Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 6, с. 397 – 402 © 2026 г. 25 марта

T^{-3}-сдвиг в атомном интерферометре-гравиметре с малой базой

Д. Н. Капуста[+1)], *А. Э. Бонерт*[+], *А. Н. Гончаров*[+*], *В. И. Юдин*[+*×], *К. Н. Адамов*[+×], *А. В. Тайченачев*[+×], *М. Ю. Басалаев*[+*×], *М. Д. Радченко*[+*×], *О. Н. Прудников*[+×]

[+]*Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[b]*Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия*

[c]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 9 февраля 2026 г.
После переработки 9 февраля 2026 г.
Принята к публикации 10 февраля 2026 г.

В работе впервые экспериментально зарегистрирован и исследован сдвиг, обусловленный асимметрией формы спектроскопической линии (*lineshape-asymmetry-caused shift*, LACS), в атомном интерферометре-гравиметре с малой интерферометрической базой. Показано, что данный сдвиг масштабируется обратно пропорционально кубу времени свободной эволюции, $\propto T^{-3}$, и может приводить к заметному систематическому сдвигу измеряемого значения ускорения свободного падения g на уровне 0.1–1 мГал ($T \approx$ единицы миллисекунд). Полученные результаты хорошо согласуются с результатами ранее проведенного теоретического исследования и указывают на важность учета эффекта LACS при высокоточных абсолютных измерениях g в компактных атомных гравиметрах.

DOI: 10.7868/S3034576626030134

Реализация атомного интерферометра-гравиметра на основе ультрахолодных атомов в 1991 г. [1] положила начало развитию высокоточных инерциальных квантовых сенсоров. С тех пор наибольший прогресс был достигнут в области абсолютных квантовых гравиметров (КГ), предназначенных для измерения ускорения свободного падения g. Благодаря высокой чувствительности, долговременной стабильности и точности КГ в настоящий момент активно применяются в фундаментальной физике [2, 3], навигации [4], геофизике [5] и т.д.

Одним из наиболее перспективных направлений развития КГ является их миниатюризация. Этому способствует развитие однолучевых методов охлаждения атомов с использованием дифракционных решеток [7, 6], прогресс в создании компактных лазерных систем [8], в том числе на основе фотонных интегральных схем [6], успехи в реализации малогабаритных вакуумных камер [9] и т.д. Отличительной особенностью компактных атомных интерферометров-гравиметров является малая длительность интерферометрической последовательности, как правило, не превышающая нескольких десятков миллисекунд. Это обеспечивает большой динамический диапазон и высокую скорость измерений, а также снижает чувствительность к различным систематическим сдвигам и шумам.

В то же время сокращение времени пролета атомов в интерферометре приводит к снижению чувствительности и долговременной стабильности измерений, что обусловлено квадратичной зависимостью фазового набега от времени интерференции. Однако в компактных КГ атомы в процессе свободного падения удаляются незначительно от центра магнитооптической ловушки (МОЛ), что позволяет эффективно перезахватывать и повторно использовать их в последующих измерительных циклах. Поэтому применение рекуперации атомов совместно с высокой частотой повторения измерений (десятки–сотни герц) позволяет заметно увеличить отношение сигнал/шум интерференционного сигнала и, как следствие, улучшить метрологические характеристики КГ до уровней, востребованных в широком спектре практических приложений. Например, в [10] продемонстрирован атомный гравиметр с малой базой с максимальной чувствительностью лучше 1 мГал/Гц$^{1/2}$ и частотой опроса до 330 Гц. Дополнительным преимуществом компактных КГ является более низкие требования к источнику холодных атомов и лазерной системе за счет эффективной рекуперации атомов, что существенно упрощает конструкцию КГ. Таким образом, компактные КГ могут рассматриваться как самостоятельный тип гравитационных сенсоров с рядом характерных преиму-

[1)]e-mail: dmitriikapusta@mail.ru

ществ и областью применений и заслуживают дальнейшего детального исследования.

