

ЭФФЕКТИВНАЯ ПОДГОТОВКА АТОМНОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В КОМПАКТНОМ КВАНТОВОМ ГРАВИМЕТРЕ

Д. Н. Капуста ^{a,*}, К. Н. Адамов ^{a,b}, А. Э. Бонерт ^a, А. Н. Гончаров ^{a,c}, М. А. Нелин ^{a,c},
К. Э. Рехтин ^{a,b}, А. В. Тайченачев ^{a,b}, В. И. Юдин ^{a,b,c}, О. Н. Прудников ^{a,b}

^a Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 6 июня 2026 г.,
после переработки 2 июля 2026 г.
Принята к публикации 8 июля 2026 г.

Реализована схема эффективной оптической накачки атомов ^{87}Rb в магнитно-нечувствительное квантовое состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ в атомном интерферометре-гравиметре с малой базой. Эффективность накачки составила более 95 % при нагреве атомного облака до температур ~ 1 мК, что было впервые продемонстрировано для данного типа сенсоров. Применение оптической накачки позволило достичь чувствительности измерений ускорения свободного падения на уровне 0.9 мГал/Гц $^{1/2}$ и стабильности < 50 мкГал (за время усреднения ~ 10 мин), что соответствует современному уровню развития компактных квантовых гравиметров.

Ключевые слова: атомная интерферометрия, рамановские переходы, оптическая накачка, волны материи, квантовый гравиметр

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2025), Новосибирск, декабрь 2025 г.

DOI: 10.31857/S0044451026100088

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой интерес представляют компактные квантовые гравиметры (КГ), основанные на интерференции ультрахолодных атомов [1] и предназначенные для абсолютных измерений ускорения свободного падения g . Они характеризуются малой длительностью интерферометрической последовательности (на уровне единиц–десятков миллисекунд), что обеспечивает их высокое быстродействие (десятки–сотни герц) [2, 3], а также низкую чувствительность к вибрациям и различным источникам систематических сдвигов. Благодаря этому они успешно применяются в высоко-

динамических условиях, например, в авиационной и морской гравиметрии [4–6], в передвижных наземных системах [7, 8], для геофизического мониторинга [4] и др.

Важным фактором, влияющим на метрологические характеристики КГ, является эффективность подготовки начального атомного волнового пакета. Наиболее распространенным способом подготовки атомов является их селекция в магнитно-нечувствительное квантовое состояние $|F, m_F = 0\rangle$ при помощи π -импульса СВЧ-сигнала и/или селектирующего рамановского π -импульса [9]. Использование данного подхода не приводит к паразитному нагреву атомного ансамбля и позволяет осуществлять селекцию атомов с узким скоростным распределением. Эти преимущества особенно важны при больших длительностях интерферометрической по-

* E-mail: dmitriikapusta@mail.ru

следовательности (~ 100 мс и выше), например, для увеличения контраста интерференционного сигнала и подавления систематических сдвигов, связанных с разлетом атомного облака. Однако данный метод селекции обладает существенным недостатком. Он характеризуется низкой эффективностью подготовки атомов в магнитно-нечувствительном квантовом состоянии ($\leq 20\%$ от общего числа захваченных атомов), связанной с удалением из ансамбля атомов, находящихся в состояниях с $m_F \neq 0$.

В компактных КГ данные потери оказываются критическими для реализации режима измерений с высокой частотой опроса. В отличие от гравиметров с большой длительностью интерферометрической последовательности, в компактных гравиметрах за время свободного падения к концу измерительного цикла атомное облако смещается на небольшое расстояние относительно центра магнитооптической ловушки (МОЛ). Это позволяет эффективно перезахватывать атомы после завершения измерения и использовать их в последующих измерительных циклах. Благодаря этому продолжительность этапа накопления атомов удается существенно сократить с единиц секунд, характерных для первичной загрузки в МОЛ, до единиц–десятков миллисекунд. Такое сокращение длительности цикла обеспечивает возможность работы КГ с частотой повторения измерений порядка десятков–сотен герц [2], что значительно превышает аналогичный показатель гравиметров с большой интерферометрической базой. Однако при высоких частотах повторения измерений скорость потерь атомов, обусловленных селекцией, значительно превышает скорость их восполнения за счет загрузки из паров в МОЛ. Вследствие этого число атомов в ловушке не успевает восстановиться и быстро уменьшается, достигая значений менее 10% от их первоначального числа. В результате это приводит к существенному ухудшению отношения сигнал/шум интерференционного сигнала и, как следствие, к снижению чувствительности КГ.

