Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 11, с. 811 – 820

Захват в магнито-оптическую ловушку и детектирование атомов тулия с использованием перехода 530 нм

Д. И. Проворченко[+1)], *А. А. Двуреченский*[+], *Б. А. Бессмертных*[+], *Д. А. Мишин*[+], *Д. О. Трегубов*[+], *Н. Н. Колачевский*[+*], *А. А. Головизин*[+*]

[+] *Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Российский квантовый центр, 121205 Сколково, Россия*

Поступила в редакцию 20 апреля 2026 г.
После переработки 20 апреля 2026 г.
Принята к публикации 21 апреля 2026 г.

В этой работе мы демонстрируем эффективный захват атомов тулия из атомного пучка в магнито-оптическую ловушку на спектрально узком переходе 530 нм с естественной шириной линии 350 кГц, минуя стандартную во многих экспериментах стадию первичного охлаждения. Для оптимизации параметров захвата мы применили метод машинного обучения с автоматизированным управлением экспериментальной установкой и обратной связью, что позволило достичь более 75 % эффективности захвата по сравнению с используемой ранее конфигурацией. В дополнение к этому, мы продемонстрировали измерение числа атомов с использованием пробного излучения 530 нм с возможностью достижения уровня сигнал/шум, сопоставимого с подсветкой на сильном переходе 410 нм. Таким образом существенно снижаются требования к лазерной системе 410 нм, которая ранее использовалась для первичного охлаждения и детектирования атомов, что упрощает экспериментальную установку и приближает создание транспортируемых тулиевых оптических часов.

DOI: 10.7868/S3034576626060080

Введение. За последние десятилетия оптические часы продемонстрировали превосходство над радиочастотными стандартами [1–4], и благодаря рекордным показателям точности и стабильности такие системы могут использоваться в задачах релятивистской геодезии и гравитационного картирования Земли [5, 6], а также при проверке фундаментальных физических теорий: от общей теории относительности [7–9] до поиска вариаций фундаментальных констант и слабо взаимодействующей темной материи [10, 11]. Однако большинство применений, особенно прикладных, требует проведения измерений вне лаборатории, и сейчас многие исследования направлены на миниатюризацию конструкции оптических часов для создания транспортируемых систем без существенного ухудшения метрологических характеристик [9, 12–16]. В области навигации такие транспортируемые часы обеспечивают автономную синхронизацию распределенных сетей без опоры на внешние сигналы, что потенциально позволяет создавать новые, альтернативные спутниковым, навигационные системы [16–18].

Одной из ключевых задач при разработке транспортируемых систем является повышение надежности отдельных узлов и системы в целом, а также одновременное снижение массогабаритных характеристик создаваемого устройства. В оптических стандартах частоты, особенно на основе нейтральных атомов, необходимо использование нескольких лазерных систем для лазерного охлаждения, удержания, подготовки состояний и спектроскопии часового перехода, при этом зачастую требуется несколько ступеней удвоения частоты или волнового смешения. Переход к компактному формату требует замены объемных твердотельных (например, титан-сапфировых) лазеров на волоконные и диодные источники с интегрированными акусто- и электрооптическими модуляторами. Дополнительным шагом является компактизация оптических компонентов, которая в ряде случаев может быть исполнена на фотонных интегральных схемах, что также затруднено для высоких мощностей и коротких длин волн излучения.

Нейтральный атом тулия выделяется среди других кандидатов на роль платформы для компактных оптических часов по нескольким причинам. Во-первых, его часовой переход на длине волны $\lambda = 1.14$ мкм является внутриоболочечным [19], что обусловливает малую чувствительность к тепловому излучению окружения – одному из наиболее труд-

1)e-mail: provorchenko.di@lebedev.ru.

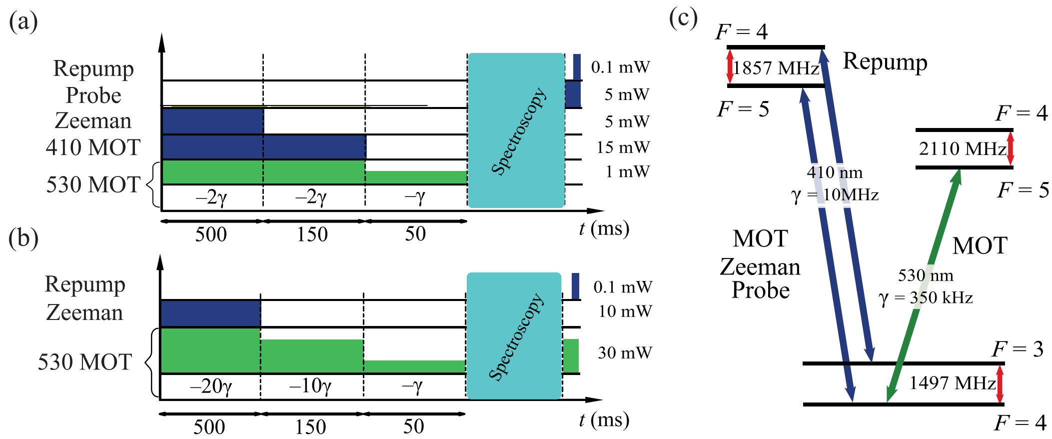

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Используемая ранее стандартная схема загрузки атомов в МОЛ и детектирования количества атомов. (b) – Предлагаемая схема загрузки и детектирования на переходе 530 нм, в которой роль излучения на длине волны 410 нм сведена к минимуму. Указаны характерные времена стадий загрузки и охлаждения. Закрашенная область между получением МОЛ и этапом считывания – любой эксперимент, который может проводиться с атомами (спектроскопия, исследование времени когерентности, опрос часового перехода для работы оптических часов, и т.д.). (c) – Схема уровней атома тулия, которые используются при загрузке атомов в МОЛ и детектировании количества атомов пробным излучением

ных для контроля систематических эффектов: для его контроля и подавления используют термостаты и криогенные экраны, что существенно усложняет экспериментальную установку [20–23]. Для внутриоболочечного часового перехода в тулии этот эффект на 2–3 порядка меньше, чем в других распространенных системах [24], что позволяет тулиевым часам работать при комнатной температуре без необходимости точного контроля температуры окружения атомов.

