

# ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ $^{87}\text{Rb}$ В КВАНТОВОМ ГРАВИМЕТРЕ

Д. Н. Капуста <sup>a,\*</sup>, А. Э. Бонерт <sup>a</sup>, А. Н. Гончаров <sup>a,b,c</sup>, К. Н. Адамов <sup>a,b</sup>,

О. Н. Прудников <sup>a,b</sup>, А. В. Тайченачев <sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

<sup>b</sup> Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия

<sup>c</sup> Новосибирский государственный технический университет  
630073, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 марта 2025 г.,  
после переработки 8 апреля 2025 г.  
Принята к публикации 8 апреля 2025 г.

Представлены результаты исследований по созданию абсолютного квантового гравиметра на основе интерференции ультрахолодных атомов  $^{87}\text{Rb}$ . Проведена подготовка начального волнового пакета в немагнитном квантовом состоянии с одномерной шириной скоростного распределения 0.5 см/с и числом атомов 1–2% от их начального числа в магнитооптической ловушке. Реализован атомный интерферометр-гравиметр по трехимпульсной схеме с использованием встречных рамановских пучков и временем свободного падения атомов до 20 мс. Выполнены измерения величины ускорения свободного падения с погрешностью на уровне  $9 \cdot 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>. Исследовано влияние вибраций установки на точность измерений гравиметра.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции  
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2024), Новосибирск, декабрь 2024 г.*

DOI: 10.31857/S0044451025070053

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовый гравиметр на основе интерференции ультрахолодных атомов был впервые продемонстрирован Касевичем и Чу в 1991 г. [1]. Последующий прогресс в атомной физике, включая развитие методов лазерного охлаждения и атомной интерференции, привел к тому, что он стал одним из наиболее чувствительных и прецизионных инструментов для измерения гравитационного ускорения  $g$  [2,3]. В сравнении с классическими и относительными гравиметрами, квантовые гравиметры обладают рядом преимуществ: высокие чувствительность, долговременная стабильность и точность; обеспечение измерений абсолютного значения  $g$ ; отсутствие подвижных частей и необходимости в калибровке и т. д. Это

делает их незаменимыми для фундаментальных исследований и высокоточных приложений.

Квантовые гравиметры находят применение в различных научных исследованиях, включая проверку принципа эквивалентности [4], уточнение физических постоянных [5], наблюдение гравитационного эффекта Ааронова–Бома [6], тестирование теории экранированной пятой силы [7], а также рассматриваются в качестве сенсоров гравитационных волн [8] и темной материи [9,10]. Квантовые гравиметры, обеспечивая высокую точность абсолютных измерений  $g$  в условиях повышенных механических возмущений, широко применяются в геофизике, включая разведку полезных ископаемых, вулканологию [11] и т. д. Возрастающая роль инерционных сенсоров в прикладных задачах обуславливает тенденцию к их миниатюризации и конструктивному упрощению при сохранении высоких метрологических характеристик [12,13].

\* E-mail: dmitriikapusta@mail.ru

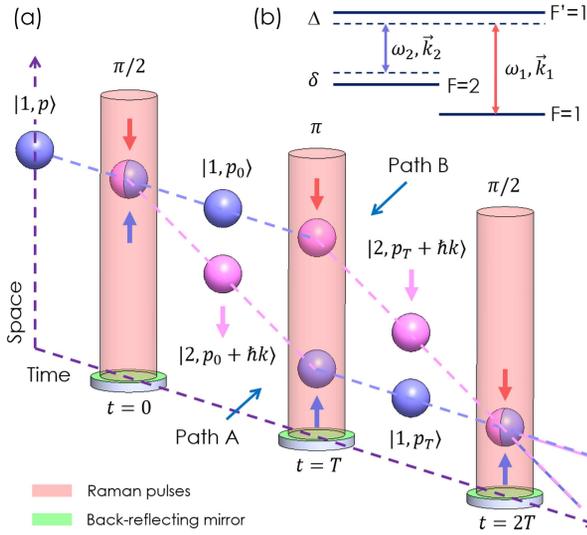


Рис. 1. Принципиальная схема атомного интерферометра Касевича–Чу (а) и упрощенная энергетическая схема уровней в атоме  $^{87}\text{Rb}$ , используемых для рамановских переходов (б)

Данная работа содержит результаты исследований интерференции ультрахолодных атомов  $^{87}\text{Rb}$  и демонстрирует наш недавний прогресс на пути к созданию высокоточного абсолютного квантового гравиметра.