Альтернативным способом подготовки атомов в магнитно-нечувствительном состоянии является оптическая накачка. Ключевое преимущество оптической накачки заключается в высокой эффективности перекачки атомов на необходимый подуровень ($\sim 100\%$). Главным ее недостатком является нагрев атомов, величина которого зависит от конкретной схемы оптической накачки и варьируется в диапазоне единиц–десятков микрокельвин. Однако при температуре атомного облака (2–5 мК), характерной для компактного КГ, данный нагрев может быть

несущественным. Таким образом, в малогабаритных атомных интерферометрах применение оптической накачки может приводить к незначительному уменьшению контраста интерференционной картины, но к заметному увеличению отношения сигнал/шум и, следовательно, к улучшению метрологических характеристик сенсора. Например, ранее уже демонстрировалась успешная реализация оптической накачки в КГ с эффективностью перекачки $\sim 87\%$ и нагревом атомов ^{87}Rb до температур ~ 1.9 мК, что привело к увеличению чувствительности КГ на 30% в сравнении с методом селекции с помощью СВЧ-излучения [10]. Заметим, что в научной литературе отсутствуют детальные исследования эффективности оптической накачки для подготовки атомного состояния в компактных КГ. Таким образом, данное исследование представляет научную и прикладную значимость в рамках задач по улучшению параметров подобных систем и поиска методов повышения их эффективности.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования по подготовке атомов ^{87}Rb в магнитно-нечувствительном квантовом состоянии с применением оптической накачки в атомном интерферометре-гравиметре с малой базой (т. е. с малой длительностью интерферометрической последовательности). Для этого нами применялась схема оптической накачки с использованием перехода $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0\rangle$ (D_2 -линия). Эффективность оптической накачки атомов составила $\geq 95\%$ при небольшом (около 1 мК) нагреве атомного облака.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В настоящей работе использовалась экспериментальная установка, подробное описание которой приведено в наших более ранних работах [11, 12]. Для проведения данных исследований в ее конструкцию был внесен ряд изменений. Создание лазерного излучения, необходимого для осуществления лазерного охлаждения, оптической накачки и атомной интерференции, осуществлялось с помощью оптической системы, схема которой представлена на рис. 1 а. Диаграмма уровней в атоме ^{87}Rb с обозначением используемых в работе переходов приведена на рис. 1 б. В качестве опорного лазера применялся диодный лазер Toptica DL (длина волны ~ 780 нм, максимальная мощность ~ 100 мВт). Его частота стабилизировалась по перекрестному резонансу насыщенного поглощения $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1 \times 2\rangle$. Данный лазер использовал-