В этом контексте исследование систематических эффектов, ограничивающих точность абсолютных измерений g в малогабаритных атомных интерферометрах, представляет научную и практическую значимость. Так, например, в нашей недавней теоретической работе [11] было проведено исследование сдвига в атомных интерферометрах, обусловленного асимметрией формы спектроскопической линии (*lineshape-asymmetry-caused shift*, LACS), который ранее не обсуждался в научной литературе. Было показано, что данный сдвиг имеет обратную кубическую зависимость $\propto 1/T^3$ от длительности интервала свободной эволюции T и может вносить значимый вклад в систематическую погрешность атомных интерферометров с малой базой. В настоящей работе нами впервые экспериментально обнаружен и исследован данный сдвиг LACS в атомном интерферометре-гравиметре. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями в [11] и указывают на важность учета эффекта LACS при измерениях абсолютного значения g в компактных атомных КГ.

В данной работе применялась экспериментальная установка, подробное описание которой приведено в [13, 12]. Экспериментальный цикл длительностью около 100 мс начинался с захвата и охлаждения атомов ^{87}Rb до температуры около 180 мкК в классической МОЛ. Дальнейшее субдоплеровское охлаждение осуществлялось в "оптической патоке" до уровня 4 мкК после выключения магнитного поля МОЛ и компенсации остаточных магнитных полей.

Подготовка атомов в магнитонечувствительном квантовом состоянии $|F=1, m_F=0\rangle$ проводилась методом оптической накачки [14] по следующей схеме. По завершении этапа охлаждения атомы предварительно перекачивались на нижний уровень основного состояния с $F=1$ при помощи импульса излучения с длительностью 70 мкс и частотой, равной частоте оптического перехода $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$. Затем, для задания оси квантования зеемановских подуровней, активировалось вертикальное однородное магнитное поле, равное 0.5 Гс. После этого осуществлялась оптическая накачка атомов в состояние $|F=1, m_F=0\rangle$ путем подачи импульса (длительностью 25 мкс) излучения с линейной поляризацией и частотой, соответствующей переходу $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=0\rangle$. Принцип действия оптической накачки заключался в обеднении населенностей магнитных подуровней состояния $|F=1, m_F \pm 1\rangle$ и накоплении атомов в состоянии $|F=1, m_F=0\rangle$ вследствие светоиндуцированных $\sigma^{\pm}$-переходов и спонтанных распадов. Направление распространения пучка накачки устанавливалось параллельно вектору магнитного поля для реализации $\sigma^{\pm}$-переходов. Эффективность оптической накачки составила более 95 % с незначительным нагревом атомного облака на величину около 1 мкК. Интенсивность лазерных пучков, используемых на данном этапе, не превышала 0.5 мВт/см^2.

Далее осуществлялся этап атомной интерференции на основе двухфотонных вынужденных рамановских переходов $|F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |F=2, m_F=0\rangle$. В работе применялась схема атомного интерферометра с последовательностью импульсов $\pi/2{-}\pi{-}\pi/2$ для осуществления когерентного расщепления, инвертирования и рекомбинации атомных волновых пакетов [15]. Вынужденные переходы индуцировались встречными рамановскими пучками, направленными параллельно вектору $\mathbf{g}$, с взаимно ортогональными линейными поляризациями. Диаметр и мощность пучков составляли 1 см (FWHM) и 50 мВт соответственно. Излучение рамановских пучков формировалось с помощью фазового электрооптического модулятора (ЭОМ) и включало в себя две частотные компоненты, отстроенные от переходов $|F=1,2\rangle \leftrightarrow |F'=1\rangle$ (D2-линия) в длинноволновую область оптического спектра на величину 1.2 ГГц. Перестройка частоты рамановских пучков выполнялась путем изменения частоты СВЧ-сигнала, подаваемого на вход ЭОМ, вблизи частоты сверхтонкого расщепления основного состояния $\nu_{hfs} \approx 6.835$ ГГц. Для компенсации доплеровского сдвига и формирования интерференционной картины применялась техника чирпирования разностной частоты излучения рамановских пучков (рис. 1a). Чирпирование осуществлялось ступенчато в промежутках между рамановскими импульсами путем перестройки частоты СВЧ-сигнала. Данная частота для каждого импульса рассчитывалась по формуле $\nu_n = \nu_1 + (n-1)\alpha(T+1.5\tau) + \delta_D$, где $n = 1, 2, 3$ – порядковый номер импульса, ν_1 – частота первого импульса, α – скорость чирпирования, τ – длительность $\pi/2$-импульса, равная 20 мкс, и δ_D – контролируемая отстройка, используемая в экспериментах по регистрации сдвига LACS (см. далее). Частота ν_1 соответствовала резонансной частоте двухфотонного перехода $|F=1, m_F=0\rangle \rightarrow |F=2, m_F=0\rangle$ с учетом сдвигов. Для ее измерения предварительно выполнялась регистрация данного резонанса в ходе перестройки частоты рамановских пучков. Для этого атомы после оптической накачки облучались только первым рамановским импульсом интерферометрической последовательности и переводились в состояние