## 2. ПРИНЦИП РАБОТЫ АТОМНОГО ГРАВИМЕТРА

В данной работе рассматривается атомный интерферометр Касевича–Чу [14], представляющий собой аналог оптического интерферометра Маха–Цендера. Его принципиальная схема представлена на рис. 1 а. Данный тип интерферометра реализуется при помощи трех последовательных импульсов излучения встречных пучков. Данное излучение (далее рамановское) характеризуется волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ , имеет красную отстройку  $\Delta$  относительно ближайшего разрешенного оптического перехода и индуцирует двухфотонные вынужденные рамановские переходы (рис. 1 б). В начальный момент времени атомный волновой пакет находится в состоянии  $|1, p_0\rangle$  с импульсом  $p_0$  и распространяется в режиме свободного падения. Первый  $\pi/2$ -импульс, выполняющий функцию делителя атомного волнового пакета, переводит атомы в когерентную суперпозицию состояний  $|1, p_0\rangle$  и  $|2, p_0 + \hbar k\rangle$ , где  $k = |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|$  — эффективный волновой вектор рамановского излучения. Поскольку двухфотонные

вынужденные переходы сопровождаются изменением импульса атомов на  $\hbar k$ , это приводит к пространственному разделению атомных волновых пакетов. В квазиклассическом приближении это расщепление может быть интерпретировано как расхождение средних траекторий атомов, как показано на рис. 1 а. Следующий  $\pi$ -импульс, приложенный в момент времени  $T$ , изменяет состояния атомов на  $|2, p_T + \hbar k\rangle$  и  $|1, p_T\rangle$ , выполняя роль зеркала для атомных волновых пакетов. Наконец, в момент времени  $2T$  завершающий  $\pi/2$ -импульс осуществляет их рекомбинацию.

Атомный волновой пакет является суперпозицией волн материи [15], фаза которых определяется следующим выражением:

$$\phi = \int \omega_C dt, \quad (1)$$

где  $\omega_C$  — комптоновская частота атома, а  $\tau$  — собственное время в его системе отсчета. Искривление пространства-времени гравитационным полем приводит к разнице собственных временных интервалов  $d\tau$  для двух траекторий (А и В на рис. 1 а), соответствующих различным плечам интерферометра [16]. В этом случае выражение для разности фаз волн материи принимает вид [17]

$$\Delta\phi = \Delta\phi_K + \Delta\phi_P + \Delta\phi_L, \quad (2)$$

где  $\Delta\phi_P = -\Delta\phi_K = kgT^2$  — потенциальная и кинетическая разности фаз, обусловленные гравитационным красным смещением комптоновской частоты  $\omega_C$  и эффектом замедления времени соответственно. Разность фаз, вызванная взаимодействием излучения с атомом, определяется как  $\Delta\phi_L = kgT^2 + \delta\varphi$  [16, 17]. Дополнительное фазовое слагаемое  $\delta\varphi$  равно сумме фаз трех световых импульсов:

$$\delta\varphi = \varphi_0 - 2\varphi_T + \varphi_{2T}.$$

Таким образом, результирующая разность фаз принимает следующий вид:

$$\Delta\phi = kgT^2 + \delta\varphi. \quad (3)$$

Следует отметить, что различие знаков фазовых членов в выражении (2) позволяет по-разному группировать их, что приводит к различным интерпретациям данного результата [16–18].