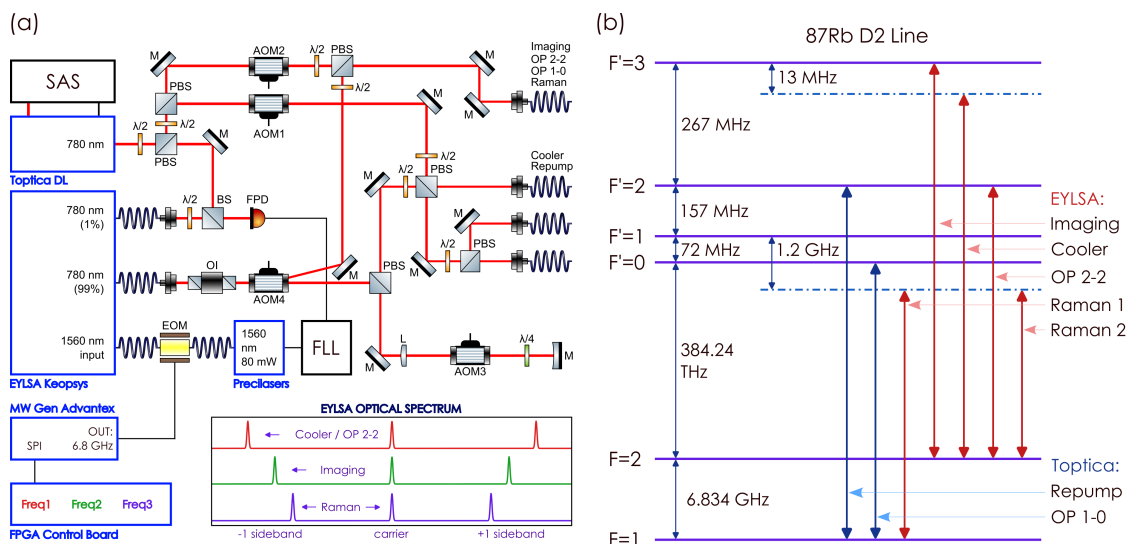


Рис. 1. Формирование лазерного излучения, используемого в атомном гравиметре: *a* — оптическая схема (SAS — установка спектроскопии насыщенного поглощения, FLL — система частотной автоподстройки, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ — полу- и четверть-волновые фазовые пластинки, EOM и AOM — электро- и акустооптические модуляторы, PBS и BS — поляризационные и неполяризационные светоделительные кубики, FPD — быстрый фотодетектор, OI — оптический изолятор, М — зеркало, L — линза); *b* — диаграмма уровней в атоме ^{87}Rb (D₂-линия) с обозначением переходов, используемых в работе

ся для формирования перекачивающего излучения (переход $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$, 5 мВт) и излучения накачки 1-0 (переход $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=0\rangle$, 0.5 мВт) при помощи соответствующих акустооптических модуляторов (AOM1 и AOM2).

Формирование охлаждающего, подсвечивающего излучения, излучения накачки 2-2 и рамановских пучков осуществлялось с помощью волоконной лазерной системы. Данная система включала в себя волоконный лазер Precilasers с длиной волны 1560 нм и усилителем/удвоителем частоты EYLSA Keorsys с максимальной выходной мощностью 1 Вт (в экспериментах типичный уровень мощности не превышал 200 мВт). Частота излучения волоконного лазера стабилизировалась при помощи частотной привязки по сигналу биений с излучением опорного лазера и была смещена на 1.2 ГГц в длинноволновую область оптического спектра относительно частоты лазера Toplica DL. Охлаждающее и перекачивающее излучение, а также излучение накачки 2-2 формировались при помощи фазового электрооптического модулятора (ЭОМ), установленного на выходе волоконного лазера, и соответствовали первой отрицательной полосе в спектре фазово-модулированного излучения. Настройка их оптических частот осуществлялась путем изменения частоты сигнала СВЧ-генератора Advantex LNO-HP35M-RF, который использовался для управления ЭОМ. Излучение охлаждающих пучков было отстроено от

частоты перехода $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=3\rangle$ в длинноволновую область оптического спектра. Значение данной отстройки контролировалось путем изменения частоты РЧ-сигнала, подаваемого на AOM3, который использовался в двухпроходной оптической схеме (рис. 1 *a*). Частоты излучения накачки 2-2 и подсвечивающего излучения соответствовали частотам переходов $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ и $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=3\rangle$.

Излучение рамановских пучков формировалось с помощью 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. Данные компоненты соответствовали центральной и первой отрицательной полосам в спектре фазово-модулированного излучения. Перестройка разностной частоты рамановских пучков выполнялась путем изменения частоты СВЧ-сигнала, подаваемого на вход ЭОМ, вблизи частоты сверхтонкого расщепления основного состояния (~ 6.835 ГГц).

Лазерное излучение заводилось в вакуумную камеру с помощью одномодовых волокон с сохранением поляризации и коллиматоров (диаметры пучков составляли ~ 2 см на уровне $1/e^2$).

Лазерное охлаждение атомов осуществлялось в МОЛ (рис. 2) с тремя взаимно-ортогональными парами встречных пучков охлаждающего и перекачивающего излучения с $\sigma^\pm$ -поляризацией. Магнитное

поле МОЛ генерировалось катушками в конфигурации анти-Гельмгольц. В результате доплеровского охлаждения было получено облако, состоящее из 10^7 – 10^8 атомов ^{87}Rb с температурой ~ 180 мК. На данном этапе типичная отстройка частоты охлаждающих пучков составила 2 Г, где $\Gamma = 6.07$ МГц — естественная ширина линии в атоме ^{87}Rb . Дальнейшее субдоплеровское охлаждение осуществлялось после отключения магнитного поля МОЛ благодаря одновременному увеличению отстройки частоты и уменьшению мощности охлаждающих пучков в течение 6 мс. Частотная отстройка при этом увеличивалась от 2 Г до 23 Г, а ослабление мощности обеспечивалось за счет изменения эффективности дифракции модулятора АОМЗ при отстройке от его центральной частоты (≈ 80 МГц при ширине полосы ± 15 МГц). Для реализации эффективного субдоплеровского охлаждения остаточное магнитное поле компенсировалось до уровня < 10 мГс с помощью трех пар компенсационных катушек, ориентированных вдоль трех взаимно-ортогональных осей. Финальная температура атомов по завершении охлаждения составила 2–4 мК без заметных потерь в числе атомов, накопленных в МОЛ.