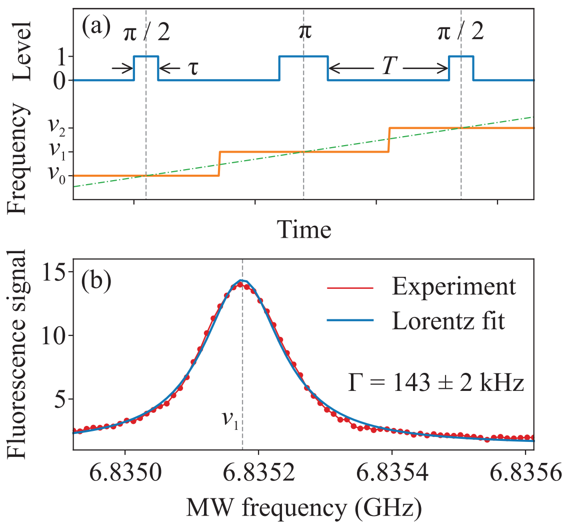

Рис. 1. (Цветной онлайн) Чирпирование частоты рамановских пучков: (a) – схема интерферометрической последовательности (синяя кривая) и схема чирпирования частоты (оранжевая кривая); (b) – типичный резонанс, соответствующий двухфотонному переходу $|F=1, m_F=0\rangle \to |F=2, m_F=0\rangle$

$|F=2, m_F=0\rangle$. Их детектирование выполнялось по сигналу флуоресценции с использованием подхода, изложенного далее в тексте. Полученная зависимость сигнала флуоресценции от частоты рамановских пучков (рис. 1b) аппроксимировалась функцией Лоренца, что позволяло измерить величину ν_1. Разность частот ν_1 и ν_{hfs} на графике обусловлена преимущественно доплеровским (время свободного падения атомов ≈ 18.7 мс) и остаточным штарковским сдвигами.

На заключительном этапе выполнялось детектирование сигнала атомного интерферометра. Атомы последовательно облучались двумя импульсами подсвечивающего излучения, резонансного переходу $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=3\rangle$. Длительность импульсов и интервала между ними составляла 1 и 1.5 мс соответственно. Первый импульс использовался для селективной регистрации атомов в выходном состоянии интерферометра $|F=2\rangle$. Второй импульс обеспечивал измерение полного числа атомов. Для этого в промежутке между импульсами выполнялась перекачка всех атомов в состояние $|F=2\rangle$ при помощи импульса перекачивающего излучения с частотой, соответствующей оптическому переходу $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$, и длительностью 100 мкс. Для подавления влияния флуктуаций числа атомов и нестабильности интенсивности подсвечивающего излучения, интерферометрический сигнал, измеренный во время действия первого импульса, нормировался на полное число атомов, измеренное во втором импульсе. Регистрация флуоресценции осуществлялась при помощи видеокамеры Touptek IUA1700KMA.

