейных потерь, обусловленных столкновениями с буферным газом,  $\beta$  – скорость неэластичных бинарных столкновений,  $n(\mathbf{r}, t)$  – концентрация атомов,  $V$  – объем атомного облака,  $\Phi_{\text{load}} = \eta \Phi_{\text{sol}}$  – поток атомов после замедлителя со скоростью  $v < v_{\text{cap}}$ . Зависимость  $n(\mathbf{r})$  в каждый момент времени может быть аппроксимирована гауссовой функцией с дисперсиями  $(w_x, w_y, w_z)$ , что позволяет явно посчитать интеграл:

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \tilde{\beta} N^2, \quad \tilde{\beta} = \frac{\beta}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{w_x w_y w_z}. \quad (15)$$

Физический смысл  $w_{x,y,z}$  – радиус атомного облака по уровню  $e^{-1}$ .

Решая уравнение (15), можем найти зависимость  $N(t)$ :

$$N = \frac{\Phi_{\text{load}}}{\gamma} \left( \frac{1}{2} + \frac{\mu}{\text{th } \mu \gamma t} \right)^{-1}, \quad \mu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \frac{\beta \Phi_{\text{load}}}{\gamma^2}}. \quad (16)$$

Для достаточно большого времени загрузки  $\gamma \mu t_{\text{load}} \gg 1$  можем рассматривать стационарное значение и выразить связь  $N$  с  $\eta$ :

$$N = \frac{\gamma}{2\beta} \left( \sqrt{1 + 4 \frac{\beta \eta \Phi}{\gamma^2}} - 1 \right), \quad \eta = \frac{\gamma}{\Phi_{\text{sol}}} N + \frac{\beta^2}{\Phi_{\text{sol}}} N^2. \quad (17)$$

Таким образом задача оптимизации количества атомов в магнитооптической ловушке может быть сведено к оптимизации безразмерного параметра  $\eta$ .

### 3.4 Двухмерная магнито-оптическая ловушка

**Поток загрузки.** В соответствии с формулами (5), (7), а также считая, что захватываются все атомы со скоростью  $v < v_{\text{cap}}$  [25]

$$\Phi_{2d} \propto \Phi_{\text{tot}} \int_0^{v_{\text{cap}}} v^3 e^{-v^2/\alpha^2} dv, \quad \Phi_0 = n_{\text{sat}} \bar{v} S_{\text{oven}} \frac{\Omega_{2d}}{4\pi}, \quad \Rightarrow \quad \Phi_{2d} \approx \frac{1}{2} \Phi_0 \left( \frac{v_{\text{cap}}}{\alpha} \right)^4, \quad (18)$$

где  $\Omega_{2d}$  – телесный угол двухмерной магнитооптической ловушки. Таким образом основным параметром, определяющим поток атомов из 2D-МОЛ является скорость захвата.

**Скорость захвата.** Тормозящая сила в МОЛ [18, (3.1.5)] может быть записана в виде

$$F(v) = \frac{8\hbar\delta k^2}{\Gamma} \frac{s}{\left(1 + s + \left(\frac{\delta - kv}{\Gamma/2}\right)^2\right) \left(1 + s + \left(\frac{\delta + kv}{\Gamma/2}\right)^2\right)} v. \quad (19)$$

Далее полагая  $dl = v dt$ , можем записать

$$m \frac{dv}{dt} = F(v), \quad \Rightarrow \quad m \int_{v_{\text{cap}}}^0 \frac{v}{F(v)} dv = D, \quad (20)$$

где  $D$  – диаметр лазерного пучка. В левой части получается полином пятой степени по  $v_{\text{cap}}$ . Полагая мощность лазера фиксированной  $P \sim 0.1$  Вт, можем выразить  $s(D) = \frac{1}{I_{\text{sat}}} \frac{P}{\pi D^2/4}$ . Уравнение (20) неявно задаёт зависимость  $v_{\text{cap}}(\delta, s, D)$ . Численным решением уравнения (20), найдены зависимости  $v_{\text{cap}}(\delta, s, D)$ , рис. 9.