После субдоплеровского лазерного охлаждения осуществлялись этапы оптической накачки и атомной интерференции, подробное описание которых приводится далее в тексте статьи (см. разд. 3, 4).

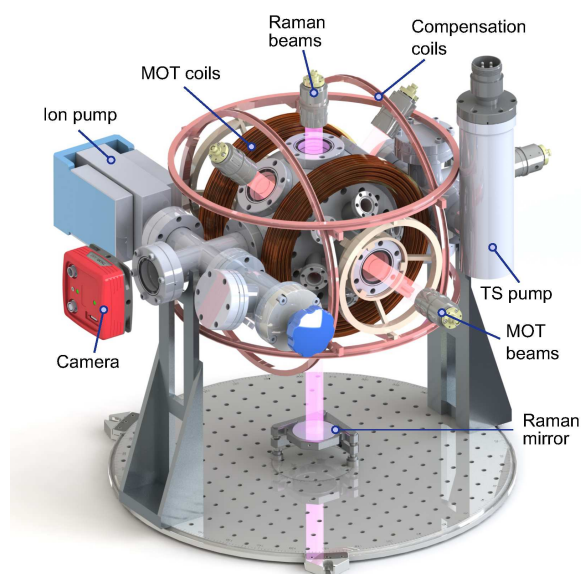


Рис. 2. Трехмерное изображение экспериментальной установки. Габаритные размеры физического блока составляли примерно $60 \times 50 \times 50$ см

Заключительным этапом являлось детектирование населенности атомных состояний, которое выполнялось следующим образом. Атомы последовательно облучались двумя импульсами подсвечивающего излучения, резонансного переходу $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$. Длительность импульсов и интервал между ними составляли 1 мс и 1.5 мс соответственно. Первый импульс использовался для селективной регистрации атомов в состоянии $|F = 2\rangle$. 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 длительностью 100 мкс. Населенность состояния $|F = 2\rangle$ определялась отношением числа атомов, измеренного во время действия первого импульса, к полному числу атомов, измеренному во втором импульсе. Регистрация флуоресценции осуществлялась при помощи видеокамеры Touptek IUA1700KMA.

Полная длительность экспериментального цикла варьировалась в диапазоне 0.05–1 с за счет изменения продолжительности этапов охлаждения атомов в МОЛ и атомной интерференции. При этом максимальная частота повторения измерений КГ достигала 20 Гц и была ограничена быстродействием программного обеспечения, используемого для управления экспериментом.

3. ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА

Нами было проведено исследование, направленное на увеличение эффективности оптической накачки, используемой при подготовке начального атомного волнового пакета в квантовом интерферометре-гравиметре с малой базой. На рис. 3а представлена схема реализованной оптической накачки. По окончании этапа субдоплеровского лазерного охлаждения атомы ^{87}Rb были равномерно распределены по зеемановским подуровням основного состояния $|F = 2, m_F\rangle$. Для их перекачки на подуровни состояния $|F = 1, m_F\rangle$ использовался импульс излучения накачки 2-2 длительностью 70 мкс. Затем активировалось однородное магнитное поле (0.5 Гс) для задания оси квантования. После этого осуществлялась накачка атомов в магнитно-нечувствительное состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ путем подачи импульса линейно-поляризованного излучения накачки 1-0 длительностью 25 мкс. Ее принцип действия заключался в обеднении населенностей магнитных подуровней состояния $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ и накопле-