Отметим, что измерение g в атомных интерферометрах-гравиметрах осуществляется путем регистрации интерференционного сигнала в процессе чирпирования частоты рамановских пучков [16]. Типичный интерференционный сигнал показан на рис. 2a. Величина g рассчитывается по формуле $g = 2\pi\alpha_0/k_{\text{eff}}$, где $k_{\text{eff}} = |\mathbf{k_1}| + |\mathbf{k_2}|$ – эффективный волновой вектор рамановских пучков с $\mathbf{k_1}$ и $\mathbf{k_2}$, а α_0 – скорость чирпирования (≈ 25.14 МГц), соответствующая минимуму центральной интерференционной полосы, положение которого (в отсутствие сдвигов) не зависит от длительности интервала T.

Ранее нами было теоретически показано [11], что асимметрия формы линии приводит к смещению положения данного минимума α_0 (сдвиг LACS) и, таким образом, вносит систематическую ошибку в измерения g. Демонстрация такой асимметрии формы интерференционного сигнала представлена на рис. 2a. Согласно [11] данный сдвиг зависит от параметров атомного облака, рамановских пучков и спектроскопической последовательности и в случае немоноскоростного атомного волнового пакета масштабируется как

$$\Delta_{\text{LACS}} \propto \frac{\pi}{2k_{\text{eff}}^2\sigma_v^2}\frac{\Delta_D}{T^3}, \tag{1}$$

где σ_v – ширина скоростного распределения атомного облака и Δ_D – остаточная доплеровская отстройка, эквивалентная отстройке δ_D в данной работе.

Нами было проведено экспериментальное исследование зависимости сдвига Δ_{LACS} от частотной отстройки рамановских пучков δ_D в атомном интерферометре для начального атомного ансамбля с широким скоростным распределением (~ 5 мкК). Данный сдвиг определялся как $\Delta_{\text{LACS}}(\delta_D) = \alpha_0(\delta_D) - \alpha_0(0)$, где $\alpha_0(\delta_D)$ – положение минимума центральной интерференционной полосы, измеренное при соответствующем значении δ_D. Отстройка δ_D варьировалась в диапазоне ± 40 кГц. Регистрация минимума интерференционной полосы осуществлялась методом синхронного детектирования (lock-in amplifier) интерференционного сигнала в результате сканирования и модуляции α вблизи данного минимума. Типичный сигнал синхронного детектора представлен на рис. 2b. Диапазон сканирования соответствовал периоду интерференционного сигнала, равному $1/T^2$ Гц/с. Частота и амплитуда модуляции составляли ~ 1 Гц и $1/8T^2$ Гц/с соответственно. Измерение α_0 выполнялось при помощи аппроксимации сигнала синхронного детектора линейной функцией на