Эта же особенность атомов тулия позволяет дополнительно уменьшить габариты установки за счет отказа от стандартного дизайна длинного зеемановского замедлителя, поскольку даже нагретая до $\sim 400\,^{\circ}$C атомная печь, расположенная в ~ 10 см от области спектроскопии приводит к смещению частоты часового перехода на уровне 10^{-18} отн. ед. Загрузка атомов тулия в МОЛ в компактную вакуумную систему без использования зеемановского замедлителя была продемонстрирована ранее [25].

Во-вторых, структура сверхтонких подуровней в атоме тулия позволяет опрашивать одновременно два часовых перехода и формировать синтетическую частоту, для которой линейный зеемановский сдвиг отсутствует (производится опрос переходов между центральными магнитными подуровнями $m_F = 0 \to \to m_F = 0$), а квадратичный зеемановский сдвиг подавлен до уровня единиц 10^{-18} [26], что обеспечивает нечувствительность частоты часового перехода к внешнему магнитному полю. Таким образом, достижение систематической погрешности частоты 10^{-17} отн. ед. с высокой стабильностью частоты на уровне 10^{-17}/ч вне лабораторных условий для оптических часов на атомах тулия должно быть технически проще, чем для других систем на ансамблях нейтральных атомов.

Помимо этого, важной особенностью оптических часов на атомах тулия для создания транспортируемой системы является удобство используемых длин волн лазерных источников. Часовой лазер с длиной волны 1.14 мкм (необходимо порядка 10 мВт) и лазер оптической решетки на магической длине волны 1063.7 нм (200– 400 мВт) доступны для иттербиевых волоконных лазеров; излучение 530 нм (50 мВт) и 506 нм (10 мВт), использующиеся для глубокого лазерного охлаждения и подготовки состояний атомов тулия в оптической решетке [27], также могут быть получены путем удвоения частоты иттербиевых волоконных лазеров 1060 и 1012 нм. Все вышеперечисленные лазерные системы могут быть реализованы в надежной, компактной форме, при этом обеспечивая высокую мощность и стабильность частоты генерируемого излучения.

В настоящее время в оптических часах на атомах тулия наиболее сложной является лазерная система на 410 нм, излучение которой используется для зеемановского замедления, первой стадии охлаждения в магнито-оптической ловушке (МОЛ), а также для регистрации числа атомов по сигналу люминесценции. В текущей конфигурации необходимо более 50 мВт синего излучения, в основном для первичной МОЛ, со стабильностью частоты не хуже 1 МГц для выполнения считывания (см. Приложение, табл. 1A). Излучение требуемой мощности может быть получено либо полупроводниковой лазерной системой с рупорным усилителем и резонансным удвоением частоты, либо суммированием и удвоением излучения волоконных лазеров, что делает эту систему технически сложной (первый вариант) или объемной с большим энергопотреблением (второй вариант).

Типичный экспериментальный цикл работы оптических часов на атомах тулия показан на рис. 1a, а используемые в эксперименте уровни и переходе – на рис. 1c. Исходно атомы тормозятся при помощи зеемановского замедления на переходе 410 нм [28], после чего захватываются и аккумулируются в МОЛ на 410 нм и 530 нм [29, 30]. Далее происходит перезахват в МОЛ на 530 нм, обладающей меньшей отстройкой от резонанса, что позволяет уменьшить область удержания атомов для дальнейшей работы с ними (загрузки в оптическую решетку, спектроскопии или иных экспериментов), после чего выполняется считывание населенностей различных подуровней с использованием перехода 410 нм (подробное описание в работе [26, 31]).

В этой работе мы экспериментально демонстрируем возможность прямой загрузки атомов из зеемановского пучка в МОЛ и считывания числа атомов, используя излучение 530 нм (рис. 1b). При этом роль лазерной системы на 410 нм сводится исключительно к зеемановскому замедлению атомного пучка и перекачке между сверхтонкими подуровнями основного состояния. Во-первых, на эти задачи требуется около 10 мВт излучения, что уже доступно для синих лазерных диодов. Во-вторых, существенно снижаются требования к стабильности частоты: для зеемановского замедления и перекачки достаточно стабилизации частоты с точностью ~ 5 МГц, которая осуществима с использованием измерителя длин волн без применения сложных схем стабилизации, таких как метод насыщенного поглощения, использование внешнего ультрастабильного ULE-резонатора или фазовая стабилизация к оптической фемтосекундной гребенке. При этом, как мы показываем ниже, ключевые характеристики системы – количество атомов и эффективность считывания – практически не изменяются.

Захват атомов в МОЛ. В первых работах [29, 32] с ансамблями холодных атомов тулия для первичного замедления потока атомов из печки использовался зеемановский замедлитель длиной 50 см, в котором часть атомов замедлялась до скорости порядка 20 м/с в области формирования МОЛ. Далее происходил захват атомов в МОЛ на переходе с длиной волны 410 нм (естественная ширина линии $\gamma_{410} = 10$ МГц) с последующей перезагрузкой во вторичную МОЛ на 530 нм с естественной шириной линии $\gamma = 350$ кГц. В более поздней работе [25] было продемонстрировано лазерное охлаждение и захват атомов тулия в вакуумной системе без отдельной секции зеемановского замедлителя, в которой процесс замедления атомов с помощью зеемановского пучка происходил на расстоянии порядка 10 см с использованием градиентного магнитного поля катушек МОЛ и небольшой вспомогательной катушки. Однако как показывает опыт групп, работающих с иттербием [33] и некоторыми другими лантаноидами [34–36], первичное охлаждение в спектрально широкой МОЛ не является обязательным, и может быть реализована загрузка в узкополосную МОЛ напрямую из пучка холодных атомов после зеемановского замедления. Это позволит отказаться от наиболее требовательного к мощности излучения 410 нм этапа эксперимента, однако необходим тщательный подбор параметров в связи с небольшой скоростью захвата атомов вторичной МОЛ (порядка 10 м/с).