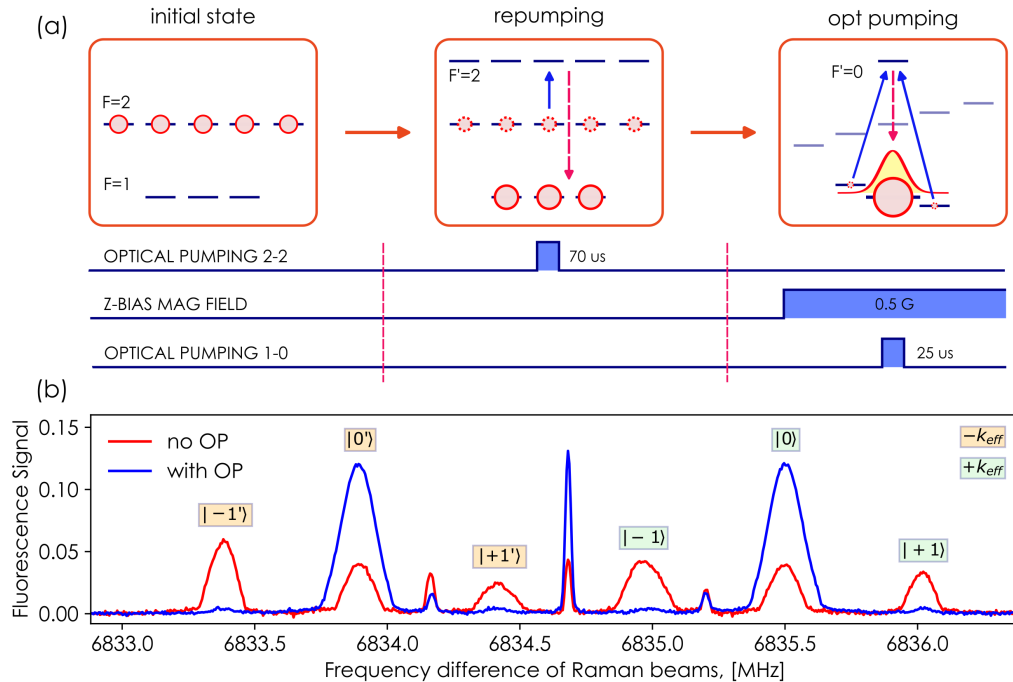


Рис. 3. Реализация оптической накачки атомов ^{87}Rb в магнитно-нечувствительное квантовое состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$: *a* — экспериментальная схема оптической накачки; *b* — типичные зависимости сигнала флуоресценции атомов от разностной частоты рамановских пучков в случае выключенного (красная кривая) и включенного (синяя кривая) импульса накачки 1-0; каждая точка на графике была получена в результате усреднения по 4-м измерениям при частоте опроса 5 Гц, рамановский импульс активировался спустя 31.5 мс свободного падения атомного облака

нии атомов в состоянии $|F = 1, m_F = 0\rangle$ в результате светоиндуцированных $\sigma^\pm$ -переходов и спонтанных распадов. Направление распространения пучков накачки устанавливалось параллельно вектору магнитного поля для реализации $\sigma^\pm$ -переходов. Длительность этапа оптической накачки составила около 4 мс, при этом основная часть времени (около 3.9 мс) приходилась на активацию вертикального однородного магнитного поля.

Ключевыми параметрами, определяющими эффективность оптической накачки, являются величина нагрева атомов, эффективность заселения целевого квантового состояния (относительно общего числа захваченных атомов) и степень его поляризации, характеризующая подавление населенности паразитных подуровней. Для их измерения в данной работе применялась рамановская спектроскопия [13]. Регистрация спектров двухфотонных резонансов, соответствующих переходам $|F = 1, m_F\rangle \rightarrow |F = 2, m_F\rangle$, осуществлялась в результате сканирования разностной частоты рамановских пучков. После этапа оптической накачки атомы переводились в состояние $|F = 2\rangle$ при помощи рамановского π -импульса длительностью 36 мкс

и затем регистрировались по сигналу флуоресценции с использованием импульсов подсвечивающего излучения (см. разд. 2).

На рис. 3 *b* показаны типичные экспериментальные спектры двухфотонных резонансов, полученные при выключенном (красный) и включенном (синий) импульсах накачки 1-0. Две группы доплеровски-уширенных резонансов, $|-1\rangle, |0\rangle, |+1\rangle$ и $|-1'\rangle, |0'\rangle, |+1'\rangle$, соответствующих двухфотонным переходам между магнитными и немагнитными зеемановскими подуровнями, были сформированы при помощи встречных рамановских пучков с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ с двумя противоположно направленными эффективными волновыми векторами $\mathbf{k}_{eff} = \pm(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$. Наблюдаемые узкие резонансы соответствуют доплеровски-нечувствительным переходам в сонаправленной геометрии рамановских пучков. На рис. 3 *b* видно, что в случае выключенной оптической накачки населенности зеемановских подуровней $|F = 1, m_F\rangle$ распределены примерно равномерно. Однако при включении оптической накачки происходит практически полное подавление боковых зеемановских компонент с $m_F = \pm 1$ и трехкратное увеличение амплитуды центральных

резонансов $|0\rangle$ и $|0'\rangle$.