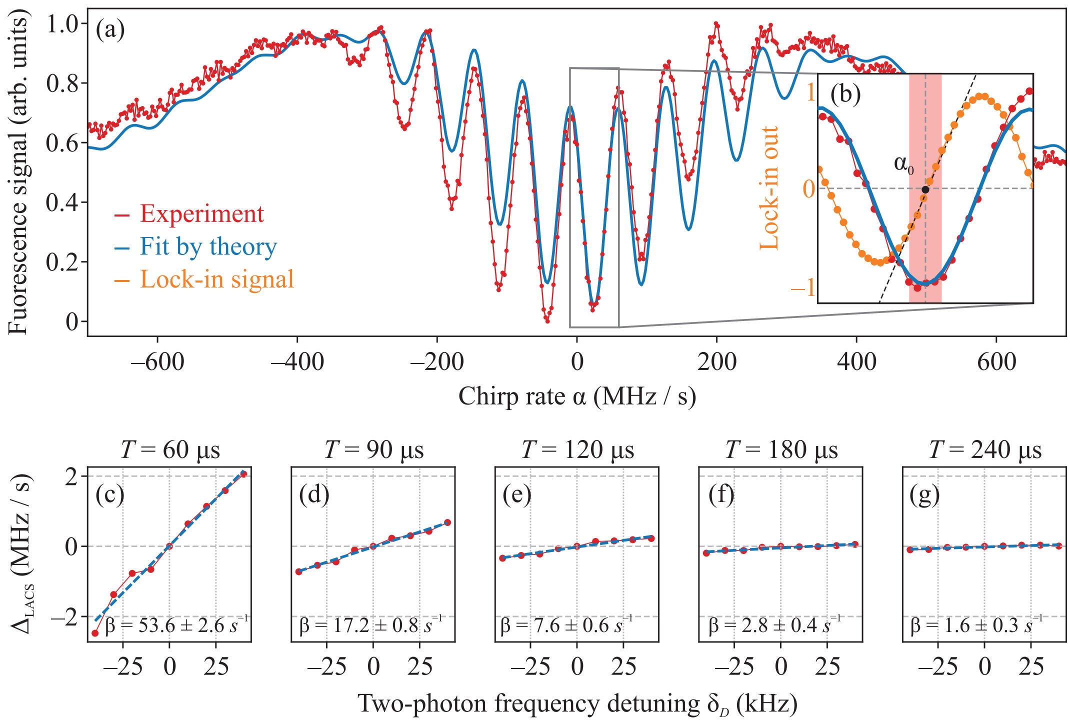

Рис. 2. (Цветной онлайн) Регистрация сдвига LACS в атомном интерферометре-гравиметре: (a) – типичный интерференционный сигнал (красная кривая, синяя – аппроксимация на основе теоретической модели [11]), полученный для времени $T = 110$ мкс без усреднений (каждая точка – один экспериментальный цикл); (b) – фрагмент центральной интерференционной полосы (красная кривая, синяя – аппроксимация) и соответствующий ей сигнал на выходе синхронного детектора (оранжевая кривая), аппроксимированный прямой (черная штрихпунктирная линия) на его линейном участке (выделен розовым); (c)–(g) – графики зависимости сдвига Δ_{LACS} от частотной отстройки рамановских пучков δ_D для различных временных интервалов T

его линейном участке. На рисунке 2c–g представлены графики зависимости измеренного сдвига Δ_{LACS} от отстройки частоты δ_D для пяти различных временных интервалов T: 60, 90, 120, 180, 240 мкс. Выбор малых значений T был обусловлен тем, что исследуемый сдвиг имеет обратную кубическую зависимость $\propto 1/T^3$, тогда как чувствительность атомного интерферометра $\sigma_g \propto 1/k_{\text{eff}} g T^2$ – обратную квадратичную. Таким образом, уменьшение времени T приводит к линейному росту относительного вклада LACS по сравнению с шумом измерения, что облегчает его экспериментальную регистрацию. Полученные зависимости аппроксимировались линейной функцией для расчета коэффициента пропорциональности $\beta = \Delta_{\text{LACS}}/\delta_D$. На рисунке 3 показана экспериментальная зависимость $\beta(T)$, характеризующаяся обратной кубической зависимостью. Например, при $T = 60$ мкс измеренное значение данного коэффициента составило $\beta_{\text{meas}} = 53.6 \pm 2.6$ с$^{-1}$, что хорошо согласуется с расчетным значением $\beta_{\text{calc}} = 49.1$ с$^{-1}$. Таким образом, представленные результаты подтверждают, что наблюдаемый T^{-3}-сдвиг имеет природу LACS, и находятся в хорошем соответствии с нашими теоретическими расчетами [11].

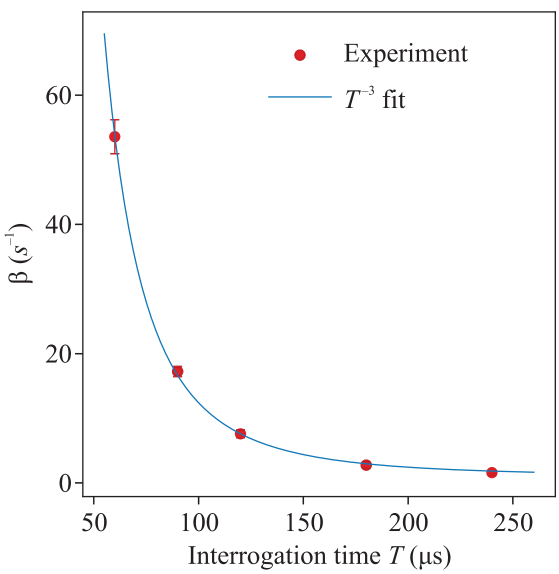

Рис. 3. (Цветной онлайн) График зависимости коэффициента пропорциональности β от времени T