Для того чтобы убедиться в принципиальной возможности прямого захвата из атомного пучка в узкополосную МОЛ на переходе 530 нм в компактной вакуумной системе, мы провели моделирование этого процесса методом Монте-Карло, подобно тому как это было сделано в работах [25, 37, 38]. Согласно этим оценкам, захват атомов в ловушку возможен при большой отстройке охлаждающего излучения 530 нм от резонанса (порядка -20γ), а также при большей оптической мощности излучения порядка 30 мВт на все пучки МОЛ (ранее использовалось менее 1 мВт). Первые экспериментальные результаты подтвердили возможность такого захвата, однако эффективность процесса при рассчитанных параметрах была порядка 10 %.

Эффективность захвата атомов в МОЛ зависит от большого числа параметров: отстройка и мощность зеемановского пучка, отстройка и мощность охлаждающего излучения 530 нм, ток катушек МОЛ и вспомогательной зеемановской катушки. В последние годы задачи оптимизации с большим числом параметров для упрощения и ускорения процесса поиска зачастую решаются методами машинного обучения [39–41]. Для оптимизации 6 параметров в широком диапазоне мы тоже применили подобный метод. Мы воспользовались библиотекой Optuna [42] на языке Python с алгоритмом оптимизации CMA-ES [43, 44]. Эволюционные алгоритмы данного класса эффективно избегают локальных максимумов в пользу глобального и демонстрируют устойчивую сходимость на зашумленных экспериментальных данных.

Схема работы алгоритма с экспериментальной установкой, а также диапазоны используемых для оптимизации параметров представлены на рис. 2a. Оптимизатору предоставлена возможность управлять указанными параметрами и считывать ключевую метрику – количество атомов, захваченных в МОЛ. Число атомов на каждом шаге алгоритма усредняется по серии из 5 измерений. Загрузка атомов длилась 500 мс, а весь экспериментальный цикл – около 700 мс. Для каждого из значений тока зеемановской катушки (единственный параметр, который задавался вручную) оптимизатор запускался несколько раз, чтобы убедиться в сходимости алгоритма к глобальному максимуму по количеству атомов. На рисунке 2b продемонстрирована сходимость алгоритма к максимальному числу атомов для трех запусков алгоритма с различными начальными параметрами. Вне зависимости от начальных условий максимальное число атомов достигается менее чем за 40 итераций, а менее чем за 80 шагов алгоритм достигает устойчивого максимума. Суммарно поиск оптимальных параметров таким образом занимает порядка 15 мин.

Максимально достижимое число атомов в МОЛ составило около 250×10^3, что соответствует 75 % от значения в стандартной МОЛ на длине волны 410 нм, и достаточно для проведения последующих измерений (так, в работе оптических часов оптимальным является опрос ~ 10 тыс. атомов после подготовки в требуемом начальном состоянии). Следует также отметить, что хотя в отсутствие охлаждающего излучения 410 нм требуется существенно большая мощность излучения 530 нм, при анализе зависимости числа атомов в оптимальном режиме работы наблюдается насыщение: увеличение суммарной мощности охлаждающих пучков более 30 мВт не приводит к существенному увеличению числа атомов и характеризует минимальные требования к выходной мощности лазерного источника в рассматриваемом режиме работы (подробнее в Приложении).

Считывание. Для регистрации числа атомов в экспериментах с лазерным охлаждением обычно применяют спектрально широкие переходы (в случае атомов тулия это переход на длине волны 410 нм, ($\Gamma_{410} = 2\pi \times 10$ МГц). Высокая скорость рассеяния фотонов на таких переходах (порядка $\Gamma/2 \sim 10^7$ с$^{-1}$) позволяет за короткое время экспозиции (порядка 100 мкс) достигать высокого уровня отношения сигнал/шум. Кроме того, большая естественная ширина линии делает считывание менее чувствительным к сдвигам и уширениям спектральных линий (например, из-за эффектов Штарка и Зеемана). При реализации системы считывания на переходе с меньшей естественной шириной (в данной работе это переход 530 нм) необходимо учитывать как уменьшение уровня сигнала, так и сдвиги частоты считывающего перехода различной природы.

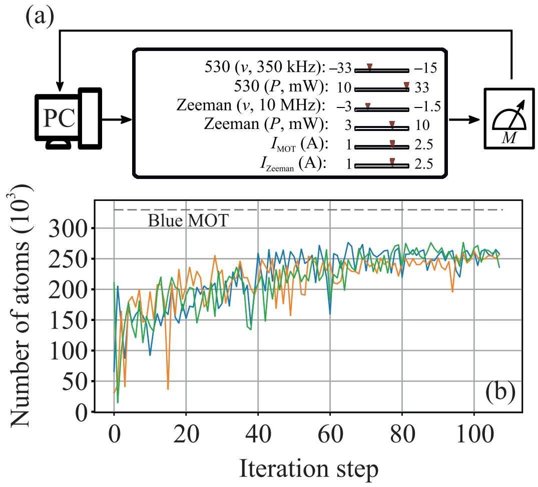

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Иллюстрация работы алгоритма оптимизации. На управляющем установкой компьютере запущен алгоритм оптимизации CMA-ES, задающий параметры из выбранного диапазона. В ходе оптимизации изменялись ток катушек МОЛ, ток катушек Зеемана, мощность и частота охлаждающего излучения, а также мощность и частота зеемановского пучка. Затем из фотографии атомного облака рассчитывается число захваченных атомов (ключевая метрика). На основании этих данных предлагается следующая точка в пространстве параметров. (b) – График зависимости числа атомов от номера шага алгоритма для трех различных запусков. Алгоритм стабильно сходится к оптимальному числу атомов менее чем за 100 итераций. Итоговое число атомов соответствует ~ 75 % от числа атомов, захватываемых ранее с использованием МОЛ 410 нм

С точки зрения модификации экспериментальной установки, переход к подсвечивающему излучению на длине волны 530 нм требует только изменения импульсной схемы (рис. 1) и большей мощности излучения 530 нм. Дополнительные лазерные пучки в этой работе не используются: для регистрации числа атомов используются те же пучки, что и для формирования МОЛ. Характерный параметр насыщения при считывании составлял порядка $s = 3$ на каждый пучок МОЛ.