Для оценки эффективности накачки атомов в состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ использовалось нормированное отношение площадей двухфотонных резонансов:

$$\eta = \frac{S_0^{on}/S_0^{off}}{\sum_n S_n^{on}/S_n^{off}}, \quad (1)$$

где $n = \{0, \pm 1\}$, а S_n^{on} и S_n^{off} — интегральные площади соответствующих доплеровски-уширенных резонансов (для выбранного направления $\mathbf{k}_{eff}$), измеренные при включенной и выключенной оптической накачке. Значения площадей определялись путем аппроксимации экспериментальных резонансов функцией Гаусса. В расчетах предполагалось, что суммарная заселенность уровня $|F = 1\rangle$ в процессе накачки сохраняется, что было подтверждено контрольными экспериментами. В результате измерений максимальная доля атомов, находящихся в состоянии $|F = 1, m_F = 0\rangle$, составила более 95%. Данное значение ограничивалось несовершенством юстировки поляризации пучка накачки и его направления относительно оси квантования. При этом степень поляризации ансамбля была равна эффективности заселения уровня $|F = 1, m_F = 0\rangle$. В дальнейшем этот параметр может быть улучшен путем очистки («сдувания») паразитных состояний $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ с помощью дополнительных СВЧ-импульсов и резонансного излучения.

Для оценки нагрева атомов, вызванного оптической накачкой, применялась рамановская спектроскопия [13, 14]. Температура атомного ансамбля при включенной и выключенной накачке определялась путем аппроксимации функцией Гаусса доплеровски-уширенного резонанса, соответствующего переходу $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$. Измеренное значение нагрева составило около 1 мК и независимо подтверждалось результатами измерений температуры методом разлета атомного облака.

Для нахождения теоретического предела нагрева в рассматриваемой схеме нами было выполнено численное моделирование, основанное на решении системы скоростных уравнений для населенностей зеemanовских подуровней сверхтонкого расщепления $|F = 1, 2\rangle$ основного состояния. Подробное описание метода приведено в работе [15]. Расчетное значение составило около 0.8 мК, что хорошо согласуется с результатами измерений. Небольшое расхождение эксперимента с результатами моделирования, вероятно, обусловлено неидеальностью по-

ляризации пучка накачки и его ориентации относительно вектора магнитного поля.

Насколько нам известно, полученные значения эффективности оптической накачки (более 95%) и нагрева атомного облака (~ 1 мК) были впервые продемонстрированы для атомных интерферометров-гравиметров. Стоит также отметить, что, в отличие от других методов оптической накачки, данная схема обеспечивает минимальный нагрев [15] и технически проста в реализации. Предложенная экспериментальная схема не требует дополнительных оптических элементов: для формирования пучков накачки 2-2 и 1-0 использовался коллиматор рамановских пучков (см. рис. 2).

4. ПРИМЕНЕНИЕ К КВАНТОВОМУ ГРАВИМЕТРУ

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние эффективности оптической накачки, применяемой для подготовки начального атомного волнового пакета, на выходные характеристики КГ. Для этого был реализован атомный интерферометр, основанный на двухфотонных вынужденных переходах $|F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$, с последовательностью рамановских импульсов $\pi/2 - T - \pi - T - \pi/2$, где T — время свободной эволюции. Данная последовательность обеспечивала когерентное расщепление, инверсию и рекомбинацию атомных волновых пакетов.

Этап атомной интерференции начинался по окончании этапа оптической накачки. Использование обратноотражающей схемы формирования встречных рамановских пучков приводит к появлению двух магнитно-нечувствительных двухфотонных резонансов (на рис. 3 б обозначены как $|0\rangle$ и $|0'\rangle$), соответствующих двум противоположно направленным эффективным волновым векторам $\mathbf{k}_{eff}$. Для их спектрального разделения требовалось обеспечить достаточный доплеровский сдвиг. С этой целью между этапами оптической накачки и интерференции вводилась задержка в 10 мс, в течение которой атомы набирали необходимую вертикальную скорость под действием силы тяжести. Для компенсации доплеровского сдвига, вызванного свободным падением атомов в течение интерферометрической последовательности, и формирования интерференционной картины применялась техника chirpирования разностной частоты излучения рамановских пучков. Chirpирование осуществлялось ступенчато в промежутках между рамановскими