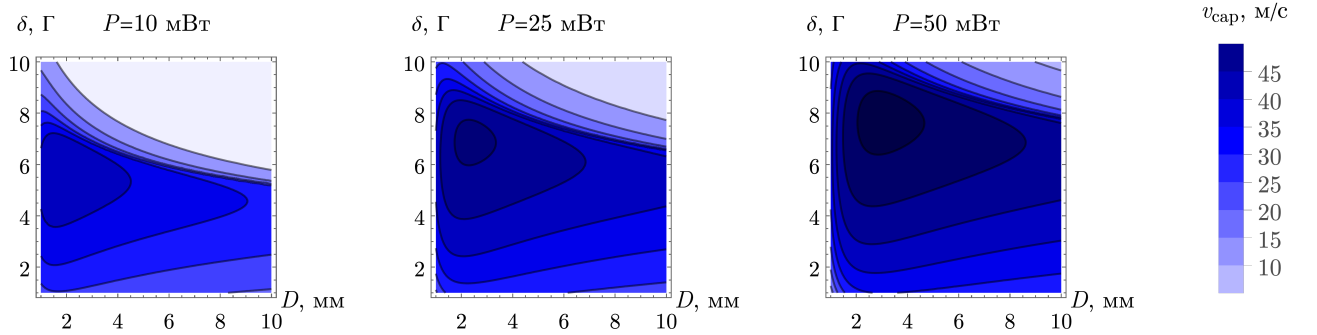


Рис. 9: Зависимость скорости захвата 2D-МОЛ для различных мощностей

Для наглядности представлены зависимости  $v_{\text{cap}}(\delta, P, D = 5 \text{ мм})$ : рис. 10а, и  $v_{\text{cap}}(\delta, P = 25 \text{ мВт}, D)$ : рис. 10б.

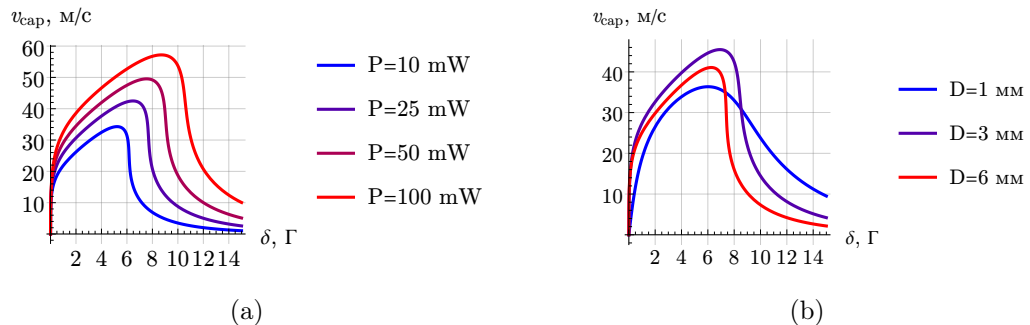


Рис. 10: Зависимость скорости захвата от отстройки



**Толкающий луч.** Из геометрии системы  $v_r/v_z < \theta$  (описать кто есть кто), при этом  $v_z < v_{\text{сар}}$ , что приводит к  $v_r < \theta v_{\text{сар}} \sim 1$  м/с. Под действием гравитации атомы могут просто не долетать до основной МОЛ, поэтому добавляется толкающий луч.

Силу от одного толкающего луча можем найти в виде

$$a(v) = F(v)/m = \frac{\hbar k \Gamma}{m} \frac{s}{2 \left( 1 + s + \frac{(2\pi\delta - kv)^2}{\Gamma^2/4} \right)}, \quad (21)$$

где для простоты считали  $\delta = 0$ . Также будем считать, что  $v_{\text{нач}} = 0$ , интересно найти зависимость  $v_{\text{кон}}(s)$  при фиксированной величине длины разгона  $l$ :

$$\int_0^{v_{\text{кон}}} \frac{v dv}{a(v)} = \int_0^l dl. \quad (22)$$

Считая  $s \gg \frac{\Gamma m}{8k^3 l \hbar} \sim 10^{-4}$ , можем написать

$$v_{\text{кон}}(l) = \left( \frac{\hbar \Gamma^3}{2km} l s \right)^{1/4}. \quad (23)$$

Для  $l \sim 20$  см можем считать  $v_{\text{кон}} \sim s^{1/4} \cdot 30$  м/с.