Близость g-факторов основного и возбужденного состояний перехода 530 нм ($g_g = 0.998$, $g_e = 1.017$) приводит к тому, что зеемановское смещение линии перехода на величину порядка ширины линии происходит при изменении магнитного поля на величину порядка 200 мГс, что на несколько порядков больше флуктуаций лабораторного магнитного поля.

Для оценки влияния эффекта Штарка на частоты компонент перехода мы экспериментально измерили влияние оптической решетки на длине волны 1063.7 нм на положение резонансов перехода 530 нм. На рисунке 3 показаны спектры $\sigma^{\pm}, \pi$ переходов в свободном пространстве, а также в оптической решетке глубиной $U = 1500\,\mathrm{E_{rec}} = 75$ мкК (соответствует максимальной глубине оптической решетки в эксперименте с оптическими часами на атомах тулия). Экспериментальные точки аппроксимировались суммой трех лоренцовых контуров, спектр снимался при пониженной мощности излучения 530 нм, параметр насыщения порядка $s = 1$. Как видно из графиков на рис. 3, оптическая решетка глубиной $U = 1500\,\mathrm{E_{rec}}$ приводит к общему сдвигу всех переходов на величину приблизительно 500 кГц $\approx 1.5\gamma$ и незначительному уширению отдельных спектральных линий (см. Приложение).

Для дальнейших измерений выбрана отстройка подсвечивающего излучения $-\gamma/2$ от положения центра σ^- перехода (вертикальная линия на рис. 3) для уменьшения нагрева атомов в процессе измерения. Для регистрации сигнала люминесценции в эксперименте использовалась CMOS камера Basler acA2040-55um, квантовая эффективность которой на длине волны 530 нм примерно в 1.4 раза выше, чем на 410 нм. На вставке на рис. 3 приведена измеренная зависимость соотношения сигнал/шум от времени подсветки. Видно, что измеряемый сигнал линейно возрастает до времени порядка 2 мс, после чего уходит в насыщение вблизи уровня, получаемого ранее при использовании спектрально широкого перехода 410 нм. Насыщение объясняется как потерей атомов из-за нагрева, так и существенным изменением формы облака, которое происходит при длительной подсветке. Стоит отметить, что такое увеличение длительности подсветки не приводит к изменению относительного положения импульсов в схеме и не влияет на общую длительность цикла.

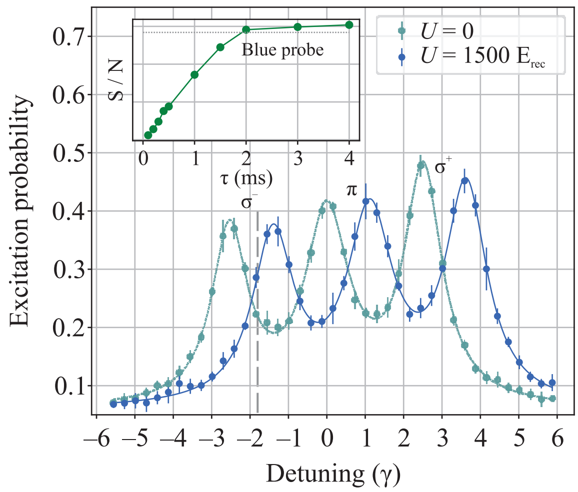

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры возбуждения перехода на 530 нм. Один был получен в свободном пространстве (темно-синие точки с аппроксимацией), для чего оптическая решетка выключалась на время спектроскопии, а другой – в решетке глубиной $U = 1500\,\mathrm{E_{rec}}$ (светлые точки с аппроксимацией в виде пунктирной линии). Вертикальной пунктирной линией показана частота подсветки. На вставке представлена зависимость уровня сигнала от длительности экспозиции

Заключение. Мы продемонстрировали захват атомов тулия в МОЛ на переходе 530 нм (естественная ширина линии 350 кГц) без формирования первичной МОЛ на сильном переходе (410 нм, 10 МГц) с потерей в числе атомов менее 25 %. Отказ от необходимости использования излучения 410 нм для формирования МОЛ позволяет существенно уменьшить мощность лазерной системы 410 нм – с 50 до 10 мВт, что открывает возможность генерации излучения 410 нм напрямую полупроводниковым лазерным диодом, в то время как необходимая ранее мощность могла быть получена либо посредством резонансного удвоения частоты полупроводниковой лазерной системы 820 нм с рупорным усилителем, либо суммированием и удвоением частоты мощных волоконных лазеров. Увеличение требуемой мощности излучения на длине волны 530 нм с нескольких мВт до 50 мВт легко доступно для волоконной лазерной системы, работающей на длине волны 1060 нм (центр диапазона эрбиевых волоконных лазеров), с однопроходным удвоением частоты.

Мы также продемонстрировали измерение числа атомов с заменой подсвечивающего излучения 410 нм на 530 нм. Важным следствием является возможность существенно ослабить требования на точность стабилизации частоты излучения 410 нм, так как для проведения считывания необходима точность стабилизации не хуже 1 МГц, а для работы зеемановского замедления и перекачки достаточна точность ~ 5 МГц, которая может быть обеспечена с использованием измерителя длин волн. Для достижения уровня сигнала при считывании на переходе 530 нм, равного получаемому ранее на переходе 410 нм, потребовалось увеличение времени подсветки в 10 раз – с 0.2 мс до 2 мс. В дальнейшем планируется исследовать возможность проведения недеструктивного считывания атомов, захваченных в оптическую решетку, так как доплеровская температура для перехода 530 нм, равная 9 мкК, ниже используемой в эксперименте глубины оптической решетки ($\gtrsim 50$ мкК). Недеструктивное считывание позволит уменьшить время в цикле, необходимое для захвата и охлаждения атомов, что приведет к увеличению стабильности оптических часов.

