

А. К. ВЕРШОВСКИЙ

ГИРОСКОПЫ НА ПРИНЦИПАХ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ

Предлагаемая вниманию читателей обзорная статья посвящена физическим принципам функционирования гироскопических устройств, основанных на принципах квантовой оптики, а именно – гироскопов на ядерном магнитном резонансе, в которых используется прецессия ядерных спинов, и гироскопов на волнах де Бройля – атомных интерферометров на охлажденных лазерным излучением атомах. Обсуждаются актуальные зарубежные публикации, касающиеся данной тематики.

Ключевые слова: квантовая оптика, гироскопия, ядерный магнитный резонанс, оптически детектируемый магнитный резонанс, оптическая накачка, волны материи, лазерное охлаждение, атомный интерферометр.

Введение

Квантовая оптика – это относительно молодая наука, у которой пока еще нет признанного всем научным сообществом определения. Тем не менее можно утверждать, что квантовая оптика изучает взаимодействие света с атомами, причем такое, где проявляется квантовая природа света. Среди устройств, принцип действия которых базируется на квантовой оптике, наиболее распространены квантовые сенсоры, в которых атомы выступают в роли датчиков или эталонов некоей величины (частоты, магнитного поля, скорости вращения), а свет ими управляет и их опрашивает. Главное преимущество таких устройств заключается в полной идентичности их рабочих объектов, то есть атомов. Невозможно создать две одинаковые пружины для гравиметра или два одинаковых маятника для механического гироскопа, но два атома одного вещества всегда абсолютно идентичны друг другу.

Наши представления о свете и атомах эволюционировали в течение длительного времени, и насколько мы знаем сейчас, квантовую природу демонстрирует и свет, и атомы. И атомам, и элементарным частицам, из которых состоит свет, т.е. фотонам, присущи как волновые, так и корпускулярные свойства. Фотоны, как и атомы, обладают импульсом и моментом импульса, а атомы, как и фотоны, обнаруживают способность одновременно проходить по двум траекториям и интерферировать в месте их объединения.

При этом свойства атомов и фотонов тесно связаны. В соответствии с теорией Нильса Бора, каждый атом характеризуется набором разрешенных состояний с определенными значениями энергии, разность которых определяет энергию $E = h\nu$ (а значит, и частоту ν) излученного или поглощенного при переходе между этими состояниями фотона. Кроме того, при поглощении или испускании фотона атому от фотона или фотону от атома передается квант импульса и момента импульса. Это позволяет

Вершовский Антон Константинович. Член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН (С.-Петербург). ORCID 0000-0002-9740-1104.

за счет облучения атомов специальным образом подготовленным светом управлять как их скоростями и координатами, так и их внутренним состоянием.

Таким образом, набор разрешенных состояний определяет набор разрешенных частот переходов, или спектр атома. Среди разрешенных частот и соответствующих им переходов можно выделить переходы, частоты которых минимально зависят от внешних воздействий, прежде всего от магнитного поля. На их основе функционируют стандарты частоты и времени – так называемые атомные часы. Другие переходы, наоборот, характеризуются выраженной чувствительностью частоты к магнитному полю – на их основе работают магнитометры. Квантовые гироскопы основаны на несколько более сложных принципах, о которых будет рассказано в соответствующих разделах.

Как правило, разнообразные процессы подготовки атомов в определенном состоянии объединяются под общим названием «оптическая накачка» (открыта в 1950 г. А. Кастлером) [1], а считывание атомного состояния резонансным светом называется «оптическим детектированием» (изобретено в 1949 году Ф. Биттером [2]). Эти процессы вкуче с резонансным взаимодействием с радиочастотными полями позволяют реализовать метод оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР), на который опирается современная квантовая сенсорика, в том числе гироскопия. Высокие чувствительность и точность, обеспечиваемые постоянно совершенствующимися квантовыми методами измерения, для отдельных типов сенсоров (например, для стандартов частоты и магнитометров) на много порядков превышают аналогичные характеристики традиционных устройств, что продемонстрировано, в частности, в [3].

Существующие в виде прототипов и разрабатываемые в настоящее время квантовые гироскопы можно разделить на два класса: 1) гироскопы на ядерном магнитном резонансе (ЯМГ) и 2) гироскопы на волнах де Бройля (ГВБ) – атомные интерферометры на холодных (охлажденных лазерным излучением) атомах. ЯМГ – это компактные (десятки кубических сантиметров) устройства с дрейфом на уровне сотых долей градуса в час [4]. ГВБ, напротив, представляют собой сверхсложные системы стратегического класса точности, их объем измеряется кубическими метрами, а максимальная точность может достигать 0,0001 °/час.

Объединяет эти устройства то, что в них используются методы оптической накачки и оптического детектирования, а рабочим веществом (основным, но не единственным) служат атомы щелочных металлов – цезия и рубидия, реже калия, находящихся в газовой фазе. Эти атомы также называют водородоподобными, поскольку они имеют один электрон на внешней оболочке. Они исследуются в подавляющем большинстве экспериментов и используются в большей части устройств на основе квантовой оптики. Ввиду этого изложение физических принципов ЯМГ и ГВБ мы начнем с описания энергетической структуры этих атомов.

1. Структура уровней водородоподобных атомов

Рассмотрим структуру разрешенных (по теории Бора) уровней, то есть энергетическую, щелочных водородоподобных атомов (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{41}\text{K}$, ${}^{85}\text{Rb}$, ${}^{87}\text{Rb}$, ${}^{133}\text{Cs}$, ${}^{223}\text{Fr}$) [5]. Сразу отметим, что из этого ряда практически не применяются в квантовых сенсорах первые три элемента, поскольку для перехода из своего обыч-

ного твердого в газообразное состояние они требуют слишком больших температур, а также последний – франций – по причине своей редкости и нестабильности.

Особенности энергетической структуры этих атомов обусловлены взаимодействием элементарных моментов импульса: у электрона в атоме есть орбитальный момент, связанный с его движением вокруг ядра (орбитальные моменты l в сумме составляют полный орбитальный момент L), и собственный момент (спин) $s = 1/2$. Ядро также обладает собственным спином I , величина которого определяется количеством и составом входящих в его состав нуклонов.

Все моменты импульса в квантовой механике квантуются – их величины равны целому или полуцелому числу приведенных постоянных Планка $\hbar$. У любого момента импульса может быть определено квантовое число M и его проекция $m_M = -M, -M+1, \dots, M-1, M$ (всего $2M+1$ возможных проекций) на одну выбранную ось. В качестве такой оси, называемой осью квантования, обычно выбирают направление вектора магнитного или электрического поля, оказывающего максимальное воздействие на систему, в нашем случае – внешнее магнитное поле. С учетом вышесказанного проекция спина электрона на любую ось всегда принимает одно из двух значений $-1/2, +1/2$. Отметим, что угловой момент, или момент импульса, – это вектор (точнее, псевдовектор [5]). Все векторные величины далее будут обозначаться полужирным шрифтом в отличие от соответствующих им квантовых чисел и других скалярных величин.

Все щелочные атомы имеют один неспаренный электрон на внешней оболочке, а спины электронов на заполненных внутренних оболочках у них взаимно компенсированы (попарно направлены в противоположные стороны). Основу иерархии составляют (как и у атома водорода) уровни, различающиеся главными квантовыми числами n , причем нижние уровни полностью заполнены электронами. Один электрон у всех щелочных атомов пребывает на самом нижнем из свободных уровней ($n = 5$ для Rb и $n = 6$ для Cs). Вследствие взаимодействия с орбитальным моментом оболочки, принимающим значения $L = 0, 1, \dots, n-1$, каждый главный уровень расщепляется на n орбитальных подуровней, исторически обозначаемых $S, P, D, \dots$. Каждый из орбитальных уровней с $L > 0$, в свою очередь, расщепляется на два тонким взаимодействием, то есть взаимодействием с электронным спином. Суммарный электронный момент при этом принимает значения $J = L - 1/2$ и $J = L + 1/2$. Уровни обозначаются нижним индексом, соответствующим значению J , например $P_{1/2}, P_{3/2}$. Следующий порядок иерархии – сверхтонкое взаимодействие, то есть взаимодействие момента электрона $\mathbf{J}$ с моментом ядра $\mathbf{I}$, в результате которого образуется полный момент атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ с квантовым числом $F = |J - I| \dots J + I$.

И последнее из интересующих нас расщеплений – зеемановское – возникает в присутствии магнитного поля $\mathbf{B}_0$: каждый сверхтонкий уровень расщепляется на $2F + 1$ зеемановских подуровня, характеризующихся проекциями полного момента $m_F = -F \dots +F$, причем энергия уровня с проекцией полного момента m_F изменяется на величину $m_F \cdot \gamma \cdot B_0$, где γ – гиромангнитное отношение. Интервал между соседними подуровнями при этом составляет $\omega = \gamma \cdot B_0$, где $B_0 = |\mathbf{B}_0|$.

В результате основное состояние щелочных атомов $n^2S_{1/2}$, характеризующееся нулевым орбитальным моментом и потому не затронутое тонким взаимодействием, расщепляется на два сверхтонких подуровня, отличающихся противоположными проекциями спина свободного электрона на момент ядра, а следовательно, различными значениями полного момента импульса F [5]. Поскольку спин электрона равен $1/2$,

значения полных моментов F двух сверхтонких состояний всегда отличаются на единицу. Для ^{87}Rb , ядерный спин которого равен $3/2$, этим состояниям присущи полные моменты $F = 1$ и $F = 2$, а частота перехода между ними составляет ~ 6834 МГц. Для ^{133}Cs , ядерный спин которого равен $7/2$, состояния характеризуются моментами $F = 3$ и $F = 4$ и сверхтонкая частота равна ~ 9192 МГц.