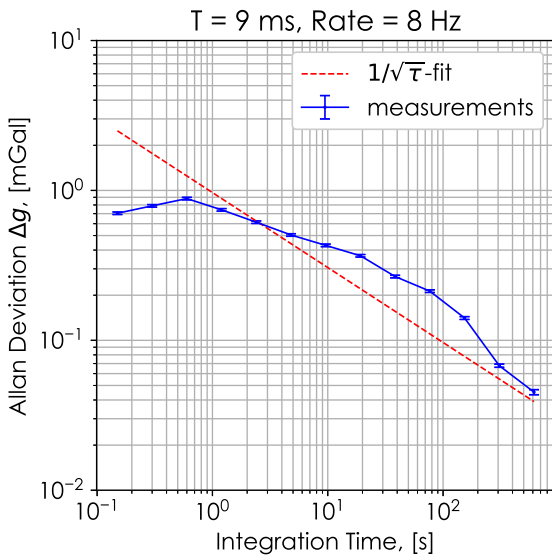


Рис. 4. Девияция Аллана измерений ускорения свободного падения в квантовом гравиметре

импульсами путем перестроения частоты СВЧ-сигнала [9]. Типичная длительность рамановского $\pi/2$ -импульса составляла 8 мкс. Использование в работе рамановских импульсов малой длительности позволило увеличить число атомов, участвующих в интерференции, и тем самым увеличить амплитуду и контраст интерференционной картины, который составил более 25 % (при $T = 10$ мс).

Нами были исследованы чувствительность и стабильность измерений гравитационного ускорения g в КГ. В сенсорах данного типа величина g определяется скоростью chirпирования α_0 частоты рамановских пучков и эффективным волновым вектором $\mathbf{k}_{eff}$ через соотношение $g = 2\pi\alpha_0/k_{eff}$. В настоящей работе значение g измерялось методом стабилизации скорости chirпирования α_0 по минимуму центральной интерференционной полосы для противоположных направлений вектора $\mathbf{k}_{eff}$. Преимущество данного подхода заключается в компенсации систематических сдвигов (в частности, вызванных градиентами магнитных полей и световыми сдвигами первого порядка), которые не зависят от направления вектора $\mathbf{k}_{eff}$. Детальное описание данного метода приведено в работе [16]. На рис. 4 показан график девиации Аллана Δg , полученный при оптимальных значениях времени свободной эволюции $T = 9$ мс и частоте опроса, равной 8 Гц. В результате применения оптической накачки при подготовке атомов в КГ были достигнуты чувствительность и стабильность измерений на

уровне 0.9 мГал/Гц^{1/2} и ~ 50 мкГал (за время усреднения ~ 10 мин) соответственно. Значение чувствительности в основном было ограничено собственным шумом считывания видеокамеры и вибрациями обратноотражающего рамановского зеркала. Для снижения уровня фазовых шумов в интерференционном сигнале, вызванных вибрациями, применялась пассивная виброизоляция. Экспериментальная установка размещалась на оптическом столе (Newport RS 4000) с четырьмя пневматическими опорами (Newport Stabilizer S-2000).

Стоит отметить, что увеличение частоты опроса КГ с оптимальных 8 Гц до 20 Гц сопровождалось небольшим ухудшением чувствительности гравиметра. Дальнейшее повышение оптимальной частоты повторения измерений может быть достигнуто за счет увеличения эффективности перезахвата атомов в ловушку посредством оптимизации параметров МОЛ, а также использования геометрии встречных бегущих рамановских пучков без применения обратноотражающего зеркала [2].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами продемонстрирована эффективная подготовка начального атомного волнового пакета в квантовом гравиметре с малой базой с применением оптической накачки. Максимальная доля атомов ^{87}Rb , переведенных в магнитно-нечувствительное состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$, составила более 95 %. При этом величина нагрева атомного облака составила около 1 мК, что хорошо согласуется с расчетным значением (около 0.8 мК). Полученные значения были впервые продемонстрированы для атомных интерферометров-гравиметров.

В результате применения оптической накачки при подготовке начального атомного волнового пакета в КГ с малой базой были продемонстрированы чувствительность и стабильность измерений на уровне 0.9 мГал/Гц^{1/2} и ~ 50 мкГал (за время усреднения ~ 10 мин). Полученные значения соответствуют современному уровню развития компактных КГ. Помимо квантовых гравиметров, результаты данного исследования могут быть использованы для повышения метрологических характеристик и других типов инерциальных сенсоров на холодных атомах, где требуется подготовка начального квантового состояния, например, квантовых акселерометров и гироскопов.