Таким образом, все лазерные системы, необходимые для работы оптических часов на атомах тулия, совместимы с установкой в транспортируемую систему: излучение 410 нм генерируется непосредственно полупроводниковым лазерным диодом, при этом уже продемонстрирована возможность создания лазера на интерференционном фильтре [45, 46], который обладает существенно меньшей чувствительностью к вибрациям в сравнении с лазерами на дифракционной решетке; излучение на длинах волн 1140, 1063.7, 530 и 506 нм – волоконными эрбиевыми лазерами напрямую или с удвоением частоты. С учетом малой чувствительности часового перехода в атомах тулия к тепловому излучению и к магнитному полю при формировании синтетической часовой частоты, а также продемонстрированной ранее компактной вакуумной системой для лазерного охлаждения атомов тулия и опроса часовых переходов, результаты исследований в этой работе позволяют напрямую перейти к проектированию компактных транспортируемых оптических часов на основе атомов тулия.

Приложение.

Оптимизация параметров захвата в МОЛ на длине волны 530 нм. В ходе оптимизации прямого захвата атомов в МОЛ на длине волны 530 нм варьировалось несколько параметров эксперимента. На рисунке 1А представлен ход работы оптимизатора с историей подбора всего набора параметров для трех запусков алгоритма. Большинство параметров сошлись к некоторой области оптимальных значений внутри заданного диапазона параметров: отстройка зеемановского излучения от резонанса к диапазону – от $-2\gamma_{410}$ до $-3\gamma_{410}$, мощность зеемановского излучения – к диапазону 7–13 мВт, отстройка излучения 530 нм к диапазону от -23γ до -30γ, токи катушек МОЛ к диапазону 2.2–2.5 А.

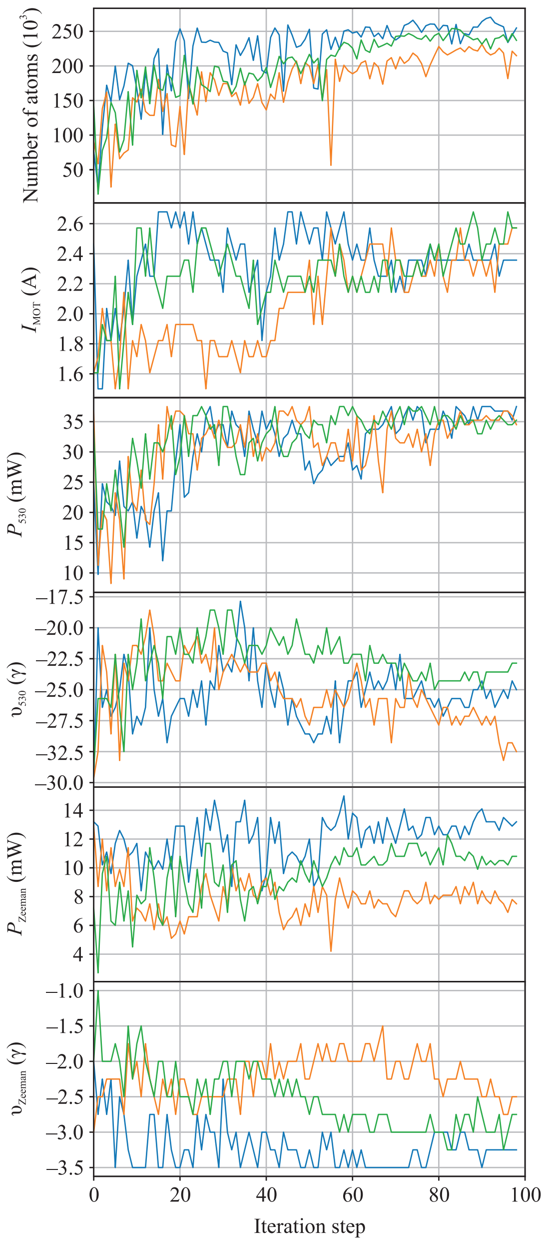

Рис. 1А. (Цветной онлайн) Траектории различных параметров в ходе оптимизации

Мощность излучения 530 нм сходится к крайней точке доступного диапазона с монотонным ростом полезного сигнала при приближении к краю доступной области. Кроме того, ток катушки зеемановского замедлителя изменялся вручную, и наблюдался похожий монотонный рост числа атомов. Зависимость числа атомов от мощности излучения 530 нм и тока зеемановского замедлителя представлены на рис. 2А. По мощности излучения 530 нм оптимальный режим работы расположен в области насыщения, поэтому увеличение мощности излучения после величины ~ 35 мВт нецелесообразно. При увеличении тока зеемановской катушки наблюдается рост, замедляющийся после увеличения тока выше 2.5 А, поэтому дальнейшее увеличение тока также нецелесообразно. На основании этих данных была выбрана рабочая точка: токи катушек МОЛ и вспомогательной зеемановской катушек 2.2 и 2.5 А соответственно, мощность излучения 530 нм: 35 мВт, его отстройка от резонанса: $-25\,\gamma$, мощность излучения в зеемановском пучке: 7 мВт, отстройка этого излучения от резонанса $-2.5\,\gamma$.

В этой рабочей точке удавалось стабильно загружать порядка 250×10^3 атомов в МОЛ 530 нм, что составляет порядка 75 % от достижимого ранее с МОЛ 410 нм.

Таблица 1A. Требования к лазерным системам на различных этапах подготовки и работы с атомами тулия в МОЛ

Stages	λ, nm	Previous works		This work	
		Frequency stability	Power	Frequency stability	Power
Zeeman slowing	410	$\sim$5 MHz	5 mW	$\sim$5 MHz	7 mW
MOT cooling	410	< 1 MHz	> 15 mW	–	–
	530	$\sim$ 1 kHz	> 1 mW	$\sim$ 1 kHz	30 mW
Readout	410	< 1 MHz	> 5 mW	–	–
	530	–	–	$\sim$1 kHz	>5 mW
Repumping	410	$\sim$ 5 MHz	> 0.1 mW	$\sim$ 5 MHz	> 0.1 mW
	530	–	–	$\sim$ 1 kHz	> 0.1 mW

