

ОПТИМИЗАЦИЯ КОЛИЧЕСТВА АТОМОВ ТУЛИЯ В МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Хоружий Кирилл

От: 9 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	7
1.5 Роль автора	8
1.6 Структура последующих глав	8
2 Экспериментальная установка	9
3 Моделирование охлаждения атомов	10
3.1 Печь	10
3.2 Зеемановский замедлитель	11
3.3 Магнито-оптическая ловушка	14
3.4 Двухмерная магнито-оптическая ловушка	15
4 Экспериментальные результаты	16
5 Заключение	17
Список литературы	18

Аннотация

Обозначения и сокращения

МОЛ	магнито-оптическая ловушка	14
ЗЗ	зеemanовский замедлитель	
α	наиболее вероятная тепловая скорость атомов	10
v_{slow}	характерная скорость замедленных в ЗЗ атомов	11
v_{crit}	максимальная скорость атомов, при которой ЗЗ эффективно работает	11
v_{cap}	скорость захвата МОЛ	12
Φ_{sol}	поток атомов, влетающих в ЗЗ	10
Φ_{load}	поток загрузки МОЛ	14

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}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

Печь. На данный момент хочется провести калибровку по температуре для печи. Для этого смотрим на мощность флюоресценции на выходе из печи, как на функцию температуры. Сравниваем с исходной калибровкой и калибровкой, полученной по точкам плавления меди и алюминия.

Зеeman. Варьируя параметры отстройки и мощности, добиться такой же загрузки МОЛ при сохранение количества атомов в МОЛ. Найти, как от параметров зеемана зависят v_{crit} , v_{cool} , \dot{N}_{cool} .

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

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipisicing elit, sed do eiusmod tempor incididunt ut labore et dolore magna aliqua. Ut enim ad minim veniam, quis nostrud exercitation ullamco laboris nisi ut aliquip ex ea commodo consequat. Duis aute irure dolor in reprehenderit in voluptate velit esse cillum dolore eu fugiat nulla pariatur. Excepteur sint occaecat cupidatat non proident, sunt in culpa qui officia deserunt mollit anim id est laborum.

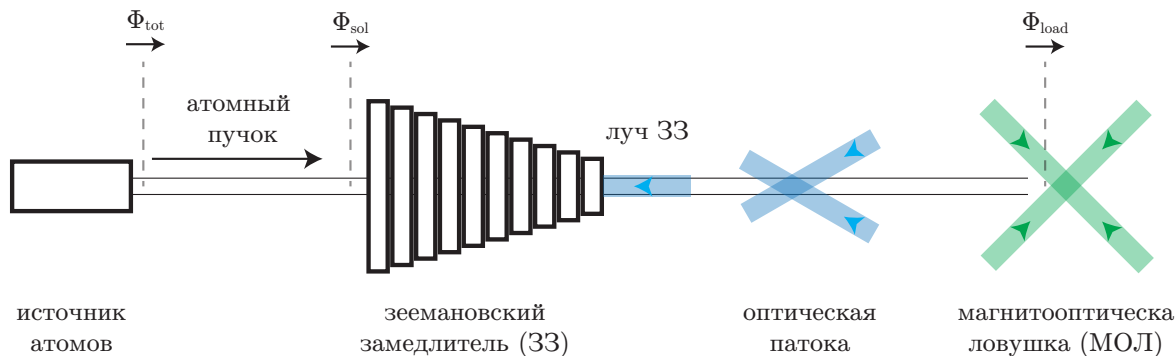


Рис. 1: Принципиальная схема установки

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipisicing elit, sed do eiusmod tempor incididunt ut labore et dolore magna aliqua. Ut enim ad minim veniam, quis nostrud exercitation ullamco laboris nisi ut aliquip ex ea commodo consequat. Duis aute irure dolor in reprehenderit in voluptate velit esse cillum dolore eu fugiat nulla pariatur. Excepteur sint occaecat cupidatat non proident, sunt in culpa qui officia deserunt mollit anim id est laborum.

3 Моделирование охлаждения атомов

3.1 Печь

Расход атомов. В печи нагревается тулий до температуры T , вылетает из сопла диаметра D_{ov} , площади $S_{\text{ov}} = \pi D_{\text{ov}}^2/4$, длины L_{ov} . Полный поток атомов тулия [18] может быть определён, как

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

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 [19] (точность в пределах $\pm 5\%$ в диапазоне 300-1400 K):

$$P_{\text{sat}}(T)[\text{Па}] = 101325 \times 10^{8.882 - 12270 T^{-1} - 0.9564 \log_{10} T}. \quad (2)$$

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

Поток атомов на выходе. В соответствии с [20], вероятность вылететь из печи пропорциональна скорости v , поэтому максвелловское распределение модифицируется. Поток атомов со скоростью меньшей некоторой v_{crit} на выходе из печи может быть найден [18], как