Атом, находящийся в состоянии свободного падения в течение времени  $2T$ , испытывает доплеровский сдвиг частоты, который может превышать эффективную частоту Раби для двухфотонного рамановского перехода, приводя к уходу из резонанса. Компенсация данного сдвига осуществляется за

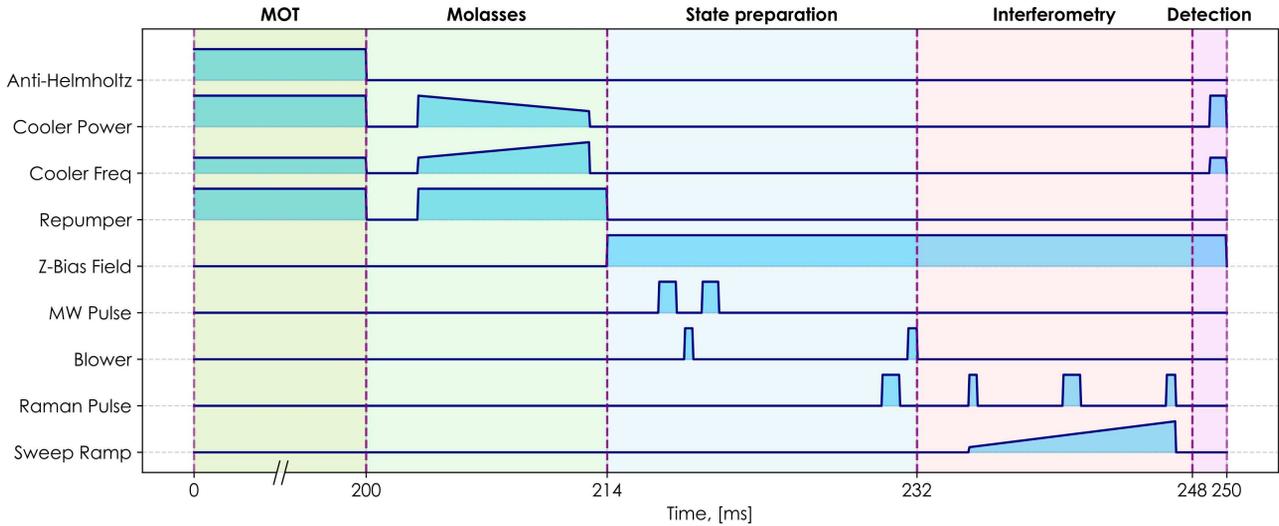


Рис. 2. Схема временной последовательности одного экспериментального цикла

счет chirпирования частоты рамановского излучения. В этом случае разность фаз световых импульсов определяется выражением  $\delta\varphi = \alpha T^2$ , где  $\alpha$  — скорость chirпирования. Соответственно, финальное выражение для разности фаз в атомном интерферометре принимает вид

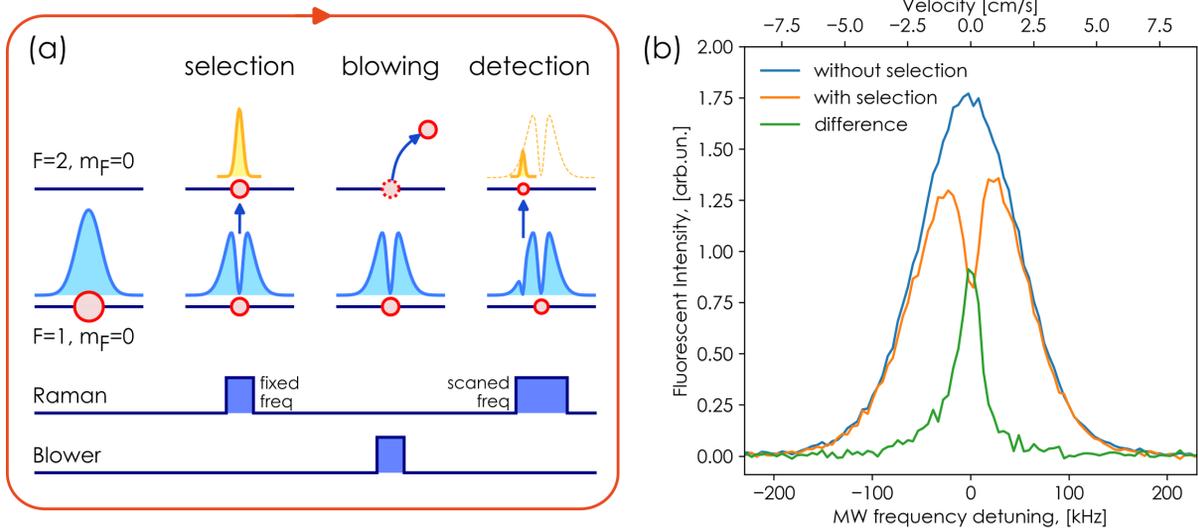
$$\Delta\phi = kgT^2 + \alpha T^2. \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что при выборе скорости chirпирования  $\alpha$ , при которой разность фаз  $\Delta\phi$  обращается в нуль независимо от длительности интервала между импульсами, ускорение свободного падения определяется соотношением  $g = -\alpha/k$ .