Оптические переходы из основного состояния $S_{1/2}$ в ближайшие возбужденные состояния $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ исторически называются D_1 и D_2 -линиями. Это самые сильные спектральные линии в спектре щелочных металлов, и именно с их открытия началось развитие спектроскопии. Длины их волн лежат в оптическом диапазоне (795 нм и 780 нм соответственно для Rb, 852 нм и 895 нм – для Cs), а частоты составляют сотни терагерц. Частоты сверхтонких переходов лежат в СВЧ-диапазоне, частоты зеемановских переходов пропорциональны приложенному магнитному полю и обычно относятся к РЧ-диапазону.

Для полноты понимания далее изложенного материала необходимо знание основ квантовой механики, подробное описание которых в рамках небольшого обзора невозможно. Мы ограничимся перечислением нескольких простых правил, существенных для практических применений.

Во-первых, под воздействием резонансных электромагнитных (ЭМ) полей атомы способны менять свое внутреннее состояние, то есть переходить из одного состояния в другое. В качестве таких ЭМ-полей может использоваться видимый, ИК- и УФ-свет, СВЧ-, ВЧ- и РЧ-поля. Под резонансными здесь понимаются поля, частоты которых совпадают с частотами атомных переходов (спектральных линий) с точностью до ширины последних. Ширина спектральной линии – величина обратно пропорциональная времени жизни (синоним – время релаксации) уровня, с которого происходит переход. Ширины D_1 и D_2 -линий Cs и Rb в отсутствие возмущений составляют ~ 5 МГц. С учетом максвелловского распределения атомов по скоростям вследствие эффекта Доплера эти ширины при комнатной температуре увеличиваются до 200–400 МГц.

Во-вторых, атомы способны менять свое внутреннее состояние при столкновениях друг с другом и с внешними объектами, поэтому столкновения также приводят к уширению спектральных линий. Буферные инертные газы, которыми заполняют ячейку, чтобы замедлить диффузию атомов к ее стенкам, уширяют и сдвигают спектральные линии с характерными коэффициентами порядка 5–10 МГц/Торр.

В-третьих, атомы, находящиеся в возбужденных состояниях, спонтанно переходят на нижние уровни и при этом излучают фотон – в соответствии с правилами Эйнштейна. Под влиянием резонансного света они также способны совершить так называемый вынужденный переход, при котором атом излучает фотон, по всем характеристикам (направление, длина волны, фаза, поляризация) неотличимый от фотона, вызвавшего переход.

Время жизни атомных уровней сильно зависит от частоты ω их перехода в основное состояние: скорость спонтанного излучения пропорциональна ω^3 . По этой причине возбужденные оптические состояния $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ и т.д. характеризуются крайне малым (~ 30 нс) временем жизни, а уровни и подуровни основного состояния $S_{1/2}$ в отсутствие внешних возмущений могут существовать почти вечно. На практике же время их жизни обусловлено столкновениями друг с другом, с молекулами остаточных газов и т.д.

Существует ряд универсальных правил отбора [5], которые определяют возможность перехода из одного состояния в другое при взаимодействии с электромагнитным полем. В частности, для переходов между зеемановскими уровнями (т.е. магнитных) действует правило $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Эти правила отбора тесно связаны с поляризацией излучения: так, для циркулярно поляризованного излучения $\Delta m_F = \pm 1$, а от направления поляризации зависит знак Δm_F . Переход с $\Delta m_F = 0$ соответствует линейной поляризации излученного фотона.

Населенности уровней зависят от их энергии согласно закону Больцмана. Это значит, что при нормальных условиях населенности оптически возбужденных уровней $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ и т.д. пренебрежимо малы, суммарная населенность основного состояния максимальна, а населенности зеемановских подуровней обоих сверхтонких уровней основного состояния равны.

По закону сохранения импульса поглощение либо излучение фотона ЭМ-поля сопровождается изменением импульса атома на величину $\hbar k$, равную импульсу фотона. Для тяжелого атома Rb или Cs при поглощении оптического фотона это означает изменение скорости на ~ 1 см/с, при поглощении фотона от РЧ- до СВЧ-диапазона оно пренебрежимо мало.

2. Квантовые сенсоры: оптическая накачка и оптическое детектирование

Как уже было сказано, в основе квантовых сенсоров лежит измерение частот атомных переходов, осуществляемое посредством резонансного света. В соответствии с правилами Эйнштейна, резонансное ЭМ-поле, поглощаемое атомами, вызывает переходы между двумя соответствующими уровнями, причем скорость переходов пропорциональна разности заселенностей этих уровней. Следовательно, резонансный свет стремится выровнять населенности уровней, которые он связывает. Этот процесс сопровождается уменьшением поглощения (просветлением среды) и может быть зарегистрирован по изменению интенсивности прошедшего света – в этом заключается суть оптического детектирования.

Однако при изначальном равенстве населенностей ЭМ-поле не оказывает на систему никакого воздействия, а как сказано выше, именно этот случай реализуется в сверхтонкой и зеемановской структуре атома, используемой в подавляющем большинстве квантовых сенсоров. Значит, разница населенностей между сверхтонкими и/или зеемановскими уровнями должна быть создана искусственно. Для этого применяется оптическая накачка [1, 6].

Основные принципы оптической накачки и оптического детектирования представлены на рис. 1. Изначально имеются система из зеемановских подуровней $1>$ и $2>$ основного состояния ($S_{1/2}$) и одно из ближайших незаселенных возбужденных состояний ($P_{1/2}$ или $P_{3/2}$). Задача – определить частоту перехода $|1>\leftrightarrow|2>$ по наличию взаимодействия с резонансным этому переходу ВЧ- или СВЧ-полем. Однако, поскольку подуровни $|1>$ и $|2>$ равно заселены (энергетический интервал между ними $\Delta E_{12} \ll kT$), резонансное ВЧ-поле не оказывает на такую систему воздействия. В физике есть способы решения этой проблемы: система охлаждается до гелиевых температур (электронный парамагнитный резонанс, ЯМР) и/или помещается в сверхсильное магнитное поле, на много порядков увеличивающее энергетические интервалы между уровнями. Эффективность этих методов невысока, а их применимость

в квантовых сенсорах очень и очень ограничена: проблема, однако, может быть решена путем применения оптической накачки. Для этого выбираются такие параметры резонансного света, чтобы он взаимодействовал только с одним уровнем из двух нижних. Для накачки одного сверхтонкого уровня достаточно настроить лазер в резонанс с частотой перехода с другого сверхтонкого уровня (спектрально-селективная накачка). Для создания неравновесной населенности в пределах зеемановской структуры используют свет с круговой поляризацией, поскольку при этом каждый поглощенный фотон света передает атому квант момента импульса, увеличивая на единицу проекцию его момента на направление луча света. Комбинирование этих способов позволяет создать в среде степень поляризации, близкую к максимальной.

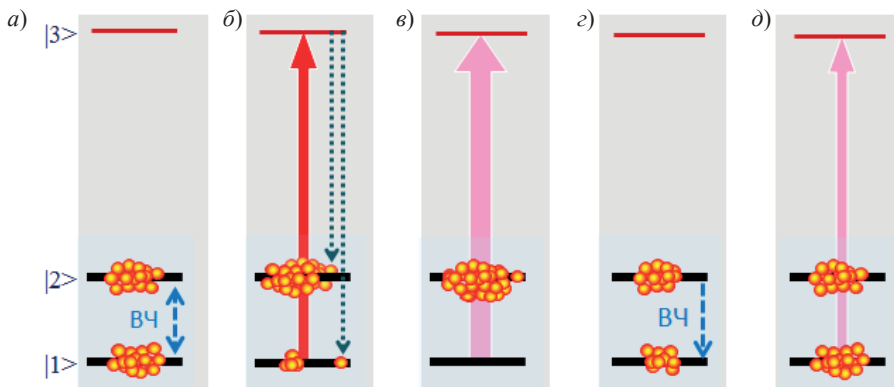


Рис. 1. Оптическая накачка и оптическое детектирование: а) температурное равновесие; б) оптическая накачка; в), д) оптическое детектирование; е) ВЧ/СВЧ-резонанс; $|1\rangle$ и $|2\rangle$ – зеемановские подуровни одного или разных сверхтонких уровней основного состояния, $|3\rangle$ – ближайшее возбужденное состояние (сплошными стрелками обозначено оптическое излучение, штриховыми – ВЧ/СВЧ, пунктирными – релаксация)

Кратко принцип ОДМР можно описать следующим образом. Изначально два подуровня $|1\rangle$ и $|2\rangle$ основного состояния (рис. 1) находятся в термическом равновесии, поэтому с точностью до статистического веса заселены одинаково. Уровень $|3\rangle$ отделен от $|1\rangle$ и $|2\rangle$ большим энергетическим интервалом $\Delta E_{13} \gg kT$. В такой конфигурации приложение ВЧ- или СВЧ-поля, резонансного переходу $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, не влечет за собой изменений населенностей в системе. Для создания неравновесной заселенности используется излучение, вследствие которого происходит переход с одного из уровней, например $|1\rangle$, на уровень $|3\rangle$. В результате многих циклов накачки и релаксации населенность уровня $|1\rangle$ уменьшается, а уровня $|2\rangle$ – растет. При этом падает поглощение света накачки, что можно зарегистрировать фотодетектором. Теперь приложение резонансного ВЧ- или СВЧ-поля вызовет выравнивание населенностей, что приведет к увеличению поглощения света. На каждый поглощенный квант ВЧ/СВЧ поля детектируется один оптический квант, что соответствует энергетическому выигрышу в сотни тысяч – миллионы раз.

Таким образом, квантовый сенсор, в котором используются переходы в сверхтонкой или зеемановской структуре, в простых случаях функционирует по следующему алгоритму (обычно определяемому как ОДМР): оптическая накачка – радиочастотный резонанс – оптическое детектирование. В схеме ЯМГ посредством этих процессов осуществляется передача момента импульса к рабочим веществам – изотопам

ксенона, а также детектирование их прецессии. В схеме ГВБ, основанной на другом принципе – интерферометрии атомных волновых функций, эти процессы также играют первостепенную роль как при подготовке атомного ансамбля, так и при детектировании его конечного состояния.