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

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

$$f(v_z) \propto \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{ov}} - v_r/v_z) dv_r \propto \frac{\varphi_{\text{ov}}^2}{\alpha^2} v_z^3 e^{-(v_z/\alpha)^2}. \quad (4)$$

Аналогично можем посмотреть на распределение в радиальном направлении

$$f(v_r) \propto \frac{2}{\alpha^2} \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{ov}} - v_r/v_z) dv_z \propto v_r e^{-(v_r/\alpha\varphi_{\text{ov}})^2}. \quad (5)$$

3.2 Зеемановский замедлитель

Магнитное поле. Для использующегося зеемановского замедлителя зависимость [21] магнитного поля B_{exp} от координаты z представлена на рис. 2. В соответствие с [22] магнитное поле эффективно замедляет атомы, при $B(z) \propto \sqrt{1 - z/z_0}$, на рисунке 2 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.

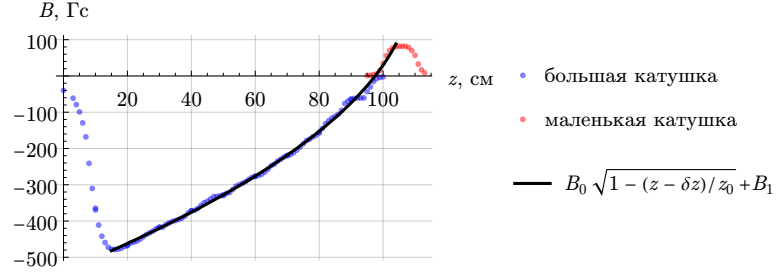


Рис. 2: Зависимость магнитного поля внутри зеемановского замедлителя от координаты

Тормозящая сила. Считая, что мы работаем с циклическим переходом (указать как-ким), в приближение двухуровневой системы, эффективное сила, действующая со стороны лазерного луча на атом, может быть записана в виде¹ (добавить ссылку)

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4(\delta + kv)^2 / \Gamma^2} \quad (6)$$

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

Уравнение движения запишется в виде

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m}, \quad v dt \stackrel{\text{def}}{=} dz \quad \frac{dv(z)}{dz} = \frac{F(v, z)}{m v(z)}, \quad (7)$$

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. 3 для $\delta = -20\Gamma$, $s = 20$, $B(z) \approx B_{\text{exp}}(z)$.

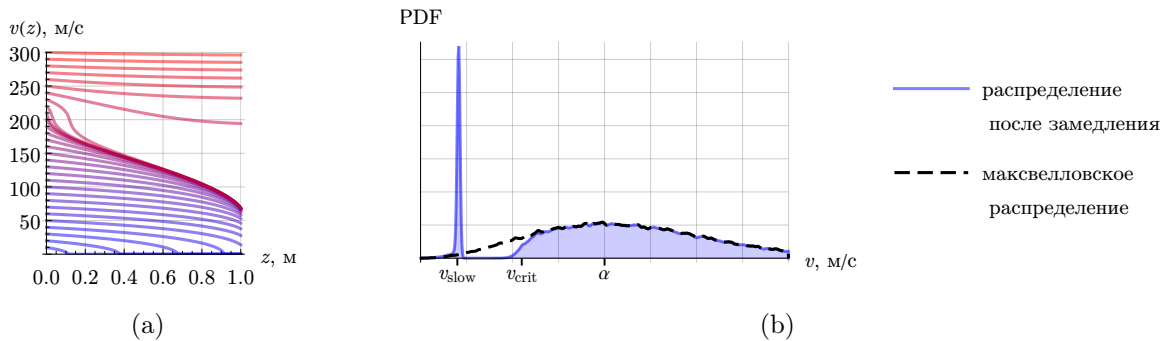


Рис. 3: а) Зависимость скорости атомов от координаты в зеемановском замедлителе. б) Характерное преобразование распределения атомов по скоростям после замедления

¹Нагрев, 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_{slow} , рядом с которой атомы распределены на масштабе (добавить ссылку) $\frac{1}{2}\Gamma\sqrt{1+s/k}$, характерное преобразование распределения² атомов по скоростям приведено на рис. 3b, 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)

$$f(v_z, v_r) \propto v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{in}} - v_r/v_z). \quad (8)$$

В дальнейшем в моделировании будет использоваться 10^6 частиц из распределения (8) для $\alpha = 300$ м/с.