Благодарности. 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-П). Работа В. И. Юдина и О. Н. Прудникова была поддержана Российским научным фондом (грант № 25-42-00093).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Kasevich and S. Chu, *Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions*, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
2. H. J. McGuinness, A. V. Rakholia, and G. W. Biedermann, *High Data-Rate Atom Interferometer for Measuring Acceleration*, Appl. Phys. Lett. **100**, 011106 (2012).
3. 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).
4. J. Vovrosh, A. Dragomir, B. Stray, and D. Boddice, *Advances in Portable Atom Interferometry-Based Gravity Sensing*, Sensors **23**, 7651 (2023).
5. Y. Bidel, N. Zahzam, A. Bresson, C. Blanchard, M. Cadoret, A. V. Olesen, and R. Forsberg, *Absolute Airborne Gravimetry with a Cold Atom Sensor*, J. Geod. **94**, 20 (2020).
6. Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M. F. Lequentrec-Lalancette, *Absolute Marine Gravimetry with Matter-Wave Interferometry*, Nat. Commun. **9**, 627 (2018).
7. J. Y. Zhang, W. J. Xu, S. D. Sun, Y. B. Shu, Q. Luo, Y. Cheng, Z. K. Hu, and M. K. Zhou, *A Car-Based Portable Atom Gravimeter and Its Application in Field Gravity Survey*, AIP Adv. **11**, 115223 (2021).
8. J. Guo, S. Ma, C. Zhou, J. Liu, B. Wang, D. Pan, and H. Mao, *Vibration Compensation for a Vehicle-Mounted Atom Gravimeter*, IEEE Sens. J. **22**, 12939 (2022).
9. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *High-Precision Gravity Measurements Using Atom Interferometry*, Metrologia **38**, 25 (2001).
10. X. Zhang, Q. X. Li, H. K. Zhang, J. X. Liu, G. C. Wang, X. X. Ma, L. X. Zhu, and S. H. Yan, *Experiment and Analysis of State Preparation for Atom Interferometry*, Front. Phys. **12**, 1377829 (2024).
11. 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*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **166**, 453 (2024) [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)].
12. D. N. Kapusta, A. E. Bonert, A. N. Goncharov, K. N. Adamov, O. N. Prudnikov, and A. V. Taichenachev, *Interference of Ultracold ^{87}Rb atoms in a Quantum Gravimeter*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **168**, 47 (2025) [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)].
13. K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, *Theoretical Analysis of Velocity-Selective Raman Transitions*, Phys. Rev. A **45**, 342 (1992).
14. D. O. Sabulsky, J. Junca, G. Lefèvre, X. Zou, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Prevedelli, G. Stern, J. Santoire, Q. Beaufils, R. Geiger, A. Landragin, B. Desruelle, P. Bouyer, and B. Canuel, *A Fibered Laser System for the MIGA Large Scale Atom Interferometer*, Sci. Rep. **10**, 3268 (2020).
15. F. Atoneche and A. Kastberg, *Simplified Approach for Quantitative Calculations of Optical Pumping*, Eur. J. Phys. **38**, 45703 (2017).
16. 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).

Efficient Atomic Wave Packet Preparation in a Compact Quantum Gravimeter

D. N. Kapusta^{a,}, K. N. Adamov^{a,b}, A. E. Bonert^a, A. N. Goncharov^{a,c}, M. A. Nelin^{a,c},
K. E. Rekhtin^{a,b}, A. V. Taichenachev^{a,b}, V. I. Yudin^{a,b,c}, O. N. Prudnikov^{a,b}*

^a Institute of Laser Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences

630090, Novosibirsk, Russia

^b Novosibirsk State University

630090, Novosibirsk, Russia

^c Novosibirsk State Technical University

630073, Novosibirsk, Russia

*E-mail: dmitriikapusta@mail.ru

Received June 06, 2026

Revised July 02, 2026

Accepted July 08, 2026

Abstract

An efficient optical pumping scheme for ^{87}Rb atoms into the magnetically insensitive quantum state $|F = 1, m_F = 0\rangle$ is realized in a short-baseline atom interferometer-gravimeter. A pumping efficiency of $\geq 95\%$ was achieved with atomic cloud heating of about $1\ \mu\text{K}$, demonstrated for the first time in this type of sensor. The application of optical pumping enabled a gravitational acceleration measurement sensitivity of $0.9\ \text{mGal}/\text{Hz}^{1/2}$ and a stability of less than $50\ \mu\text{Gal}$ (for an integration time of about 10 min), which is commensurate with that of high-performance compact quantum gravimeters.

Keywords: atom interferometry, Raman transitions, optical pumping, matter waves, quantum gravimeter

Acknowledgements. The authors express their gratitude to S. A. Farnosov and V. A. Vasiliev for their assistance in the fabrication and adjustment of the electronic systems used in this study.

Funding. This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 23-12-00182-P). V. I. Yudin and O. N. Prudnikov were supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 25-42-00093).

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.