3. Гироскопы на эффекте ядерного магнитного резонанса

Как было показано в предыдущей главе, ключевым элементом работы квантовых сенсоров является возможность создания и регистрации неравновесной заселенности атомных уровней с помощью оптической накачки и оптического детектирования. В ЯМГ на этих же принципах построено решение более сложной задачи – измерения угловой скорости вращения.

В основе функционирования ЯМГ лежит хорошо известное явление ларморовской прецессии: магнитный момент (спин) атомного ядра, помещенный во внешнее магнитное поле, совершает прецессию вокруг направления поля с частотой, пропорциональной величине (индукции) этого поля. Следовательно, ядерный спин представляет собой естественный гироскоп, характеризующийся собственной частотой прецессии.

Уравнения Блоха и стационарная прецессия в резонансном поле

Для количественного описания динамики спиновой системы удобно воспользоваться уравнениями Блоха [7], которые позволяют представить эволюцию вектора намагниченности в магнитном поле с учетом релаксационных процессов. При отсутствии релаксации уравнение динамики коллективного магнитного момента $\mathbf{M}$ может быть выведено исходя из второго закона Ньютона посредством векторного умножения обеих частей уравнения на радиус-вектор $\mathbf{R}$ и подстановки силы Лоренца при учете пропорциональности механического и магнитного момента и релаксационных процессов [8]. В системе с аксиальной симметрией, обусловленной, например, наличием магнитного поля $\mathbf{B}_0|z$ и/или циркулярно поляризованного света накачки, распространяющегося вдоль z , это делается феноменологически введением:

- 1) времени продольной релаксации T_1 , соответствующей восстановлению M_z до равновесного значения M_0 ;
- 2) времени поперечной релаксации T_2 , соответствующей затуханию прецессии компонент M_x и M_y .

В результате получаем систему уравнений Блоха:

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{B}_0) - \mathbf{R}(\mathbf{M} - \mathbf{M}_0), \quad (1)$$

где $\mathbf{R} = (T_2, T_2, T_1)$ – вектор релаксации; $\mathbf{M}_0 = (0, 0, M_0)$ – равновесное значение момента (в рассматриваемом случае определяемое соотношением скоростей оптической накачки и релаксации).

Рассмотрим теперь типичную для ЯМГ ситуацию, в которой на систему действуют постоянное магнитное поле $\mathbf{B}_0$, направленное вдоль оси z , и слабое поперечное радиочастотное поле $B_1 \cdot \cos(\omega t)$. В отсутствие релаксации решение этих уравнений соответствует наложению вынужденного движения под действием поля $\mathbf{B}_1$ на быструю прецессию вокруг оси z с частотой Лармора $\omega_0 = \gamma B_0$. Однако для анализа

стационарного режима удобно перейти во вращающуюся с частотой ω вокруг оси $\mathbf{z}$ систему координат, в которой компонента эффективного магнитного поля, направленная вдоль $\mathbf{z}$, имеет вид $B'_z = B_0 - \omega/\gamma$ (приближение вращающейся волны). В этих условиях уравнения Блоха принимают стационарный вид $d\mathbf{M}/dt = 0$ и их решение позволяет вывести компоненты намагниченности:

$$\begin{aligned} v &= -M_0 \frac{\Omega T_2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2}, \\ u &= M_0 \frac{\Delta\omega \times \Omega T_2^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2}, \\ M_z &= M_0 \frac{1 + (\Delta\omega T_2)^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ – расстройка относительно резонанса; $\Omega = \gamma \cdot B_1$ – частота Раби; u, v – поперечные компоненты момента во вращающейся системе координат. Эти выражения описывают резонансную зависимость намагниченности от частоты возбуждающего поля. В частности, поперечная компонента v достигает максимума при $\Delta\omega = 0$, при этом компонента u равна нулю.

В пределе слабого поля ($\gamma \cdot B_1 \cdot T_2 \ll 1$) выражения существенно упрощаются и поперечная намагниченность принимает форму лоренцева контура (рис. 2, а). При изменении условий на интервалах меньших, чем время релаксации, наблюдаются переходные процессы – прежде всего нутации с частотой $\omega' = [\Delta\omega^2 + \Omega^2]^{1/2}$, в резонансе переходящей к частоте Раби $\Omega = \gamma B_1$, которые проявляются в осцилляциях компонент намагниченности.

В результате ранее сформулированные принципы функционирования квантового сенсора (оптическая накачка – радиочастотный резонанс – оптическое детектирование) можно свести к уравнениям динамики магнитного момента путем добавления этапа прецессии (свободной или вынужденной). Для визуализации этой динамики удобно задействовать сферу Блоха, представляющую собой годограф вектора магнитного момента (рис. 2, б).

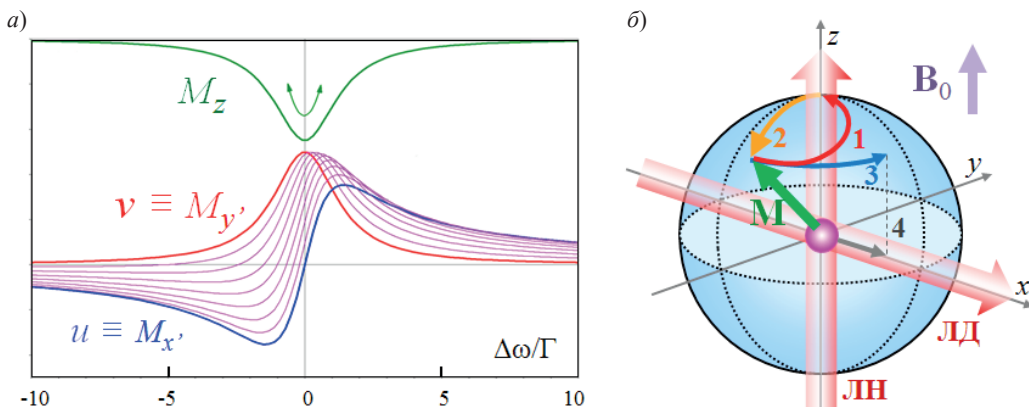


Рис. 2. Виды сигналов магнитного резонанса (а);

обобщенный принцип работы квантового датчика и сфера Блоха (б):

ЛН – луч накачки, ЛД – луч детектирования, $\mathbf{M}$ – коллективный магнитный момент атомов,
 I – совместное действие накачки и релаксации, 2 – отклонение момента радиочастотным полем,
 3 – прецессия, 4 – детектирование

Физические основы ЯМГ

Зависимости (1) лежат в основе резонансного отклика, используемого при детектировании прецессии как в квантовых оптических магнитометрах, так и в ЯМГ. Измеряя положение нуля компоненты u (что реализуется при условии $\Delta\omega = 0$), можно с высокой точностью определить ларморовскую частоту, а следовательно, индукцию магнитного поля B_0 . Если система отсчета, связанная с атомным ансамблем, вращается с угловой скоростью, то наблюдаемая в ней частота прецессии смещается на величину, равную проекции угловой скорости на направление магнитного поля:

$$\omega = |\gamma| \cdot B_0 \pm \Omega. \quad (3)$$

Именно это изменение частоты и применяется в ЯМГ в качестве измеряемого сигнала. Как следует из (1), существенным недостатком ЯМГ является его чувствительность не только к вращению, но и к внешнему магнитному полю. Поскольку частота ларморовской прецессии прямо пропорциональна величине поля, любые его флуктуации непосредственно маскируют полезный сигнал.

Зависимости (1) применимы к движению любых коллективных магнитных моментов, в том числе электронных моментов атомных систем. При этом влияние магнитного поля (основной источник нестабильности) тем незначительнее, чем меньше гиромагнитное отношение γ . У ядерных моментов γ примерно в 1000 раз меньше, чем у электронных, но даже при их использовании нестабильность $\Delta B \approx 0,1$ пТл приводит к погрешности порядка $1^\circ/\text{час}$. Для сравнения: магнитное поле Земли $B_{\text{Earth}} \approx 5 \cdot 10^7$ пТл, а его суточные флуктуации составляют 10^4 – 10^5 пТл. Для снижения этого влияния задействуются специальные схемы компенсации.

Наиболее распространенный подход – применение так называемых комагнитометрических схем: в одной и той же ячейке одновременно присутствуют два (или более) вида ядерных спинов с различными гиромагнитными отношениями. Вклад магнитного поля в частоту прецессии пропорционален гиромагнитному отношению, а вклад вращения с частотой Ω – нет:

$$\omega_1 = |\gamma_1| \cdot B_0 + \Omega, \quad (4)$$

$$\omega_2 = |\gamma_2| \cdot B_0 - \Omega.$$

По этой причине соответствующая линейная комбинация измеряемых частот позволяет в значительной степени компенсировать влияние магнитного поля и выделить чисто вращательный сигнал. Выходной сигнал ЯМГ может быть получен преобразованием

$$\Omega = a_1 \cdot \omega_2 - a_2 \cdot \omega_1, \quad (5)$$

где a_1, a_2 – константы

$$a_{129} = \frac{|\gamma_1|}{|\gamma_1| + |\gamma_2|}, \quad (6)$$

$$a_{131} = \frac{|\gamma_2|}{|\gamma_1| + |\gamma_2|}.$$

Модуль магнитного поля при этом может быть вычислен согласно выражению

$$B_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{|\gamma_{129\text{Xe}}| + |\gamma_2|}. \quad (7)$$

Результат расчета используется для стабилизации модуля магнитного поля B_0 в устройстве.