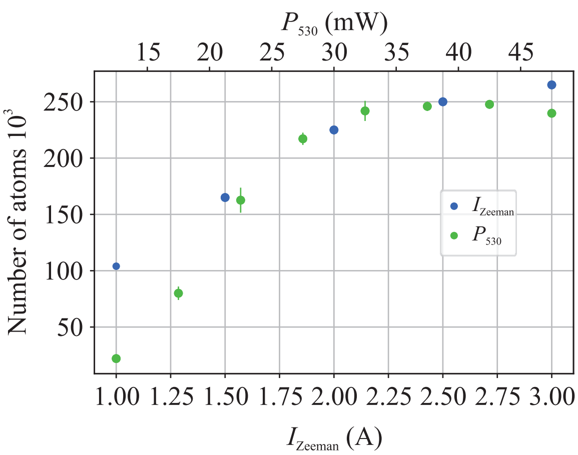

Рис. 2A. (Цветной онлайн) Зависимость числа атомов от мощности излучения 530 нм (зеленые точки) и тока Зеемановской катушки. (синие точки). Видно насыщение по обоим параметрам

Требования к лазерным системам 410 и 530 нм. В таблице 1A представлены требования к лазерному излучению, используемому для лазерного охлаждения и измерения числа атомов в тулиевом эксперименте ранее (столбец "Previous works") и в результате данной работы (столбец "This work"). этапы эксперимента, использовавшие излучение 410 нм (Охлаждение в МОЛ и считывание с F = 4), были заменены на аналогичные этапы, использующие излучение 530 нм. Видно, что наиболее требовательные к мощности и стабильности частоты этапы эксперимента, использовавшие излучение 410 нм ("MOT cooling" и "Readout"), были заменены на аналогичные этапы, использующие излучение 530 нм. Оставшиеся этапы эксперимента, основанные на излучении 410 нм ("Zeeman slowing" и "Repumping"), требуют существенно меньше мощности и гораздо менее требовательны к стабильности частоты. Особо отметим, что перекачка атомов с $F = 3$ также может быть реализована с использованием перехода 530 нм, оставляя зеемановское замедление единственным этапом эксперимента, требующим применения излучения 410 нм.

Спектр магнитных подуровней и динамика их населенности во время подсвечивающего импульса. На рисунке 3 показаны спектры переходов с центрального магнитного подуровня. Благодаря близким значениям g-факторов основного и верхнего уровня охлаждающего перехода, спектры для других магнитных подуровней расположены в том же диапазоне частот. Например, в случае σ^--переходов все резонансные частоты для различных магнитных подуровней основного состояния представлены на рис. 3A. Таким образом, при работе

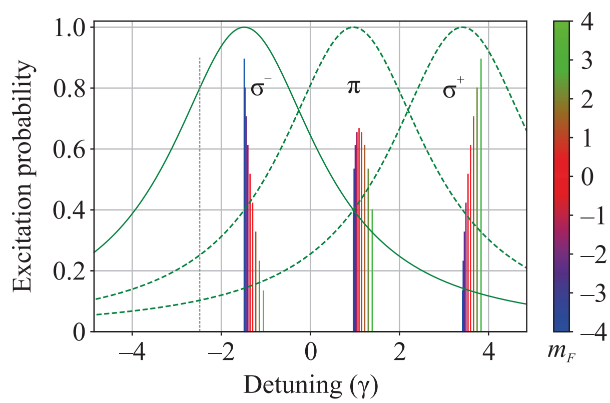

Рис. 3A. (Цветной онлайн) Модельный спектр перехода на длине волны 530 нм при магнитном поле $B = 600$ мГс и глубине оптической решетки $U = 1500\,\mathrm{E_{rec}}$. Показаны частоты σ^-, π и σ^+ переходов с каждого из магнитных подуровней; цветом показан магнитный подуровень, с которого происходит переход. Также приведены уширенные мощностью спектры σ^-, π и σ^+ компонент перехода для соответствующего каждому из них параметру насыщения $s = 3$. Серой пунктирной линией приведена частота подсветки, отстроенная на $\Delta\nu = -\gamma/2$ от резонанса σ^-

подсвечивающего излучения на частоте, показанной пунктирной линией на рис. 3A, будет происходить од-

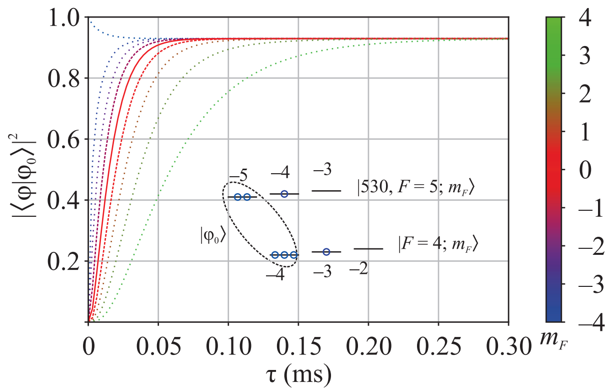

Рис. 4А. (Цветной онлайн) Зависимость от времени населенности крайнего магнитного подуровня. Начальный магнитный подуровень представлен цветом. Сплошной линией и длинным пунктиром показаны наиболее интересные нам подуровни $m_F = 0, \pm 1$, коротким пунктиром – все остальные

новременное возбуждение всех σ^--переходов со всех магнитных подуровней, и, как следствие, – будет работать оптическая накачка. Поскольку в качестве подсветки используются пучки МОЛ, то присутствуют все поляризации излучения, а конечное состояние оптической накачки – некоторая комбинация нескольких крайних магнитных подуровней, которая зависит от распределения мощности по поляризациям. В качестве оценки мы взяли параметр насыщения $s = 3$ для каждой из трех поляризаций излучения и промоделировали скорость работы оптической накачки. Это примерно соответствует суммарной мощности, которая использовалась в эксперименте в качестве подсвечивающего излучения. Результаты расчетов – динамика переноса населенности с различных начальных магнитных подуровней к конечному состоянию – представлена на рис. 4А. Все атомы за 200 мкс переходят к конечному состоянию, а интересующие нас три центральных магнитных подуровня – за 50 мкс.