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Нами использовалась экспериментальная установка, подробное описание которой представлено в работе [19]. На рис. 2 изображена типичная временная последовательность полного экспериментального цикла. На первом этапе продолжительностью около 200 мс осуществлялся захват и охлаждение  $10^7$ – $10^8$  атомов  $^{87}\text{Rb}$  в магнитооптической ловушке (МОЛ) до температуры примерно 180 мкК. Затем в течение 10 мс проводилось дополнительное охлаждение атомов в «оптической патоке» при выключенном магнитном поле МОЛ и компенсации остаточных магнитных полей, что снижало их температуру до 4 мкК. После завершения охлаждения атомы переводились в состояние  $|F = 2\rangle$  путем выключения перекачивающего излучения с задержкой относительно отключения охлаждающего

излучения. Для расщепления магнитных подуровней и задания оси квантования использовалось однородное вертикальное магнитное поле величиной 0.5 Гс. Подготовка атомов  $^{87}\text{Rb}$  в немагнитном квантовом состоянии  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  обеспечивалась за счет их перевода из состояния  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  при помощи  $\pi$ -импульса СВЧ-излучения. Достигнутая эффективность перекачки превышала 19%, что близко к теоретическому пределу для данного метода (20%), определяемому числом зеемановских подуровней исходного состояния  $|F = 2\rangle$  при равномерной их начальной заселенности. Оставшиеся атомы в состоянии  $|F = 2\rangle$  отделялись от селектированных атомов и подбрасывались вверх при помощи «сдувающего» излучения, резонансного переходу  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ , для их последующего перезахвата в МОЛ. Это позволяло снизить потери атомов, обусловленные конечной скоростью загрузки в МОЛ, и обеспечить частоту повторения экспериментальных циклов в диапазоне 2–4 Гц. Процедура формирования начального волнового пакета для атомного интерферометра завершалась этапом селекции атомов с узким скоростным распределением. Далее реализовывалась интерферометрическая последовательность рамановских импульсов в конфигурации « $\pi/2 - \pi - \pi/2$ ». Более подробная информация о этапах селекции атомов и атомной интерференции изложена в следующих разделах данной работы. Заключительным этапом являлась процедура детектирования атомов, находящихся в состоянии  $|F = 2\rangle$ , по уровню сигнала флуоресценции при облучении их охлаждающим излучением.



**Рис. 3.** Селекция атомов с узким скоростным распределением: схема регистрации скоростного профиля атомов после воздействия селектирующего рамановского импульса (a); зависимости сигнала флуоресценции атомов в состоянии  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  от величины частотной отстройки относительно двухфотонного рамановского перехода  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$  (b)

#### 4. СЕЛЕКЦИЯ АТОМОВ ПО СКОРОСТЯМ

Величина контраста интерференционного сигнала в атомном интерферометре растет с увеличением длины когерентности атомного волнового пакета. Одним из способов увеличения длины когерентности является подготовка атомов с узким скоростным распределением за счет использования селектирующего рамановского импульса [20].

Процедура селекции атомов по скорости, временная последовательность которой представлена на рис. 2, осуществлялась при помощи  $\pi$ -импульса микроволнового излучения, переводящего атомы в состояние  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ , и селектирующего  $\pi$ -импульса рамановского излучения встречных пучков. Интервал между данными импульсами составлял около 10 мс и был необходим для расщепления двухфотонных оптических резонансов, формируемых встречными и сонаправленными рамановскими пучками с различными направлениями эффективного волнового вектора. В результате действия рамановского импульса формировалось облако атомов в состоянии  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  с узким скоростным распределением, которое использовалось в качестве начального волнового пакета в атомном интерферометре. Оставшиеся атомы удалялись из области регистрации при помощи сдувающего излучения аналогично процедуре, применявшейся на этапе подготовки атомов в немагнитное квантовое состояние.