Аналогично можем найти связь

$$\int_0^{v_{\text{кон}}} \frac{dv}{a(v)} = \int_0^t dt, \quad \Rightarrow \quad v_{\text{кон}}(t) = \frac{\Gamma}{2} \left( \frac{3st\hbar}{km} \right)^{1/3}. \quad (24)$$

Теперь можем записать связь например и на время

$$t = \frac{2^{9/4}}{3} \left( \frac{km}{s\Gamma^3\hbar} \right)^{1/4} l^{3/4} = \frac{4}{3} \frac{l}{v_{\text{кон}}}. \quad (25)$$

Тогда выражение на критическую длину:

$$l_{\text{крит}} \sim \sqrt{\frac{h_{\text{крит}} v_{\text{сар}}^2}{g}}, \quad (26)$$

где  $h_{\text{крит}}$  определяется геометрией вакуумной установки.

**Усиленные встречные пучки.** Так как основные требования к  $v_{\text{сар}}$  возникают в торможение летящих из печки атомов, то имеет смысл перераспределить мощность в пучках 2D-МОЛ так, чтобы во встречных пучках было больше мощности. Данный приём аналогичен расположению двухмерной оптической патоки перед МОЛ, как мы уже делали в секции ???. Подобные конфигурации обычно называются 2D<sup>+</sup>МОЛ.

Совмещая (21) и (19), находим тормозящую силу ... **дописать!**

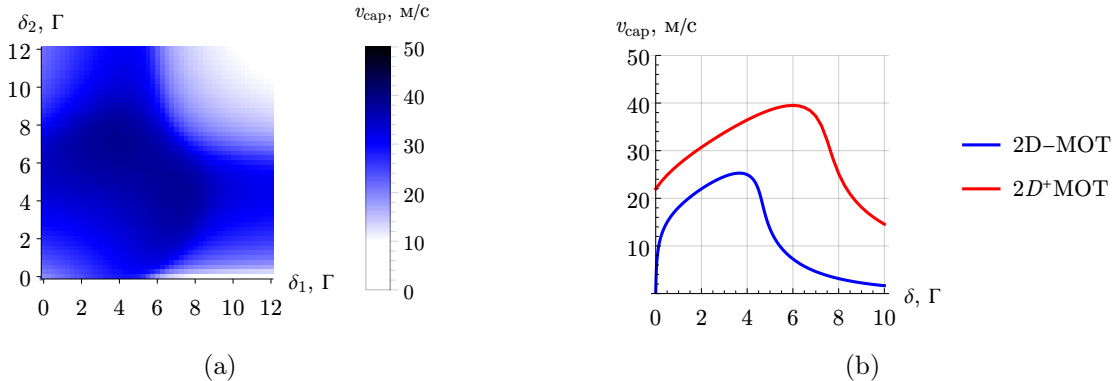


Рис. 11: a) ... b) ...