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

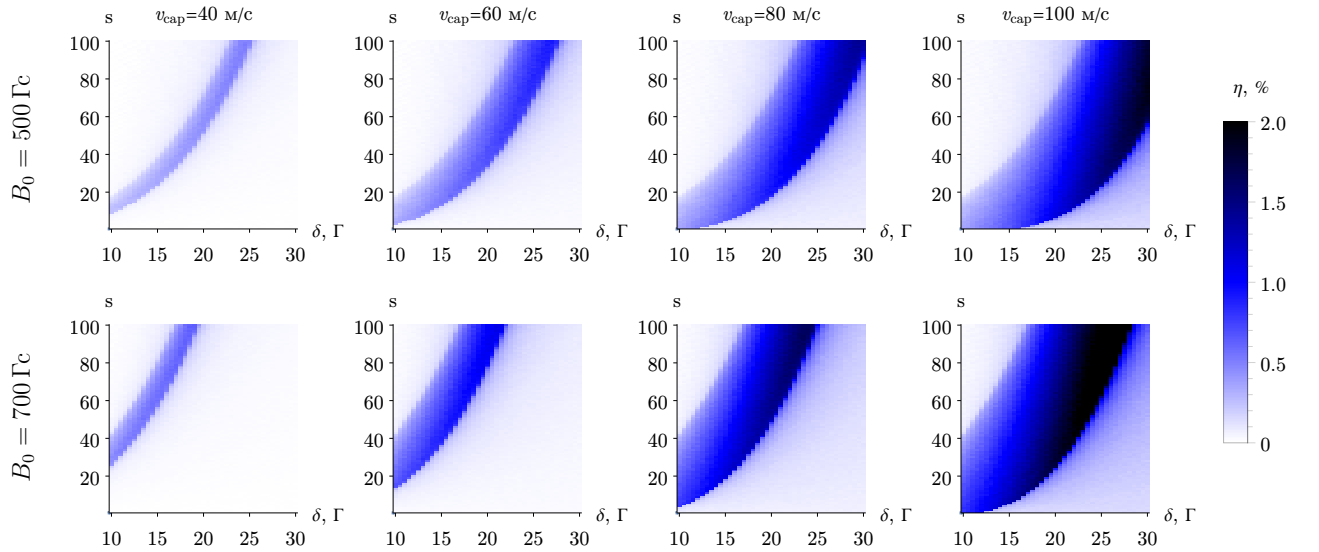


Рис. 4: Эффективность работы замедлителя

Для оценки эффективности системы замедлитель + МОЛ введём интегральный параметр η , равный отношению количества захваченных в МОЛ к количеству атомов, попадающих в замедлитель. Связь η с наблюдаемым количеством атомов в МОЛ приведена в (12).

Зависимость $\eta(B_0, v_{\text{cap}}, \delta, s)$ приведена на рисунке 4. Моделирование методом Монте-Карло проводилось для 10^5 частиц относящихся к распределению в потоке Φ_{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_{cap} . Формально отстройкой δ и магнитным полем B_0 мы можем увеличивать

²Забавный факт. Впервые данный способ охлаждения атомов применялся [23] для охлаждения Na до 1.5 K в продольном направлении в 1981 году.

v_{crit} (? добавить зависимость $v_{\text{crit}}(B_0, \delta)$, подумать про аналитические оценки), ценой увеличения v_{slow} . Увеличением мощности уменьшаем значение v_{slow} до момента, когда $v_{\text{slow}} < v_{\text{cap}}$. Важно заметить, что зависимость η от настраиваемых параметров носит унимодальный характер, что позволяет подбирать оптимальные значения итеративно находя максимум η 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 [21]

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \beta \int_V n(\mathbf{r}, t)^2 d^3\mathbf{r}, \quad (9)$$

где γ – коэффициент линейных потерь, обусловленных столкновениями с буферным газом, β – 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:

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \tilde{\beta} N^2, \quad \tilde{\beta} = \frac{\beta}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{w_x w_y w_z}. \quad (10)$$

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

Решая уравнение (10), можем найти зависимость $N(t)$:

$$N = \frac{\Phi_{\text{load}}}{\gamma} \left(\frac{1}{2} + \frac{\mu}{\text{th } \mu \gamma t} \right)^{-1}, \quad \mu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \frac{\beta \Phi_{\text{load}}}{\gamma^2}}. \quad (11)$$

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

$$N = \frac{\gamma}{2\beta} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\beta \eta \Phi}{\gamma^2}} - 1 \right), \quad \eta = \frac{\gamma}{\Phi_{\text{sol}}} N + \frac{\beta^2}{\Phi_{\text{sol}}} N^2. \quad (12)$$

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

3.4 Двухмерная магнито-оптическая ловушка

4 Экспериментальные результаты

5 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 Schauß, 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] 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.
- [19] C B Alcock, V P Itkin, and M K Horrigan. Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements: 298–2500K. 1983.
- [20] N. Ramsey. *Molecular Beams*. International series of monographs on physics. OUP Oxford, 1985.
- [21] В. В. Цыганок. *Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия в оптической дипольной ловушке*. PhD thesis, МФТИ, 2020.
- [22] Jacob Oliver Stack. *An Ultra-Cold Lithium Source For Investigating Cold Dipolar Gases*. PhD thesis, University of London, 2010.
- [23] 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.