Селекция атомов в немагнитном квантовом состоянии с узким скоростным распределением может также осуществляться с использованием одного  $\pi$ -импульса рамановского излучения [21]. Главным недостатком данного метода является наличие паразитного фонового сигнала, обусловленного спонтанными однофотонными переходами [22]. Уровень этого сигнала можно снизить за счет увеличения частотной отстройки  $\Delta$  (см. рис. 1 b). Однако при этом для поддержания частоты Раби для двухфотонного рамановского перехода на прежнем уровне требуется соответствующее повышение интенсивности рамановского излучения, что накладывает ограничения на доступную мощность лазерной системы и может усложнять миниатюризацию гравиметра.

Ширина скоростного распределения  $\Delta v$ , формируемого из начального распределения под воздействием рамановского импульса, обратно пропорциональна его длительности [23]. Сужение  $\Delta v$  приводит к уменьшению числа атомов, используемых далее в атомном интерферометре, что, в свою очередь, снижает отношение сигнал/шум (SNR) интерференционного сигнала. Следовательно, для повышения эффективности интерферометрических измерений требуется оптимизация параметров селектирующего рамановского импульса.

В настоящей работе была выполнена регистрация профиля скоростного распределения атомов

после этапа подготовки в немагнитное квантовое состояние в соответствии со следующей схемой (рис. 3 а). Атомы, находящиеся в основном немагнитном состоянии  $|F = 1, m_F = 0\rangle$ , облучались селективирующим рамановским импульсом с фиксированной частотой и длительностью. Затем атомы, переведенные в состояние  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ , удалялись из области регистрации с помощью сдувающего излучения пробного пучка. Оставшиеся атомы в состоянии  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  повторно облучались сканирующим рамановским импульсом с варьируемой частотной отстройкой и затем регистрировались по сигналу флуоресценции с помощью камеры. Следует отметить, что в данной схеме селекция атомов осуществлялась при переходе с уровня  $F = 1$  на уровень  $F = 2$ , тогда как в атомном гравиметре использовался обратный переход  $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 1\rangle$ . Тем не менее в обоих случаях формируются идентичные скоростные профили атомов, поскольку начальные условия являются эквивалентными, а параметры рамановского излучения (длительность, интенсивность, частотная отстройка) совпадают.

На рис. 3 б представлены типичные спектры двухфотонного рамановского перехода  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$  при наличии селективирующего импульса (оранжевая кривая) и без него (синяя кривая). Разность профилей двух спектров, представленная зеленой кривой, соответствует скоростному распределению атомов, отобранных в процессе селекции. Измеренная оптимальная ширина данного распределения на уровне  $1/e$  составила около  $0.5 \text{ см/с}$ , тогда как ширина исходного распределения была примерно равна  $2 \text{ см/с}$ .

Была проведена оптимизация амплитуды и длительности селективирующего импульса с целью максимизации контраста и SNR интерференционного сигнала при временах между импульсами более 10 мс. При длительности рамановского  $\pi$ -импульса около 50 мкс доля селективированных атомов относительно общего числа атомов в МОЛ составила 1–2 %.

## 5. АТОМНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Для компенсации доплеровского сдвига частоты, обусловленного свободным падением атомов, и регистрации сигнала атомной интерференции было реализовано чирпирование частотной отстройки рамановского излучения в соответствии с методом, представленным на рис. 4 а. Перестраиваемая спектральная компонента рамановского излучения формировалась с использованием электрооптического мо-

дулятора (ЭОМ), управляемого СВЧ-генератором Advantex LNO-HP35M-RF. В качестве его опорного сигнала применялся синусоидальный сигнал с частотой 80 МГц, формируемый генератором Rigol DG2102. Чирпирование частоты рамановского излучения осуществлялось путем сканирования частоты (frequency sweep) опорного сигнала после этапа селекции атомов по скоростному распределению. Скорость чирпирования  $\alpha$  рассчитывалась с помощью выражения  $\alpha = \Delta\omega/\Delta t$  как отношение изменения частотной отстройки рамановского излучения  $\Delta\omega$  к длительности чирпа  $\Delta t$ .