При построении ЯМГ прежде всего возникает проблема, связанная с ориентацией ядерных спинов и детектированием их состояния и обусловленная тем, что ядра никак не взаимодействуют со светом. В связи с этим для оптической накачки и детектирования системе нужен своего рода посредник – электронный парамагнетик, в роли которого обычно выступают атомы щелочного металла (Me). Практически во всех современных ЯМГ рабочей средой служит смесь щелочного металла (рубидия, цезия или калия) и инертного газа, чаще всего изотопов ксенона ^{129}Xe ($I = 1/2$, $\gamma/2\pi = -11,86$ мГц/нТл) и ^{131}Xe ($I = 3/2$, $\gamma/2\pi = 3,516$ мГц/нТл). Электронные спины щелочного атома Me эффективно поляризуются с помощью оптической накачки, как это было описано выше. Поляризация Me передается ядерным спинам инертного газа (Xe) посредством спин-обменных столкновений. Для подавления релаксации Me на стенках ячейки в нее вводится буферный газ (обычно N_2), который одновременно приводит к подавлению нежелательной люминесценции атомов Me.

Столкновения атомов приводят к возникновению ван-дер-ваальсовых сил и в результате к образованию молекул Me-Xe [9]. За время существования такой молекулы благодаря сверхтонкому взаимодействию электронный спин Me может быть передан ядру Xe. Здесь необходимо отметить, что сечение такого процесса при бинарных столкновениях (время $\sim 10^{-12}$ с) крайне мало, и существенную роль играют более длительные ($\sim 10^{-7}$ с) тройные взаимодействия Me-Xe- N_2 . За их счет удастся достичь относительно высокой ($P = 4\text{--}10\%$) степени поляризации ядер Xe. Далее в каждой из подсистем ^{129}Xe , ^{131}Xe резонансным поперечным циркулярно поляризованным радиочастотным полем возбуждается прецессия. Величина внешнего магнитного поля B_0 выбирается такой, чтобы частоты прецессии изотопов лежали в диапазоне десятков или сотен герц. Прецессия ядерной намагниченности приводит к появлению переменного магнитного поля, которое, усиливаясь благодаря сверхтонкому взаимодействию при соударениях примерно на три порядка (так называемое ферми-контактное взаимодействие), воздействует на электронную подсистему Me. Отметим, что ферми-контактное взаимодействие также усиливает и поле Me, действующее на ядра Xe. Прикладывая к атомам Me резонансное продольное радиочастотное поле и осуществляя детектирование прошедшего через ячейку света (используется измерение вращения плоскости поляризации детектирующего света, возникающего вследствие эффекта циркулярного двулучепреломления), получаем полноценный магнитометр, чувствительный к поперечным магнитным полям, созданным изотопами Xe. В результате формируется замкнутая схема: оптическая накачка приводит к поляризации электронов Me, электроны поляризуют ядра Xe, а прецессия ядер Xe детектируется опять же электронами Me в оптическом канале.

Таким образом, ЯМГ – это квантовый сенсор, в котором скорость вращения измеряется путем преобразования механического движения в изменение наблюдаемой частоты квантового перехода. Использование оптически поляризованных атомных ансамблей позволяет реализовать эту схему в компактных устройствах, обладаю-

ших высокой потенциальной чувствительностью и не содержащих движущихся механических частей, что делает ЯМГ перспективными для решения задач автономной инерциальной навигации.

Предельная чувствительность и фундаментальные шумы

Основными метрологическими параметрами любого измерительного устройства являются точность (связанные термины – погрешность измерения, систематическая ошибка, дрейф); относительная, или вариационная, чувствительность, или разрешающая способность; быстродействие (см., например, «Рекомендации по межгосударственной стандартизации: Метрология. Основные термины и определения», разработанные Государственной системой обеспечения единства измерений (РМГ 29–99 ГСИ)). В гироскопии точность обычно определяют по дрейфу нуля [°/ч] и масштабному коэффициенту [ppm]. С вариационной чувствительностью в гироскопии согласуется случайный уход по углу (Angle Random Walk – ARW [°/√ч]). В англоязычной литературе обычно используются единицы [рад/с] и [рад/с/√Гц] [4, 10].

Характеризующая ARW спектральная плотность вариаций частоты, или угловой скорости σ_{ARW} [°/√час], соотносится с той же величиной $\sigma(\omega)$, выраженной в [рад/с/√Гц], следующим образом:

$$\sigma_{ARW} = \frac{3600 \cdot 360}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2 \cdot 3600}} \cdot \sigma(\omega) \approx 2430 \cdot \sigma(\omega) \Big|_{\text{Hz}}. \quad (8)$$

Здесь первая дробь – коэффициент пересчета частоты из [рад/с] в [°/час], а вторая численно равна корню из полосы частот, соответствующей одному часу [4]. Коэффициенты пересчета дрейфов вычисляются проще: 1 рад/с = 3600 (180/π) ≈ 206 265 °/ч.

Рассмотренные в предыдущих разделах принципы позволяют описать механизм формирования сигнала в ЯМГ, однако для практических применений ключевым является вопрос о предельной чувствительности, т.е. о минимальной измеряемой вариации угловой скорости. Эта величина в конечном счете обуславливается фундаментальными квантовыми шумами системы.

Как и в других квантовых сенсорах, в ЯМГ можно выделить два основных типа принципиально неустранимого шума: атомный проекционный и фотонный дробовой.

Атомный проекционный шум связан с квантовой природой спина. Даже при идеально подготовленном состоянии ансамбля результат измерения проекции суммарного спина на заданное направление имеет статистический разброс. Для ансамбля из N несвязанных частиц флуктуации имеют порядок $\sqrt{N}$, что приводит к относительной неопределенности порядка $1/\sqrt{N}$. Это непосредственно ограничивает точность измерения фазы коллективной прецессии.

Поскольку измерение частоты сводится к измерению изменения фазы за время когерентного накопления, мы можем вывести оценку фундаментального предела неопределенности частоты:

$$\delta\omega_{at} = \frac{1}{P\sqrt{N_{at} \cdot \tau \cdot T_2}}, \quad (9)$$

где τ – время измерения; P – степень поляризации среды, равная модулю отношения полного момента системы к его максимальному значению ($P = 0-1$). Перейти от (9) к ARW можно с помощью (8).

Фотонный дробовой шум возникает при оптическом детектировании. Регистрация света всегда сопровождается пуассоновскими флуктуациями числа фотонов. Если за время τ регистрируются N_{ph} фотонов, относительная неопределенность этой величины составляет $1/\sqrt{N_{ph}}$. Соответствующий вклад в неопределенность частоты можно оценить как

$$\delta\omega_{ph} = \frac{1}{C \cdot T_2 \sqrt{N_{ph} \cdot \tau}}, \quad (10)$$

где C – контраст сигнала, характеризующий эффективность преобразования изменения намагниченности в измеряемый оптический отклик. Таким образом, предельная чувствительность ЯМГ зависит от комбинации двух независимых шумов – атомного и фотонного. В оптимальном режиме работы их вклады оказываются сравнимыми по величине.

Перейдем к количественным оценкам. Для ЯМГ на смеси щелочного металла и благородного газа (Cs-Xe) в пределе в ячейке объемом $1/8 \text{ см}^3$ в канале Xe могут быть достигнуты следующие параметры:

- давление $p_{Xe} \approx 20 \text{ Торр}$;
- концентрация атомов $n_{Xe} \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- количество атомов $N_{Xe} \approx 8,8 \cdot 10^{16}$;
- время поперечной релаксации $T_{2Xe} \approx 20 \text{ с}$, максимальная поляризация $P = 0,1$.

Следовательно, можно в принципе достичь чувствительности $\delta\omega = 7,5 \cdot 10^{-9} \text{ рад/с} \cdot \text{с}^{1/2}$, что соответствует $S/N|_{1c} = 162 \text{ дБ}$ и $ARW_{Xe} = 0,26 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ/\sqrt{\text{час}}$, для этого необходимо, чтобы отношение $S/N = 162 \text{ дБ}$ было и в канале Cs, и во всем радиоэлектронном тракте, что в настоящее время неосуществимо – в действительности достижима величина $S/N = 140\text{--}150 \text{ дБ}$. Реализуемые параметры для канала Cs: температура $T = 80^\circ\text{C}$, $n_{Cs} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N_{Cs} \approx 5 \cdot 10^{10}$, $T_{2Cs} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$, $S/N_{Cs}(1 \text{ с}) = 152 \text{ дБ}$ (атомный проекционный шум). Для канала детектирования требуется для накачки цезия количество фотонов $N_{ph} = N_{Cs}/T_{2Cs} = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ (что соответствует интенсивности $0,3 \text{ мВт}$), $S/N_{ph}(1 \text{ с}) = 3,5 \cdot 10^7 \approx 150 \text{ дБ}$ (дробовой шум). Снижение отношения «сигнал–шум» еще примерно на 10 дБ (до 140 дБ) неизбежно из-за недостаточно высокого уровня магнитного поля Xe [4]. Таким образом, согласно (9), для ЯМГ достигим $ARW \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ/\sqrt{\text{час}}$ и дрейф $(1\text{--}3) \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ/\text{час}$.

Физическая реализация и устройство ЯМГ

Центральным элементом ЯМГ является герметичная стеклянная ячейка, содержащая смесь газов. В типичном случае она включает: микрокаплю щелочного металла (Rb, Cs или K), с поверхности которой испаряются атомы, образуя насыщенный пар, один или два изотопа благородного газа (например, ^{129}Xe и ^{131}Xe или ^3He), буферный газ (N_2 , He и др.). Геометрия ячейки (сферическая, цилиндрическая) играет важную роль, поскольку влияет на однородность полей и характер диффузионного усреднения (рис. 3).

Чтобы обеспечить достаточную плотность щелочного газа, ячейка нагревается до температур порядка $70\text{--}90^\circ\text{C}$ при использовании Cs или до $90\text{--}110^\circ\text{C}$ в случае применения Rb. Нагрев осуществляется резистивными нагревателями, через которые пропущен переменный ток и которые спроектированы так, чтобы минимизировать

создаваемые ими магнитные поля. Давление буферного газа должно быть достаточным, чтобы подавить диффузию атомов к стенкам и тем самым увеличить время релаксации ядерных спинов и в то же самое время обеспечить эффективное спин-обменное взаимодействие.