## 4 Заключение

## Список литературы

- [1] Bonnie L. Schmittberger and David R. Scherer. A review of contemporary atomic frequency standards, 2020.
- [2] Thomas Heavner, Tom Parker, Jon Shirley, and Steven Jefferts. Nist f1 and f2. Proc. 2008 Symposium on Frequency Standards and Metrology, Pacific Grove, CA, US, 2008-10-05 00:10:00 2008.
- [3] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, and J. Ye. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10-18 level. *Nature*, 506(7486):71–75, jan 2014.
- [4] Guglielmo M Tino. Testing gravity with cold atom interferometry: results and prospects. *Quantum Science and Technology*, 6(2):024014, mar 2021.
- [5] Savas Dimopoulos, Peter W. Graham, Jason M. Hogan, Mark A. Kasevich, and Surjeet Rajendran. Gravitational wave detection with atom interferometry. *Physics Letters B*, 678(1):37–40, jul 2009.
- [6] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Sylvain Nascimbene. Quantum simulations with ultracold quantum gases. *Nature Physics*, 8(4):267–276, 2012.
- [7] Maciej Lewenstein, Anna Sanpera, Veronica Ahufinger, Bogdan Damski, Aditi Sen(De), and Ujjwal Sen. Ultracold atomic gases in optical lattices: mimicking condensed matter physics and beyond. *Advances in Physics*, 56(2):243–379, March 2007.
- [8] Christian Gross and Immanuel Bloch. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices. *Science*, 357(6355):995–1001, September 2017.
- [9] V. V. Tsyganok, D. A. Pershin, V. A. Khlebnikov, D. A. Kumpilov, I. A. Pyrkh, A. E. Rudnev, E. A. Fedotova, D. V. Gaifudinov, I. S. Cojocar, K. A. Khoruzhii, P. A. Aksentsev, A. K. Zykova, and A. V. Akimov. Bose-einstein condensate as a diagnostic tool for an optical lattice formed by 1064 nm laser light, 2023.
- [10] Arata Yamamoto. Lattice simulation of ultracold atomic bose-fermi mixtures, 2012.
- [11] Jacob F. Sherson, Christof Weitenberg, Manuel Endres, Marc Cheneau, Immanuel Bloch, and Stefan Kuhr. Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic mott insulator. *Nature*, 467(7311):68–72, aug 2010.
- [12] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger. Many-Body Physics with Ultracold Gases. *Reviews of Modern Physics*, 80(3):885–964, July 2008.
- [13] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor Haensch, and Immanuel Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415:39–44, 02 2002.
- [14] Lauritz Klaus, Thomas Bland, Elena Poli, Claudia Politi, Giacomo Lamporesi, Eva Casotti, Russell N. Bisset, Manfred J. Mark, and Francesca Ferlaino. Observation of vortices and vortex stripes in a dipolar condensate. *Nature Physics*, 18(12):1453–1458, oct 2022.

- [15] Dmitry A. Abanin, Ehud Altman, Immanuel Bloch, and Maksym Serbyn. *Colloquium : Many-body localization, thermalization, and entanglement. Reviews of Modern Physics*, 91(2):021001, May 2019.
- [16] Giacomo Roati, Chiara D’Errico, Leonardo Fallani, Marco Fattori, Chiara Fort, Matteo Zaccanti, Giovanni Modugno, Michele Modugno, and Massimo Inguscio. Anderson localization of a non-interacting Bose–Einstein condensate. *Nature*, 453(7197):895–898, June 2008. 1D Bose exp.
- [17] Jae-yoon Choi, Sebastian Hild, Johannes Zeiher, Peter Schauf, Antonio Rubio-Abadal, Tarik Yefsah, Vedika Khemani, David A. Huse, Immanuel Bloch, and Christian Gross. Exploring the many-body localization transition in two dimensions. *Science*, 352(6293):1547–1552, June 2016. Bloch, 2D bosons exp.
- [18] В. В. Цыганок. *Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия в оптической дипольной ловушке*. PhD thesis, МФТИ, 2020.
- [19] T. G. Tiecke, S. D. Gensemer, A. Ludewig, and J. T. M. Walraven. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms. *Physical Review A*, 80(1), 2009.
- [20] C B Alcock, V P Itkin, and M K Horrigan. Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements: 298–2500K. 1983.
- [21] N. Ramsey. *Molecular Beams*. International series of monographs on physics. OUP Oxford, 1985.
- [22] C. B. Alcock, V. P. Itkin, and M. K. Horrigan. Vapour pressure equations for the metallic elements: 298–2500k. *Canadian Metallurgical Quarterly*, 23(3):309–313, 1984.
- [23] Jacob Oliver Stack. *An Ultra-Cold Lithium Source For Investigating Cold Dipolar Gases*. PhD thesis, University of London, 2010.
- [24] С. В. Андреев, В. И. Балыкин, В. С. Летохов, and В. Г. Миногин. Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия до 1,5 К во встречном лазерном луче. 34(8):463–467, 1981. Первое наблюдение охлаждения в продольном направлении.
- [25] T. G. Tiecke, S. D. Gensemer, A. Ludewig, and J. T. M. Walraven. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms. *Phys. Rev. A*, 80:013409, Jul 2009.