Настройка рамановского пучка параллельно вектору  $\mathbf{g}$  осуществлялась по обратному пучку, отраженному от поверхности воды, используемой в качестве зеркала. Юстировка встречных рамановских пучков для обеспечения их соосности выполнялась методом настройки по обратному ходу луча, при котором отраженный пучок совмещался с исходным.

Была проведена регистрация сигналов интерференции атомов рубидия для различных времен свободного падения, включая 20 мс. На рис. 4 б представлены зависимости сигналов атомной интерференции от скорости чирпирования частотной отстройки рамановского излучения. Каждая точка на графике получена в результате усреднения 10-и измерений, что соответствует 2.5 с. Данные сигналы были аппроксимированы функцией косинуса, фаза которого определяется выражением (4), с использованием метода наименьших квадратов. Неточность фазы сигналов, определенная в результате аппроксимации, использовалась для расчета погрешности измерения  $g$ . На рис. 4 в представлена зависимость стандартного отклонения  $\sigma_g$  измеренного ускорения свободного падения от времени усреднения.

Измерение гравитационного ускорения осуществлялось по формуле  $g = \alpha_g/k$ , где  $\alpha_g$  — скорость чирпирования, при которой фаза сигналов не зависит от времени падения  $2T$  (см. рис. 4 б). Значение эффективного волнового вектора  $k$  определялось с помощью измерителя длины волны Angstrom WS-7 с точностью до десятков мегагерц. Величина частотной отстройки рамановского излучения относительно перехода  $|F = 1, 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  составляла 1 ГГц. Таким образом, измеренное в нашей лаборатории значение ускорения свободного падения составило  $g_{exp} = 9.81429 \pm 0.00009 \text{ м/с}^2$ , что в пределах погрешности согласуется с расчетным значением  $g_{cal} = 9.81435 \text{ м/с}^2$ , определенным на основе международной гравитационной формулы (IGF 1980) с учетом высоты [24].