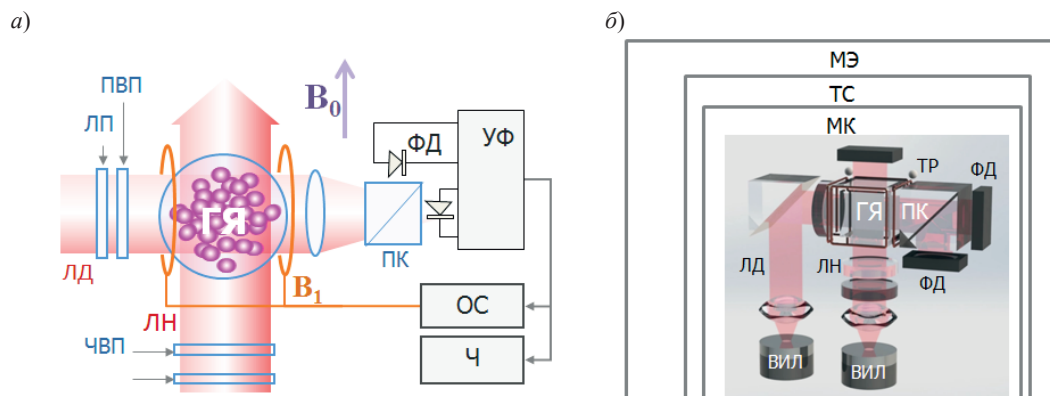


Рис. 3. Схема датчика ЯМГ (а); вариант физической реализации (б):
 ГЯ – газовая ячейка, ЛН – луч накачки, ЛД – луч детектирования, ЛП – линейный поляризатор,
 ЧВП – четвертьволновая пластина, ПВП – полуволновая пластина,
 ПК – поляризационно-разделительный куб, ФД – фотодетектор,
 УФ – усилитель фототока (разностный), ОС – обратная связь (усилители, фазовращатели),
 Ч – частотомер, МЭ – магнитный экран, ТС – термостат, ТР – термистор,
 МК – магнитные катушки

Поляризация щелочного газа осуществляется с помощью резонансного лазерного излучения, как правило, на D_1 -линии. Используется круговая поляризация, обеспечивающая перенос углового момента от фотонов к атомам. В результате формируется высокая степень спиновой поляризации электронов щелочного металла, затем передающейся ядрам Хе за счет спин-обменных столкновений.

ЯМГ работает в слабом магнитном поле, определяющем частоту ларморовской прецессии ядерных спинов. Типичные значения поля составляют единицы–десятки мкТл. Для подавления влияния внешних магнитных помех используются система магнитного экранирования (несколько слоев магнитомягкого металла) и компенсационные катушки. Трехмерная система катушек служит для создания постоянного магнитного поля B_0 и полей возбуждения резонансов в Хе и Ме.

Детектирование осуществляется с помощью пробного линейно поляризованного лазерного луча, проходящего через ячейку. Изменения азимута поляризации вследствие эффекта циркулярного двулучепреломления регистрируются балансным фотодетектором, состоящим из поляризационного светоделительного куба и двух фотодиодов. Сигнал с фотодетектора поступает в систему обработки, где из него выделяется частота прецессии Ме, а из нее – частоты прецессии изотопов Хе. Таким образом, ЯМГ представляет собой сложную квантовую систему, в которой оптическая накачка, спин-обмен и магнитный резонанс объединены в единую измерительную схему. Характеристики прибора определяются не только фундаментальными свойствами спинов, но и архитектурой устройства, включая газовую смесь, геометрию ячейки, оптическую систему и алгоритмы обработки сигнала.

Современное состояние и предельные характеристики ЯМГ

В настоящем разделе дан обзор современных работ, позволяющий сопоставить достигнутые характеристики ЯМГ с предельными оценками и выявить основные физические механизмы, определяющие его точность.

Современные ЯМГ в подавляющем большинстве представляют собой комагнитометрические системы на основе смесей щелочных металлов и благородных газов, в которых используется оптическая накачка и детектирование [4, 11]. Этот подход позволил также построить синхронные ЯМГ, в которых реализуется согласованная динамика электронной и ядерной подсистем. Такие схемы позволяют повысить амплитуду сигнала и снизить влияние ряда систематических эффектов. Экспериментальные образцы демонстрируют чувствительность на уровне 10^{-7} – 10^{-8} рад/с/ $\sqrt{\text{Гц}}$, что соответствует приблизительно $3 \cdot 10^{-4}$ – $3 \cdot 10^{-5}$ град/ $\sqrt{\text{ч}}$ [12] и предельным расчетным оценкам, полученными из анализа квантовых шумов [4]. Таким образом, в рамках классической архитектуры ЯМГ достигнут уровень, близкий к фундаментальному порогу чувствительности.

Систематическая погрешность и дрейф ЯМГ

Долговременная точность ЯМГ определяется прежде всего систематическими эффектами. Центральное место среди них занимает так называемый изотопический сдвиг, который в настоящее время рассматривается как основной источник дрейфа. Идеальная комагнитометрическая схема предполагает, что различные ядерные изотопы (например, ^{129}Xe и ^{131}Xe) находятся в одном и том же магнитном поле, что позволяет исключить вклад внешнего магнитного поля и выделить сигнал вращения. Однако в реальной системе это условие нарушается. Как показано в работе [13], изотопический сдвиг возникает вследствие пространственной неоднородности магнитного поля, создаваемого поляризованными атомами Me (эффективное поле щелочного металла).

В результате различия времен релаксации изотопов действующие на них эффективные магнитные поля начинают отличаться, что вызывает сдвиг частот прецессии изотопов, не связанный с внешним магнитным полем. Этот эффект не компенсируется в комагнитометрической схеме и приводит к сильной зависимости показаний ЯМГ от концентрации Me, а следовательно, от температуры. Способы минимизации и компенсации светового сдвига предложены в [14, 15].

Помимо изотопического сдвига, существенный вклад в погрешность ЯМГ вносят и другие эффекты, прежде всего неоднородности внешнего магнитного поля, которыми обусловлены дополнительные сдвиги частоты и уменьшение времени когерентности. Хотя эти эффекты могут быть частично компенсированы, их влияние возрастает с увеличением чувствительности прибора. Существенную роль играет также само поле щелочного газа, которое, помимо вклада в изотопический сдвиг, влечет за собой дополнительные зависимости частоты от параметров оптической накачки. Наконец, как показывают современные исследования, релаксационные процессы в системах с благородными газами нередко характеризуются многокомпонентностью, в результате чего возникает отклонение формы резонансной линии от простой лоренцевой и ограничивается точность определения частоты.

Серьезная проблема – разделение частот двух изотопов. Поскольку вращение смещает регистрируемые (и относительно близкие) частоты ЯМР в канале каждого изотопа Хе, частотные фильтры должны обеспечивать частотную полосу, равную динамическому диапазону ЯМГ и одновременно ровность фазовой характеристики до долей процента и предельно резкие срезы на краях, что, вообще говоря, противоречит фундаментальным соотношениям Крамерса–Кронинга [16].

И очень существенный момент: ось чувствительности ЯМГ определяется направлением вектора магнитного поля, создаваемого соленоидом в экране. Следовательно, любое поперечное поле, проникающее в экран, вызовет смещение оси чувствительности. Эта проблема может быть частично решена введением дополнительных измерительных контуров и обратных связей, но ее следствием является ужесточение требований к стабилизации магнитного поля.

Перспективы развития ЯМГ

По мере выявления перечисленных источников погрешностей ЯМГ активно развиваются методы управления их динамикой. Одно из ключевых направлений – использование синхронной накачки и управляемых режимов, предложенных в [11, 12]. В этих схемах частота накачки согласуется с динамикой спиновой системы, что позволяет повысить отношение «сигнал–шум» и уменьшить влияние систематических эффектов. Дополнительно привлекаются методы обработки сигнала, учитывающие полную динамику системы.

Анализ современных публикаций показывает, что дальнейшее развитие ЯМГ связано прежде всего с решением задач, касающихся систематических эффектов. К ключевым направлениям относятся следующие: подавление изотопического сдвига и связанных с ним эффектов; повышение однородности магнитного поля; развитие динамических и синхронных режимов работы; совершенствование моделей спиновой динамики и алгоритмов обработки сигнала.

Таким образом, современные ядерно-магнитные гироскопы достигли близкого к предельному уровня чувствительности, и дальнейший прогресс определяется в первую очередь возможностью контроля систематических эффектов. Центральную роль среди них играет изотопический сдвиг, который является неизбежным следствием взаимодействия ядерных спинов с неоднородным внутренним полем, а следовательно, главным фактором, ограничивающим точность ЯМГ.

В последние 10 лет количество исследований, где утверждается, что в скором времени ЯМГ с дрейфами $\sim 10^{-2}$ °/час будет производиться серийно, заметно снизилось, что может быть обусловлено как приближением к этому порогу, так и, наоборот, наличием труднопреодолимых проблем. С учетом всего сказанного можно предположить, что самая серьезная из этих проблем – стабилизация магнитного поля и создание устойчивого к механическим воздействиям сверхкомпактного магнитного экрана, эту стабилизацию обеспечивающего.

4. Гироскопы на волнах де Бройля (атомные интерферометры)

В отличие от ЯМГ, основанных на прецессии ядерных спинов, принцип действия гироскопов на волнах де Бройля (ГВБ) предполагает использование интерференции

когерентных атомных волн. В таких системах вращение проявляется через фазовый сдвиг интерференционной картины, возникающий вследствие эффекта Саньяка для массивных частиц. Это принципиально иной подход к измерению угловой скорости, основанный не на частотном отклике, а на фазовой чувствительности квантового состояния.