Финансирование работы. Работа была выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 24-72-10102.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. A. Ludlow, M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. Schmidt, “Optical Atomic Clocks”, Rev. Mod. Phys. **87**(2), 637 (2015); doi:10.1393/ncr/i2013-10095-x.
2. А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, С. Н. Багаев, “Сверхточные оптические стандарты частоты на ультрахолодных атомах: состояние и перспективы”, Успехи физических наук **186**(2), 193 (2016) [A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and S. N. Bagayev, “Ultraprecision optical frequency standards using ultracold atoms: state of the art and prospects”, Phys.-Uspekhi **59**, 184 (2016)].
3. H. Hachisu, F. Nakagawa, Y. Hanado, and T. Ido, “Monthslong real-time generation of a time scale based on an optical clock”, Sci. Rep. **8**(1), 1 (2018); doi:10.1038/s41598-018-22423-5.
4. T. M. Fortier, A. N. Luiten, and H. S. Margolis, “Optical atomic clocks: defining the future of time and frequency metrology”, Optica **13**(1), 143 (2026).
5. C. Lisdat, G. Grosche, N. Quintin et al. (Collaboration), “A clock network for geodesy and fundamental science”, Nat. Commun. **7**(1), 12443 (2016); doi:10.1038/ncomms12443.
6. P. Delva, H. Denker, and G. Lion, *Chronometric Geodesy: Methods and Applications* (Springer International Publishing, Cham, Switzerland, 2019), p. 25; doi:10.1007/978-3-030-11500-5_2.
7. C. Chou, D. Hume, T. Rosenband, and D. Wineland, “Optical Cloks and Relativity”, Science **329**, 1630 (2010); doi:10.1126/science.1192720.
8. P. Delva, J. Lodewyck, S. Bilicki et al. (Collaboration), “Test of Special Relativity Using a Fiber Network of Optical Clocks”, Phys. Rev. Lett. **118**(22), 221102 (2017); doi:10.1103/PhysRevLett.118.221102.
9. M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Yahagi, K. Kokado, H. Shinkai, and H. Katori, “Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks”, Nature Photon. **14**(7), 411 (2020); doi:10.1038/s41566-020-0619-8.
10. A. Derevianko and M. Pospelov, “Hunting for topological dark matter with atomic clocks”, Nature Physics **10**(12), 933 (2014) ; doi:10.1038/nphys3137.
11. M. H. Zaheer, N. J. Matjelo, D. B. Hume, M. S. Safronova, and D. R. Leibrandt, “Quantum metrology algorithms for dark matter searches with clocks”, arXiv:2302.12956 [physics, physics:quant-ph] (Feb. 2023).
12. N. Poli, M. Schioppo, S. Vogt, S. Falke, U. Sterr, C. Lisdat, and G. M. Tino, “A transportable strontium optical lattice clock”, Applied Physics B: Lasers and Optics **117**(4), 1107 (2014); doi:10.1007/s00340-014-5932-9.
13. В. Ф. Фатеев, В. П. Лопатин, В. Г. Пальчиков, В. П. Сысоев, “Обзор состояния разработок мобильных стандартов частоты и времени для решения задачи квантового нивелирования”, Альманах современной метрологии **1**(29), 43 (2022) [V. F. Fateev, V. P. Lopatin, V. G. Palchikov, and V. P. Sysoev, “Review of the state of development of mobile time and frequency standards for solving the problem of quantum leveling”, Almanac of Modern Metrology **1**(29), 43 (2022)].