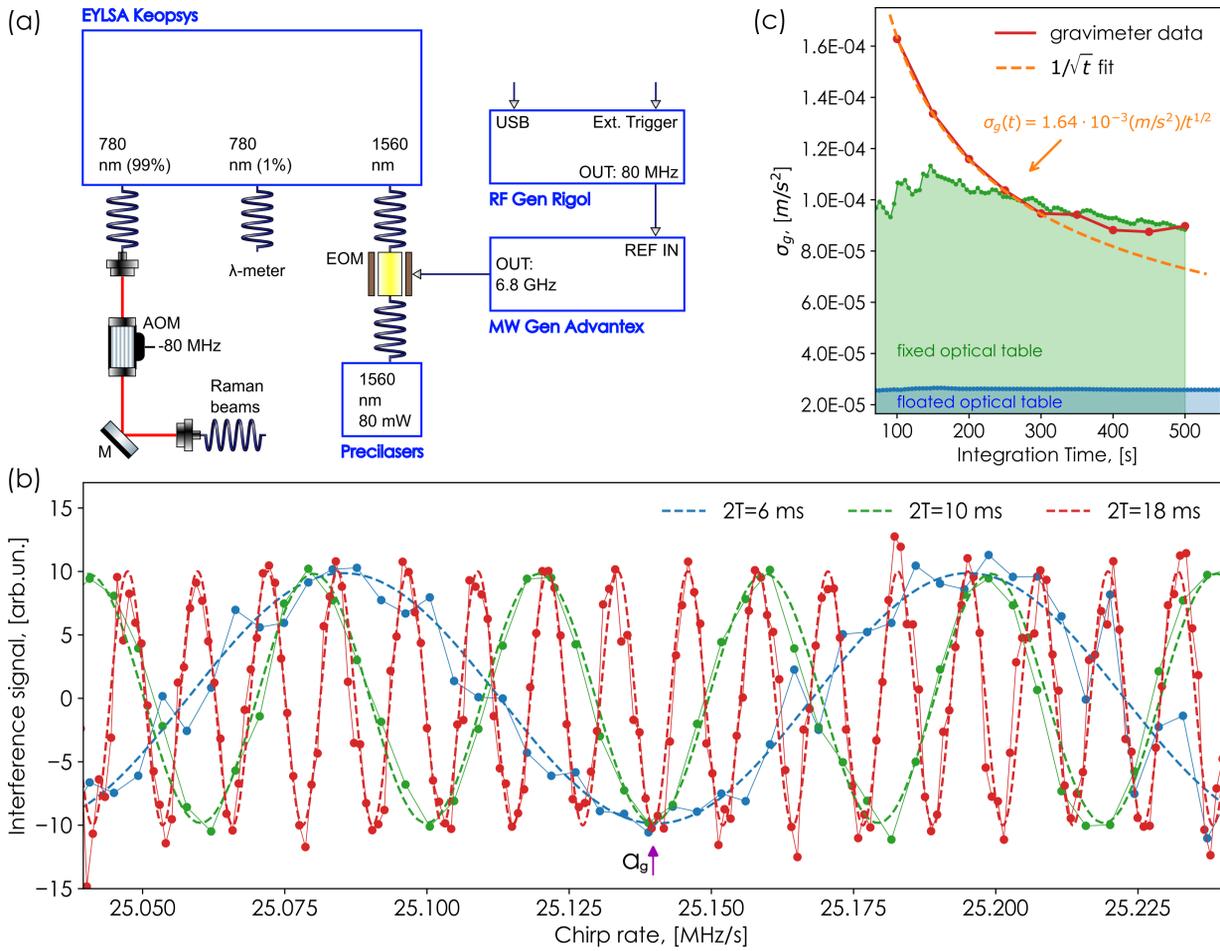


Рис. 4. Регистрация атомной интерференции: оптическая схема формирования и чирпирования рамановского излучения (а); сигналы атомной интерференции, полученные для разных времен свободного падения атомов, 6, 10, 18 мс (b); график зависимости величины стандартного отклонения от времени усреднения при измерениях  $g$  при  $2T = 10$  мс (с)

Был проведен анализ влияния вибраций обратноотражающего зеркала на точность измерений, вызывающих флуктуации разности фаз встречных пучков рамановского излучения. Экспериментальная установка размещалась на оптическом столе Newport RS 4000, оснащённом четырьмя пневматическими опорами Newport Stabilizer S-2000, обеспечивающими пассивную виброизоляцию. Для регистрации вибраций использовался относительный акселерометр R Sensors CME-1243A. На рис. 4 с представлены зависимости стандартного отклонения данных измерений от времени интегрирования в случае выключенной (зеленая кривая) и включенной (синяя кривая) пассивной виброизоляции. Представленные на графике данные  $\sigma_g$  были получены при выключенных опорах, что ограничивало точность измерений на уровне  $9 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}^2$  за время усреднения 7 мин. В то же время активация пнев-

матических опор не приводила к существенному повышению точности. Данный результат может свидетельствовать о наличии более значительных источников шумов, таких как флуктуации мощности рамановского излучения и числа атомов в МОЛ. Существенный уровень шума также может быть связан с используемым методом детектирования состояния атомов по окончании этапа интерференции. В данной работе регистрация атомов осуществлялась только в состоянии  $|F = 2\rangle$  с помощью подсвечивающего охлаждающего излучения и, следовательно, была чувствительна к изменению числа атомов в МОЛ. Чтобы провести детальный анализ влияния этих и других факторов [22], а также их компенсацию, необходимы дальнейшие исследования.