Принцип работы ГВБ

Интерференция широко применяется в современных волоконно-оптических и лазерных гироскопах (которые тоже могут быть отнесены к приборам, основанным на квантовой оптике) – она позволяет измерять скорость вращения с точностью до доли длины волны видимого света (400–800 нм). Естественным направлением развития представляется уменьшение используемых длин волн, то есть переход к ультрафиолету и рентгеновскому диапазону. Однако компактные когерентные источники света в этих диапазонах пока остаются недоступными. В связи с этим в конце XX века был предложен альтернативный подход, базирующийся на волновых свойствах атомов. Длина волны λ частицы или системы частиц, в том числе атома (длина волны де Бройля), равна $h/(mv)$, где h – постоянная Планка, поэтому чем массивнее частица, тем меньше длина ее волны. Для массивного атома, например цезия или рубидия, даже при скорости 1 м/с длина волны де Бройля оказывается примерно в тысячу раз меньше длины волны видимого света, что позволяет рассчитывать на такое же увеличение чувствительности.

Впервые эффект интерференции атомных состояний был продемонстрирован Е.Б. Александровым в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова в 1963 году. [17], а в 1972 году Ю.Л. Соколов в Институте атомной энергии имени И.В. Курчатова в ходе эксперимента показал интерферометрию состояний атома водорода [18]. В 1991 г. было построено несколько атомных интерферометров (АИ), в том числе ГВБ. В частности, в Массачусетском технологическом институте (США) группа Д. Причарда собрала по стандартной схеме Маха–Цендера интерферометр на атомах натрия, летящих с тепловой скоростью порядка 10^3 м/с. В качестве полупрозрачных (разделяющих пучок на две части) и глухих зеркал были использованы дифракционные нанорешетки с периодом всего 100 нм [19]. Во время испытаний чувствительность АИ была зафиксирована на уровне $3 \cdot 10^{-6}$ рад/с/ $\sqrt{\text{Гц}}$, что соответствует примерно $0,004$ °/ $\sqrt{\text{ч}}$. Тем не менее это направление не получило дальнейшего развития, поскольку появились методы лазерного охлаждения (ЛО) атомов.

Лазерное охлаждение атомов

В основе ЛО лежат эффекты резонансного давления света на атомы, изучать которые начали Т. Хэнш и советские ученые В.С. Летохов и В.Г. Миногин в 1970-х годах. Впервые ЛО было осуществлено С. Чу, К. Коэном-Таннуджи и У. Филлипсом в 1998 году [20], за что им была присуждена Нобелевская премия. В настоящее время ЛО является основным способом подготовки атомов для АИ, поскольку обеспечивает практически полный контроль над группами атомов при температурах менее 1 мК, разброс скоростей атомов при этом составляет менее 0,1 м/с [21, 22].

ЛО основано на эффекте Доплера: при относительном движении источника и приемника любых волн регистрируемая приемником частота колебаний изменяется согласно формуле

$$\omega' = \omega [1 - (v/c) \cdot \cos(\alpha)], \quad (11)$$

где c – скорость света, α – угол между направлением движения атома и световым пучком. Применительно к атомам это означает следующее: если частота монохроматического света настроена чуть ниже частоты перехода в атоме (смещена к красной области спектра), то у атома, движущегося навстречу свету, вероятность поглотить фотон больше, чем у неподвижного или движущегося от источника света. При поглощении фотона атом получает импульс $\hbar k$ в сторону распространения света, после чего излучает фотон с импульсом $\hbar k$ в случайном направлении и снова переходит в основное состояние (рис. 4, а). Поскольку он движется навстречу источнику света, он в среднем при этом уменьшает свой импульс на величину $\hbar k$ и после многих циклов тормозится. Если такие атомы облучать смещенным в красную область светом со всех сторон одновременно посредством трех пар противонаправленных лучей, то их можно охладить до температур, на 6-7 порядков более низких, чем у жидкого гелия.

Как известно из предыдущих разделов статьи, основное состояние атома щелочно-го металла (Me) расщеплено на два сверхтонких уровня (рис. 4). Поэтому существует вероятность, что после нескольких циклов оптического возбуждения, в результате которого происходит переход с уровня $|1\rangle$ на уровень $|3\rangle$ (см. рис. 4), и спонтанного излучения с уровня $|3\rangle$ все атомы соберутся на уровне $|2\rangle$ и перестанут взаимодействовать с излучением. Чтобы предотвратить этот процесс, к свету охлаждения добавляют слабый свет откачки, настроенный в резонанс с переходом $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Предел охлаждения в такой системе связан с конечной шириной линии поглощения атома – она определяется временем жизни возбужденного состояния $|3\rangle$ (~ 30 нс) и равна примерно 5 МГц. Согласно (11), предельная температура, достижимая при использовании простейшего метода ЛО, составляет $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ К. Такая схема охлаждения на-

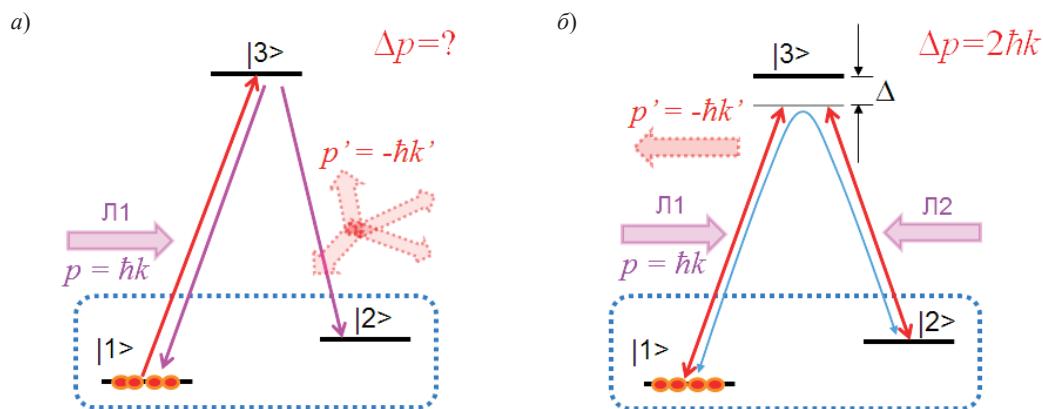


Рис. 4. Схема (а) однофотонного (рэлеевского) и (б) двухфотонного (рамановского) возбуждения:

$|1\rangle$ и $|2\rangle$ – сверхтонкие подуровни основного состояния; $|3\rangle$ – возбужденное состояние;

Л1, Л2 – лазерные лучи; p – импульс, приобретаемый при поглощении фотона;

p' – импульс, приобретаемый при испускании фотона, $\Delta p = p - p'$ – изменение импульса;

Δ – общая частотная отстройка частот лазерных лучей от частот соответствующих переходов;

стрелки с пунктирными контурами – излученные фотоны

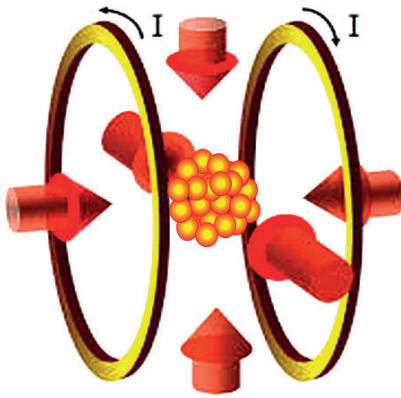


Рис. 5. Схема МОЛ:
красные фигуры – охлаждающие лучи,
желтые – магнитные катушки
в антигильмгольцевой конфигурации

зывается оптической патокой (optical molasses), ее недостаток заключается в том, что она никак не противодействует относительно медленному остаточному дрейфу атомов со скоростями порядка 0,1 м/с, из-за чего они в течение миллисекунд покидают область охлаждения.

Решение этой проблемы было найдено в 1998 г. У. Филлипсом [20]. Он предложил создать пространственный градиент скорости охлаждения с использованием неоднородных магнитных полей. Как было показано выше, магнитное поле вызывает зеемановское расщепление уровней. Его наличие в схеме ЛО приводит к тому, что частоты одного или нескольких зеемановских подуровней смещаются по направлению к частоте лазерного излучения и вероятность поглощения (при условии соответствующей поляризации излучения)

ими фотона возрастает. Если создать такое магнитное поле, чтобы в центре ловушки его индукция была равна нулю, а при удалении от центра во всех направлениях возрастала, то атомы по мере охлаждения будут собираться в центре ловушки. Для этого задействуются катушки так называемой антигильмгольцевой конфигурации – со встречными токами (рис. 5). Так реализуется магнитооптическая ловушка (МОЛ).

Первые же эксперименты в МОЛ показали, что атомы в ней охлаждаются до температур меньших на два и даже три порядка, чем доплеровский предел (возможно, это единственный случай в истории физики, когда действительность превзошла ожидания, а не наоборот). В 1989 году К. Коэн-Таннуджи объяснил этот результат: стоячие волны, созданные встречными лазерными лучами, создают периодический оптический потенциал, состоящий из «холмов» и «впадин», причем вероятность поглотить фотон оказывается существенно выше для атома, находящегося на «холме», нежели во «впадине». Атомы теряют энергию и вместе с ней импульс, двигаясь от «впадин» к «холмам», а после цикла оптического возбуждения и спонтанного излучения оказываются снова во «впадине». В результате они охлаждаются на один-два порядка ниже доплеровского предела.

Следующее по порядку величины ограничение на температуру ЛО – это предел отдачи, обусловленный спонтанным излучением в каждом цикле ЛО фотона с импульсом $\hbar k$ и составляющий единицы микрокельвин. Для преодоления этого предела было разработано несколько методов, таких как комбинационное (рамановское) ЛО, сжатие в оптических решетках до единиц нК ($v < 1$ мм/с); испарительное охлаждение, т.е. селективное удаление горячих атомов в ловушках. В результате достигнуты температуры ~ 100 пК и реализовано принципиально новое (пятое) состояние вещества – конденсат Бозе–Эйнштейна [23].