В научной литературе, насколько нам известно, до сих пор не проводился анализ требований к точности компенсации отстройки частоты рамановских импульсов δ_D. Однако, как нами показано, это необходимо для подавления связанного с ним сдвига LACS (особенно для атомных интерферометров с малой базой). Минимизация данной отстройки обычно осуществляется по сигналу двухфотонного резонанса, как в данной работе, либо по контрасту интерференционного сигнала. При этом оценка точности рассматриваемых методик лежит на уровне порядка 10 кГц. Как следует из результатов настоящей работы, такая неопределенность может приводить к заметному систематическому сдвигу измеряемого значения g за счет эффекта LACS. Так например, при T на уровне единиц миллисекунд, характерном для атомных интерферометров-гравиметров с малой базой [10, 6], соответствующий вклад может достигать величин порядка 0.1–1 мГал, что сопоставимо с их уровнями чувствительности и точности.

На сегодняшний день в атомных гравиметрах успешно применяются различные методы подавления систематических сдвигов. Так наиболее распространенный на практике протокол измерений g [17], основанный на использовании противоположных по знаку волновых векторов $\mathbf{k}_{\text{eff}}$, позволяет осуществлять компенсацию световых сдвигов первого порядка, а также сдвигов, обусловленных неоднородностью магнитных полей. Однако для LACS данный метод, не обеспечивает эффективной компенсации из-за возможной асимметрии сдвигов для противоположных векторов $\mathbf{k}_{\text{eff}}$. Другой часто используемый подход, основанный на однократном измерении сдвига с его последующей коррекцией, в общем случае также не является оптимальным, поскольку величина сдвига LACS может меняться во времени в результате дрейфов и флуктуаций соответствующих параметров рамановских пучков и атомного облака. Все это обуславливает потребность в развитии эффективных методов подавления сдвига LACS в атомных интерферометрах. Например, одним из возможных подходов к решению данной проблемы является применение схем гипер-рамсеевской спектроскопии [18], разрабатываемых соавторами настоящей работы и потенциально способных устранить сдвиг LACS за счет модификации спектроскопической последовательности.

В заключение, нами впервые экспериментально продемонстрирован сдвиг LACS в атомном интерферометре-гравиметре и подтверждена его обратная кубическая зависимость от времени свободной эволюции атомов. В результате выполненных исследований показано, что данный эффект может вносить заметный вклад в систематическую погрешность измерений ускорения свободного падения в атомных интерферометрах-гравиметрах с малой базой. Полученные результаты находятся в согласии с ранее разработанной нами теоретической моделью и подчеркивают необходимость учета асимметрии спектроскопической линии при оптимизации параметров интерферометра, как и потребность в разработке методов подавления сдвига LACS. Работа представляет собой экспериментальную основу для дальнейших исследований рассмотренного T^{-3}-сдвига и его влияния на метрологические характеристики малогабаритных атомных интерферометров.

Авторы выражают благодарность С. А. Фарносову и В. А. Васильеву за помощь в изготовлении и настройке электронных систем, использованных при проведении исследований.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 23-12-00182-П). В. И. Юдин, О. Н. Прудников, М. Ю. Басалаев и М. Д. Радченко были поддержаны Российским научным фондом (грант # 25-42-00093).