Чувствительность атомного интерферометра пропорциональна  $T^2$  и, таким образом, может быть улучшена благодаря увеличению длительности

интерферометрической последовательности. В данной работе максимальное значение  $T$  не превышало 10 мс и ограничивалось размером области регистрации, представленной пересечением охлаждающих лазерных пучков диаметром около 1 см (FWHM). Общее время свободного падения атомов складывалось из длительностей этапов подготовки начального атомного волнового пакета и атомной интерференции и в случае  $2T = 20$  мс составляло 38 мс. При больших временах свободного падения облако атомов смещалось от центра зоны регистрации более чем на 7 мм, что превышало радиус пучков и затрудняло регистрацию атомов.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами был реализован атомный интерферометр-гравиметр по трехимпульсной схеме ( $\pi/2 - \pi - \pi/2$ ) с использованием встречных рамановских пучков и временем свободного падения атомов до 20 мс. Проведена селекция атомов в немагнитное состояние  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  с узким скоростным распределением (0.5 см/с) в количестве 1–2% от общего числа атомов в МОЛ. Для компенсации доплеровского сдвига частоты, вызванного свободным падением атомов на этапе интерференции, было реализовано chirpирование частотной отстройки рамановского излучения. Выполнены измерения величины ускорения свободного падения  $g$  с погрешностью на уровне  $9 \cdot 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>. Проведены исследования влияния вибраций на точность измерений.

Представляет интерес проведение в будущем экспериментальных и теоретических исследований, направленных на повышение точности измерений разработанного гравиметра. Для этого, в частности, предполагается применение более эффективных методов подготовки начального волнового пакета, например, с использованием оптической накачки. Для снижения уровня шума, вызванного вибрациями рамановского зеркала, могут быть использованы дополнительные системы пассивной (виброизоляционная платформа Minus K VM-1) и активной виброизоляции, а также постобработка измерений на основе данных акселерометра и инклинометра.

Представляется целесообразным также проведение исследований по реализации схем атомного интерферометра с различными формами и фазами световых импульсов для повышения стабильности и чувствительности атомного интерферометра. Особое внимание может быть уделено методам гипер-

рамсеевской спектроскопии и автобалансной рамсеевской схеме [25].

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

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00182).

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
2. C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik et al., J. Phys. Conf. Ser. **723**, 012050 (2016).
3. R. Geiger, A. Landragin, S. Merlet et al., AVS Quantum Sci. **2**, 024702 (2020).
4. P. Asenbaum, C. Overstreet, M. Kim et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 191101 (2020).
5. G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti et al., Nature **510**, 518 (2014).
6. C. Overstreet, P. Asenbaum, J. Curti et al., Science **375**, 226 (2022).
7. C. D. Panda, M. J. Tao, M. Ceja et al., Nature **631**, 515 (2024).
8. M. Abe, P. Adamson, M. Borcean et al., Quantum Sci. Technol. **6**, 044003 (2021).
9. A. Arvanitaki, P. W. Graham, J. M. Hogan et al., Phys. Rev. D **97**, 075020 (2018).
10. Y. Zhou, R. Ranson, M. Panagiotou et al., Phys. Rev. A **110**, 033313 (2024).
11. M. Diament, G. Lion, G. Pajot-Métivier et al., IEEE Instrum. Meas. Mag. **27**, 17 (2024).
12. X. Wu, F. Zi, J. Dudley et al., Optica **4**, 1545 (2017).
13. J. Fang, J. Hu, X. Chenet et al., Opt. Express **26**, 1586 (2018).
14. M. Kasevich and S. Chu, Appl. Phys. B **54**, 321 (1992).
15. J. W. Haslett, Am. J. Phys. **40**, 1315 (1972).
16. W. P. Schleich, D. M. Greenberger, and E. M. Rasel, New J. Phys. **15**, 013007 (2013).

17. H. Müller, A. Peters, and S. Chu, *Nature* **463**, 926 (2010).
18. H. Müller, A. Peters, and S. Chu, *Nature* **467**, E2 (2010).
19. А. Э. Бонерт, А. Н. Гончаров, Д. Н. Капуста и др., *ЖЭТФ* **166**, 453 (2024).
20. M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Eriis et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297 (1991).
21. M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik et al., in *Atom Interferometry (Proc. of the Int. School of Physics "Enrico Fermi"*, 2014), Vol. 188, p. 557, DOI: 10.3254/978-1-61499-448-0-557.
22. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
23. K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich et al., *Phys. Rev. A* **45**, 342 (1992).
24. H. Moritz, *Bull. Geod.* **54**, 395 (1980).
25. T. Zanon-Willette, D. Wilkowski, R. Lefevre et al., *Phys. Rev. Res.* **4**, 023222 (2022).