Комбинационное (рамановское) возбуждение

Две основные схемы лазерного возбуждения – однофотонная и двухфотонная – приведены на рис. 4. Если на атом, изначально находящийся в состоянии $|1\rangle$, воз-

действовать светом с частотой ω_{13} , равной частоте перехода $1 \leftrightarrow 3$, то он может поглотить фотон и перейти в состояние $|3\rangle$. После этого произойдет спонтанное излучение (см. рис. 4, а) и атом перейдет в один из подуровней $|1\rangle$, $|2\rangle$ основного состояния. В результате импульс атома изменится сначала на импульс поглощенного фотона, направленный строго вдоль луча, а потом на импульс излученного фотона, направленный произвольно в угол 4π . Следовательно, для полного контроля над скоростями атомов необходимо исключить из схемы спонтанное излучение.

Это возможно при использовании комбинационного, или рамановского, возбуждения, при котором на атом воздействуют сразу двумя лучами. Существенно, что частота ни одного из них не настроена строго в резонанс с частотами переходов $1 \leftrightarrow 3$ или $2 \leftrightarrow 3$, но разность их частот $\omega_{12} = \omega_{13} - \omega_{23}$ равна собственной частоте ω_{12}^0 перехода между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ (см. рис. 4, б). Один из лучей при этом вызывает вынужденное поглощение, а второй (одновременно) – вынужденное излучение, при котором параметры излученного фотона полностью повторяют параметры фотона, вызвавшего излучение (именно на этом явлении основана генерация когерентного излучения в лазерах).

По сути, мы здесь имеем дело не с двумя последовательными однофотонными процессами, а с одним двухфотонным, поэтому импульс атома при рамановском возбуждении меняется строго на величину $\hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}$, где $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ – волновые векторы рамановских лучей, а $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. В случае когда лучи направлены навстречу друг другу, $\hbar k_{\text{eff}} = \hbar (k_1 + k_2) \approx 2\hbar k_1$. При достаточно большой общей частотной отстройке $\Delta = \omega_{13} - \omega_{13}^0 = \omega_{23} - \omega_{23}^0$ (см. рис. 4, б) можно добиться того, что процессы однофотонного возбуждения и спонтанного излучения не будут играть заметной роли. Такая система может считаться двухуровневой с резонансной частотой ω_{12}^0 перехода между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, тогда пара рамановских лучей считается единой световой волной с частотой ω_{12} и волновым вектором $\mathbf{k}_{\text{eff}}$.

При включении рамановского излучения в момент времени $t = 0$ начинается «переброс» атомов с уровня $|1\rangle$ на уровень $|2\rangle$, а потом – в обратном направлении. Если скорость релаксации нижнего состояния достаточно низка, населенности начинают осциллировать с частотой Ω_R , которая определяется энергией взаимодействия света с дипольным моментом перехода d и называется частотой Раби:

$$\Omega_R = (d \cdot E) / \hbar, \quad (12)$$

где E – напряженность электрического поля излучения (как и в случае магнитного резонанса, частота Раби определяется энергией взаимодействия атома с вынуждающим излучением). Если прервать взаимодействие со светом в такой момент времени τ , что $\Omega_R \cdot \tau = \pi$, то атомы перейдут в состояние $|2\rangle$ и приобретут импульс $\hbar k_{\text{eff}} \approx 2\hbar k$. Если же $\Omega_R \cdot \tau = \pi/2$, то по законам классической механики половина атомов должна перейти в состояние $|2\rangle$ и приобрести импульс $\hbar k_{\text{eff}}$ (рис. 6).

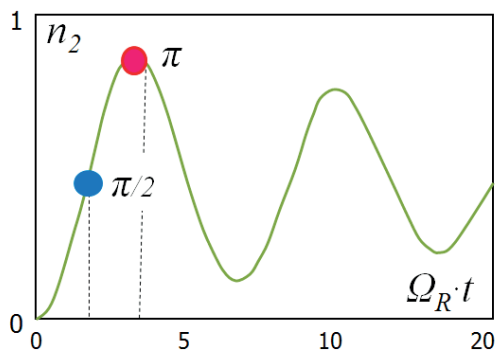


Рис. 6. Осцилляции Раби – динамика населенностей двухуровневой системы при включении резонансного излучения. По горизонтали отложено время в единицах фазы осцилляций Раби, по вертикали – населенность уровня $|2\rangle$

В квантовой механике, однако, это событие трактуется иначе: после воздействия $\pi/2$ -импульса каждый атом переходит в когерентную суперпозицию состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ и одновременно движется по двум траекториям. Именно поэтому две части атомного пучка, или составляющие одной волны де Бройля, способны интерферировать после сведения.

Первый импульс пары рамановских лучей ($\pi/2$ -импульс) характеризуется интенсивностью и длительностью, откалиброванными таким образом, чтобы с 50-процентной вероятностью вызвать атомный переход из состояния $|1\rangle$, в котором атом пребывал до входа в интерферометр, в состояние $|2 + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. После такого импульса атом находится в равновероятной суперпозиции двух состояний, то есть он одновременно остается в исходном состоянии, продолжая двигаться по своей первоначальной траектории, и переходит в состояние $|2\rangle$, получив импульс $\hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}$ (траектории a, b на рис. 7).

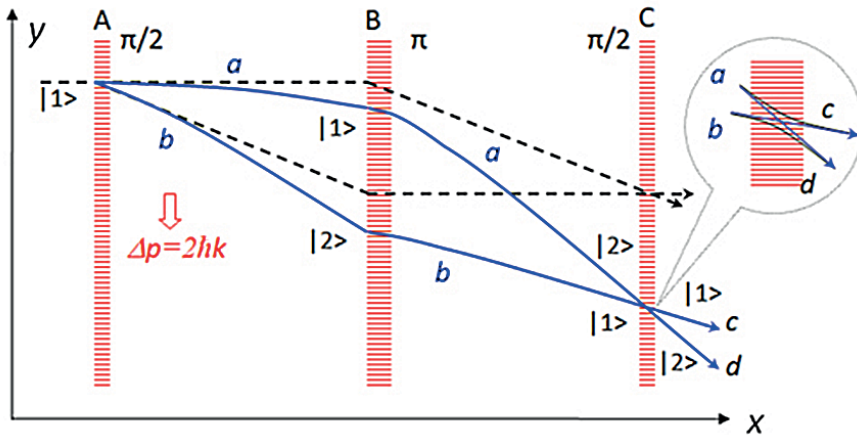


Рис. 7. Принципиальная схема атомного интерферометра: пунктирной линией обозначены траектории атомов в отсутствие вращения, сплошными линиями – траектории атомов при вращении (показаны в системе координат прибора);

A, B, C – рамановские лучи; a, b – траектории атомов в интерферометре; c, d – траектории атомов на выходе интерферометра

По истечении периода эволюции T атом подвергается воздействию π -импульса, откалиброванного так, чтобы атомный переход состоялся с практически 100-процентной вероятностью. Следовательно, из состояния $|2\rangle$, в котором атом находится с 50-процентной вероятностью, он переходит в состояние $|1\rangle$, а из состояния $|1\rangle$ (в котором также пребывает с 50-процентной вероятностью) – в состояние $|2\rangle$, что сопровождается изменением импульса, а значит, и траектории.

Еще через один промежуток времени T на атом воздействует второй $\pi/2$ -импульс. После этого волновая функция атома задается суммой двух членов, которые имеют равный вес и связаны соответственно с атомом в обоих состояниях (траектории c, d на рис. 7). Эти два члена, однако, имеют разные фазы, поскольку каждый раз, когда лазерные импульсы в последовательности $\pi/2$ – π – $\pi/2$ взаимодействуют с атомом, они придают его волновой функции фазовый сдвиг. Величина сдвига равна фазе колебаний суммарной волны на частоте $\omega_{12} = \omega_{13} - \omega_{23}$ в момент взаимодействия с атомом, а знак зависит от направления индуцированного атомного перехода.

Как мы видим, стандартная схема простейшего атомного интерферометра аналогична схеме оптического интерферометра Маха–Цендера, причем рамановские лучи

выполняют роль зеркал ($\pi/2$ -лучи – полупрозрачных, а π -лучи – глухих). Соответственно, подобно тому как в оптическом интерферометре стабильность определяется положением зеркал, в ГВБ она обусловлена положением и фазами рамановских лучей, поэтому требования к ним крайне высоки. При мощности в десятки ватт рамановские лучи должны характеризоваться шириной спектра меньше одного килогерца, высочайшей пространственной однородностью и стабильностью фазы. Отметим, что рамановское излучение необязательно должно быть импульсным: необходимую длительность взаимодействия с атомами можно обеспечить, если задать интенсивность и поперечный размер луча и, как следствие, – время пролета атомов через луч. Такой способ, однако, приводит к ужесточению требований к профилю скоростного распределения атомов: скорость атомов в пучке (облаке) должна отличаться менее чем на проценты.

Алгоритм работы ГВБ

Теперь мы можем сформулировать алгоритм работы ГВБ. Рассмотрим простейшую его разновидность, представляющую собой атомный интерферометр с импульсным запуском атомов. Отметим, что на практике проектируют двойные ГВБ со встречными пучками атомов, чтобы исключить влияние ускорения (рис. 8). Каждый цикл работы устройства начинается с охлаждения, то есть концентрации в центре МОЛ облака холодных атомов со скоростью порядка 1 см/с, что соответствует температуре около 1 мК.