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

1. M. Kasevich, and S. Chu, "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions", Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
2. G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, "Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms", Nature **510**, 518 (2014).
3. P. Asenbaum, C. Overstreet, M. Kim, J. Curti, and M. A. Kasevich, "Atom-interferometric test of the equivalence principle at the 10^{-12} level", Phys. Rev. Lett. **125**, 191101 (2020).
4. F. A. Narducci, A. T. Black, and J. H. Burke, "Advances toward fieldable atom interferometers", Adv. Phys. X **7**, 1946426 (2022).
5. B. Stray, A. Lamb, A. Kaushik et al. (Collaboration), "Quantum sensing for gravity cartography", Nature **602**, 590 (2022).
6. J. Lee, R. Ding, J. Christensen et al. (Collaboration), "A compact cold-atom interferometer with a high data-rate grating magneto-optical trap and a photonic-integrated-circuit-compatible laser system", Nat. Commun. **13**, 5131 (2022).
7. W. R. McGehee, W. Zhu, D. S. Barker, D. Westly, A. Yulaev, N. Klimov, A. Agrawal, S. Eckel, V. Aksyuk,

and J. J. McClelland, "Magneto-optical trapping using planar optics", New J. Phys. **23**, 013021 (2021).

8. V. Schkolnik, O. Hellmig, A. Wenzlawski, J. Grosse, A. Kohfeldt, K. Döringshoff, A. Wicht, P. Windpassinger, K. Sengstock, C. Braxmaier, M. Krutzik, and A. Peters, "A compact and robust diode laser system for atom interferometry on a sounding rocket", Appl. Phys. B **122**, 217 (2016).
9. B. J. Little, G. W. Hoth, J. Christensen, C. Walker, D. J. De Smet, G. W. Biedermann, J. Lee, and P. D. Schwindt, "A passively pumped vacuum package sustaining cold atoms for more than 200 days", AVS Quantum Sci. **3**, 035001 (2021).
10. H. J. McGuinness, A. V. Rakholia, and G. W. Biedermann, "High data-rate atom interferometer for measuring acceleration", Appl. Phys. Lett. **100**, 011106 (2012).
11. В. И. Юдин, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. В. Басалаев, Д. Н. Капуста, А. Н. Гончаров, М. Д. Радченко, В. Г. Пальчиков, Л. Жу, М. Ш. Жан, "Сдвиг в атомных интерферометрах, вызванный асимметрией формы линии", Письма в ЖЭТФ **122**, 732 (2025) [V. I. Yudin, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, D. N. Kapusta, A. N. Goncharov, M. D. Radchenko, V. G. Pal'chikov, L. Zhou, and M. S. Zhan, "Lineshape-Asymmetry-Caused Shift in Atomic Interferometers", JETP Lett. **122**, 737 (2025)].
12. Д. Н. Капуста, А. Э. Бонерт, А. Н. Гончаров, К. Н. Адамов, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, "Интерференция ультрахолодных атомов ^{87}Rb в квантовом гравиметре", ЖЭТФ **168**, 47 (2025). [D. N. Kapusta, A. E. Bonert, A. N. Goncharov, O. N. Prudnikov, and A. V. Taichenachev, "Interferentsiya ultraholodnyh atomov ^{87}Rb v kvantovom gravimetre", ZhETF **168**, 47 (2025)].
13. А. Э. Бонерт, А. Н. Гончаров, Д. Н. Капуста, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, С. Н. Багаев, "Источник ультрахолодных атомов ^{87}Rb для атомного интерферометра-гравиметра", ЖЭТФ **166**, 453 (2024) [A. E. Bonert, A. N. Goncharov, D. N. Kapusta, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and S. N. Bagaev, "Source of ultracold atoms ^{87}Rb for atomic interferometer-gravimeter", JETP **166**, 435 (2024)].
14. F. Atoneche and A. Kastberg, "Simplified approach for quantitative calculations of optical pumping", Eur. J. Phys. **38**, 45703 (2017).
15. M. Kasevich and S. Chu, "Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer", Appl. Phys. B **54**, 321 (1992).
16. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, "High-precision gravity measurements using atom interferometry", Metrologia **38**, 25 (2001).
17. Y. Bidel, O. Carraz, R. Charriere, M. Cadoret, N. Zahzam, and A. Bresson, "Compact cold atom gravimeter for field applications", Appl. Phys. Lett. **102**, 144107 (2013).
18. T. Zanon-Willette, D. Wilkowski, R. Lefevre, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, "Generalized hyper-Ramsey-Bordé matter-wave interferometry: Quantum engineering of robust atomic sensors with composite pulses", Phys. Rev. Res. **4**, 023222 (2022).