14. S. Vogt, S. Häfner, J. Grotti, S. Koller, A. Al-Masoudi, U. Sterr, and C. Lisdat, "A transportable optical lattice clock", J. Phys. Conf. Ser. **723**, 012020 (2016).
15. I. A. Semerikov, K. Y. Khabarova, I. V. Zalivako, A. S. Borisenko, and N. N. Kolachevsky, "Compact Transportable Optical Standard Based on a Single 171Yb+ Ion ("YBIS" Project)", Bull. Lebedev Phys. Inst. **45**(11), 337 (2018); doi:10.3103/S1068335618110039.
16. A. Amy-Klein, E. Benkler, P. Blondé et al. (Collaboration), "International comparison of optical frequencies with transportable optical lattice clocks", arXiv preprint arXiv:2410.22973 (2024).
17. G. Giorgi, T. D. Schmidt, C. Trainotti et al. (Collaboration), "Advanced technologies for satellite navigation and geodesy", Adv. Space Res. **64**(6), 1256 (2019).
18. F. Riehle, "Optical clock networks]], Nature Photon. **11**(1), 25 (2017); doi:10.1038/nphoton.2016.235.
19. D. Sukachev, S. Fedorov, I. Tolstikhina, E. Kalganova, G. Vishnyakova, K. Khabarova, D. Tregubov, A. Golovizin, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, "Innershell magnetic dipole transition in Tm atom as a candidate for optical lattice clocks", Phys. Rev. A **94**(2), 022512 (2016); doi:10.1103/PhysRevA.94.022512.
20. T. Middelmann, C. Lisdat, S. Falke, J. S. R. Vellore Winfred, F. Riehle, and U. Sterr, "Tackling the blackbody shift in a strontium optical lattice clock", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **60**(7), 2550 (2011); iSBN: 9781424467952; doi:10.1109/TIM.2010.2088470.
21. I. Ushijima, M. Takamoto, M. Das, T. Ohkubo, and H. Katori, "Cryogenic optical lattice clocks", Nature Photon. **9**(3), 185 (2015).
22. T. Bothwell, D. Kedar, E. Oelker, J. M. Robinson, S. L. Bromley, W. L. Tew, J. Ye, and C. J. Kennedy, "JILA SrI optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18}", Metrologia **56**(6), 065004 (2019).
23. Y. S. Hassan, K. Beloy, J. L. Siegel, T. Kobayashi, E. Swiler, T. Grogan, R. C. Brown, T. Rojo, T. Bothwell, B. D. Hunt, A. Halaoui, and A. D. Ludlow, "Cryogenic optical lattice clock with 1.7×10^{-20} blackbody radiation stark uncertainty", Phys. Rev. Lett. **135**(6), 063402 (2025).
24. A. Golovizin, E. Fedorova, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, "Innershell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift", Nat. Commun. **10**, 1 (2019); doi:10.1038/s41467-019-09706-9.
25. A. Golovizin, D. Tregubov, D. Mishin, D. Provorchenko, and N. Kolachevsky, "Compact magneto-optical trap of thulium atoms for a transportable optical clock", Opt. Express **29**(22), 36734 (2021).
26. A. A. Golovizin, D. O. Tregubov, E. S. Fedorova, D. A. Mishin, D. I. Provorchenko, K. Y. Khabarova, V. N. Sorokin, and N. N. Kolachevsky, "Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts", Nat. Commun. **12**(1), 5171 (2021); doi:10.1038/s41467-021-25396-8.
27. K. O. Babichev, D. I. Provorchenko, D. A. Mishin, D. O. Tregubov, A. A. Golovizin, and N. N. Kolachevsky, "Preparation of an Ensemble of Thulium Atoms in Different Vibrational Levels in an Optical Lattice", JETP Lett. **121**(9), 677 (2025); doi:10.1134/S0021364025606281.
28. K. Chebakov, A. Sokolov, A. Akimov, D. Sukachev, S. Kanorsky, N. Kolachevsky, and V. Sorokin, "Zeeman slowing of thulium atoms", Opt. Lett. **34**, 2955 (2009); doi:10.1364/OL.34.002955.
29. D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov, A. Akimov, S. Kanorsky, N. Kolachevsky, and V. Sorokin, "Magnetooptical trap for thulium atoms", Phys. Rev. A **82**(1), 011405 (2010)l iSBN: 1050-2947; doi:10.1103/PhysRevA.82.011405.
30. D. D. Sukachev, E. S. Kalganova, A. V. Sokolov, S. A. Fedorov, G. A. Vishnyakova, A. V. Akimov, N. N. Kolachevsky, and V. N. Sorokin, "Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps", Quantum Electronics **44**(6), 515 (2014).
31. D. Mishin, D. Tregubov, N. Kolachevsky, and A. Golovizin, "Coherence of Microwave and Optical Qubit Levels in Neutral Thulium", PRX Quantum **6**(4), 040329 (2025); doi:10.1103/f8xg-w57m.
32. A. V. Akimov, K. Y. Chebakov, I. Y. Tolstikhina, A. V. Sokolov, P. B. Rodionov, S. I. Kanorsky, V. N. Sorokin, and N. N. Kolachevsky, "Study of transitions in thulium atoms in the 410–420-nm range for laser cooling", Quantum Electronics **38**(10), 961 (2008); doi:10.1070/QE2008v038n10ABEH013794.
33. A. Guttridge, S. Hopkins, S. Kemp, D. Boddy, R. Freytag, M. Jones, M. Tarbutt, E. Hinds, and S. Cornish, "Direct loading of a large Yb MOT on the $^1s_0 \rightarrow {}^3p_1$ transition", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **49**(14), 145006 (2016).
34. W. Lunden, L. Du, M. Cantara, P. Barral, A. O. Jamison, and W. Ketterle, "Enhancing the capture velocity of a dy magneto-optical trap with two-stage slowing", Phys. Rev. A **101**(6), 063403 (2020).
35. B. Seo, P. Chen, Z. Chen, W. Yuan, M. Huang, S. Du, and G.-B. Jo, "Efficient production of a narrow-line erbium magneto-optical trap with two-stage slowing", Phys. Rev. A **102**(1), 013319 (2020).
36. Y. Miyazawa, R. Inoue, H. Matsui, K. Takanashi, and M. Kozuma, "Narrow-line magneto-optical trap for europium", Phys. Rev. A **103**(5), 053122 (2021).
37. M. Yaushev, D. Mishin, D. Tregubov, N. Kolachevsky, and A. Golovizin, "Loading of the narrow line Tm MOT from a pulsed cold atomic beam", Rev. Sci. Instrum. **96**(3), 033202 (2025).

38. M. O. Yaushev, D. A. Mishin, D. O. Tregubov, D. I. Provorchenko, N. N. Kolachevskii, and A. A. Golovizin, "Two-Dimensional Magneto-optical Trap for Producing a Flux of Cold Thulium Atoms", JETP **137**(2), 178 (2023); doi:10.1134/S1063776123080162.
39. P. B. Wigley, P. J. Everitt, A. van den Hengel et al. (Collaboration), "Fast machine-learning online optimization of ultra-coldatom experiments", Sci. Rep. **6**(1), 25890 (2016).
40. E. T. Davletov, V. V. Tsyganok, V. A. Khlebnikov, D. A. Pershin, D. V. Shaykin, and A. V. Akimov, "Machine learning for achieving Bose-Einstein condensation of thulium atoms", Phys. Rev. A **102**(1), 011302 (2020); doi:10.1103/PhysRevA.102.011302.
41. M. Reinschmidt, J. Fortágh, A. Günther, and V. V. Volchkov, "Reinforcement learning in cold atom experiments", Nat. Commun. **15**(1), 8532 (2024).
42. T. Akiba, S. Sano, T. Yanase, T. Ohta, and M. Koyama, *Optuna: A next-generation hyperparameter optimization framework*, in *The 25th ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery & Data Mining* (ACM, N. Y., NY, USA, 2019), p. 2623.
43. N. Hansen and A. Ostermeier, *Adapting arbitrary normal mutation distributions in evolution strategies: The covariance matrix adaptation*, in *Proceedings of IEEE international conference on evolutionary computation*, (IEEE, Piscataway, NJ, USA, 1996), p. 312.
44. N. Hansen and A. Ostermeier, "Completely derandomized self-adaptation in evolution strategies", Evol. Comput. **9**(2), 159 (2001).
45. H. Ogawa, T. Kemmochi, and T. Takano, "Gallium-nitridebased interference-filter-stabilized external cavity diode laser with a surface-activated-bonded output coupler", Jpn. J. Appl. Phys. **61**(11), 112001 (2022).
46. S.-N. Zhang, X.-G. Zhang, J.-H. Tu, Z.-J. Jiang, H.-S. Shang, C.-W. Zhu, W. Yang, J.-Z. Cui, and J.-B. Chen, "A 420 nm blue diode laser for the potential rubidium optical frequency standard", Chin. Phys. Lett. **34**(7), 074211 (2017).