Затем атомы получают строго определенный импульс в нужном направлении (в горизонтальном или под углом вверх для компенсации свободного падения). Как правило, это достигается лазерным охлаждением в движущейся системе координат: градиентное магнитное поле выключается, а частоты встречных лазерных лучей смещаются относительно друг друга и световая волна, которая изначально была в полной мере стоячей, начинает двигаться, увлекая атомы за собой. Во время этого процесса атомы подвергаются накачке в определенное сверхтонкое состояние,

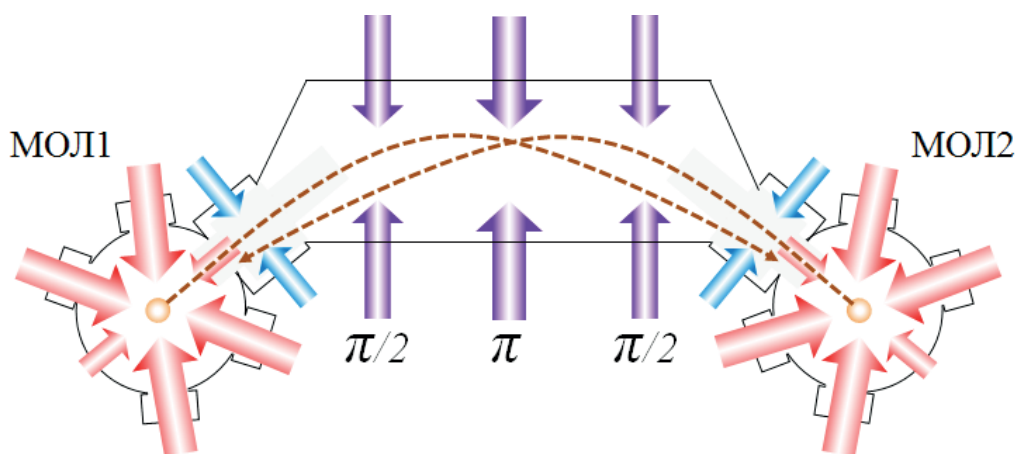


Рис. 8. Упрощенная оптическая схема ГВБ со встречными пучками атомов:
красными стрелками обозначены лучи охлаждения и запуска атомов,
синими – лучи приготовления и детектирования,
фиолетовыми – рамановские лучи $\pi/2$ – π – $\pi/2$

после чего лазерным излучением из облака удаляются («сдуваются» несколькими импульсами многочастотного лазерного излучения) все атомы, у которых проекция момента импульса на вектор магнитного поля не равна нулю. Это необходимо для снижения чувствительности интерферометра к вариациям магнитного поля. Последние стадии этого процесса показаны на рис. 9, где уровни $|1\rangle$, $|2\rangle$ – сверхтонкие состояния $F=1$, $F=2$ ^{87}Rb или $F=3$, $F=4$ ^{133}Cs .

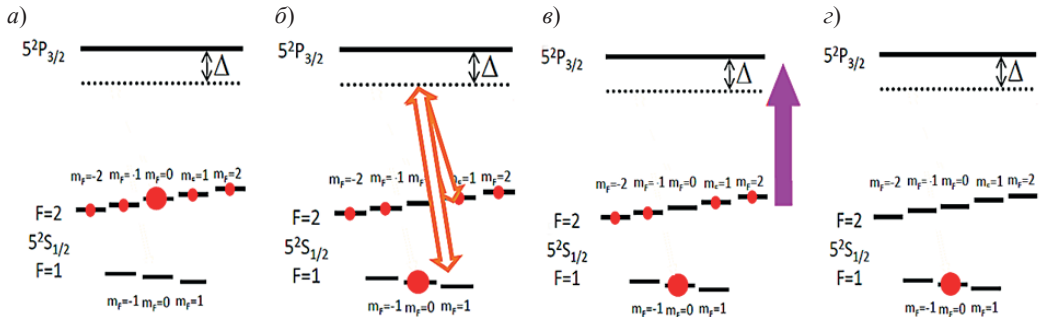


Рис. 9. Подготовка атомов: а) состояние после завершения циклов селективной накачки–откачки; б) селективный по скорости π -импульс; в) «сдувание» атомов, оставшихся на $|F=2\rangle$; г) конечное состояние

После запуска все световые и магнитные поля выключаются (кроме однородного по всему объему интерферометра небольшого стабилизированного магнитного поля) и атомы продолжают движение в вакууме по инерции, последовательно пролетая, как было описано выше, через три пары рамановских лучей ($\pi/2$ – π – $\pi/2$). Как показано на рис. 7, на выходе интерферометра также формируются два атомных пучка и полезным сигналом является отношение числа атомов в них. К сожалению, малость угла между направлениями полета этих пучков, как правило, препятствует их разделению и точному измерению. Эта проблема решается методом маркировки

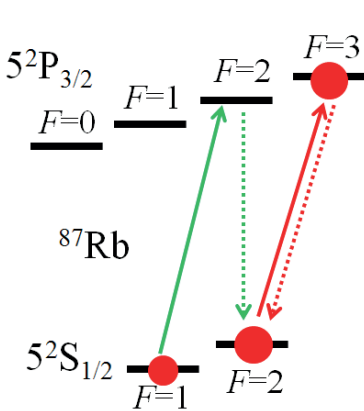


Рис. 10. Циклический переход $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, используемый для детектирования (отмечен красными стрелками); зелеными стрелками обозначено излучение, необходимое для переброса атомов с уровня $|1\rangle$ на уровень $|2\rangle$

состояний [24], предложенным французским физиком Ш.Ж. Борде (С.Ж. Bordé). В основе метода лежит тот факт, что внутреннее состояние атома (то есть его пребывание на уровне $|1\rangle$ или $|2\rangle$) жестко связано с выбором его траектории на выходе из интерферометра, поэтому для регистрации полезного сигнала достаточно посчитать отношение количества атомов на этих двух уровнях.

Процедура детектирования организована так, чтобы обеспечить подсчет с точностью до атома. Это достигается оптическим опросом атома на циклическом переходе $|F=2\rangle - |F'=3\rangle$ (D_2 -линия), особенность которого (рис. 10) заключается в том, что, согласно правилам отбора, из возбужденного состояния атом всегда возвращается (с излучением фотона) в исходное и его можно опрашивать, пока процессы релаксации это состояние не разрушат. В результате на каждый атом может приходиться до 10^5 фотонов, что позволяет полностью исклю-

чить фотонные дробовые шумы и выполнить измерение, ограниченное исключительно квантовым атомным проекционным шумом. Сначала измеряется количество атомов в состоянии $|F = 2\rangle$, после чего атомы из состояния $|F = 1\rangle$ перебрасываются излучением в $|F = 2\rangle$, затем определяется суммарное число атомов.

Метрологические параметры ГВБ

Полезным сигналом гироскопа на основе интерферометра является фаза Саньяка (G. Sagnac):

$$\delta\varphi = \frac{8\pi}{\lambda v} \cdot A \cdot \Omega = \frac{4m}{\hbar} \cdot A \cdot \Omega, \quad (13)$$

где A – площадь интерферометра; Ω – угловая скорость; $\lambda = 2\pi\hbar/(mv)$ – длина волны; v – скорость частиц (для оптических интерферометров $v = c$). Для атомного интерферометра

$$\delta\varphi = \frac{4m}{\hbar} \cdot A \cdot \Omega. \quad (14)$$

Набег фазы $\Delta\varphi$ в ГВБ складывается из собственно фазы Саньяка, то есть разницы собственных фаз волн де Бройля в двух траекториях (равна нулю при свободном полете), и фаз рамановских импульсов, «отпечатанных» в атомах при взаимодействии со светом. В схеме оптического интерферометра Маха–Цендера ($\pi/2$ – π – $\pi/2$) с интервалом T между импульсами фазы рамановских лучей в точках A, B, C (рис. 7) суммируются следующим образом:

$$\Delta\varphi = \varphi_A - 2\varphi_B + \varphi_C. \quad (15)$$

Две траектории атомов образуют ромбовидную петлю, площадь которой равна

$$A = 2v_d T^2 \cdot \frac{\hbar k_{eff}}{m}. \quad (16)$$

Здесь v_d – это макроскопическая общая «дрейфовая» скорость атомов (задается при запуске, диапазон типичных величин составляет 0,5–5 м/с); $\hbar k_{eff}/m = \Delta v_{\perp}$ – приращение поперечной скорости атома за счет отдачи фотона ($\sim 1,2$ см/с для Rb, $\lambda = 780$ нм). Подставляем (16) в (14) и видим, что m и $\hbar$ сокращаются. Соответствующее приращение фазы Саньяка равно

$$\Delta\varphi = 4k_{eff} \cdot v_d \cdot T^2 \cdot \Omega. \quad (17)$$

Для N частиц в интерферометре минимальное регистрируемое изменение угловой скорости определяется проекционным шумом $\sqrt{N}$:

$$\delta\Omega_{\min} \approx \frac{1}{4k_{eff} \cdot v_d \cdot T^2 \cdot \sqrt{N}}. \quad (18)$$

Кроме ограничений на чувствительность АИ, существуют факторы, приводящие к его систематическим ошибкам. Формулы (11)–(18) не учитывают ускорения. В общем случае набег фаз в АИ выражается формулой

$$\Delta\varphi = (4m/\hbar) \cdot \Omega \cdot \mathbf{A} + k_{eff} \cdot \mathbf{a} \cdot T - k_{eff} \cdot (\Omega \times \mathbf{a}) \cdot T^3, \quad (19)$$

где $\mathbf{A}$ – вектор площади интерферометра, т.е. нормальный к плоскости интерферометра и характеризующийся длиной A . Второе слагаемое описывает чувствительность к ускорению. Его можно исключить, если использовать два интерферометра на встречных пучках, и вычитать их сигналы. Третий член содержит векторное произведение скорости вращения на ускорение. Он обнуляется, только когда вращения нет либо ось вращения параллельна вектору силы тяжести (ускорения).

Отметим, что в (16)–(18) входит не длина волны де Бройля атомов, а эффективный волновой вектор рамановского излучения, следовательно, период интерференционной картины определяется оптической, а не атомной длиной волны. С другой стороны, в (16)–(18) не входят и члены, описывающие положение атомной массы, и связанные с ними возмущения, а это уже следствие волновой природы интерференции. Основное преимущество атомной интерферометрии перед оптической состоит в том, что атомы намного медленнее фотонов и, следовательно, гораздо дольше находятся в интерферометре. С другой стороны, количество атомов в атомном облаке обычно не превышает $N \approx 10^6$ – 10^8 , значит, отношение «сигнал–шум» в каждом цикле измерения не превышает $\sqrt{N} = 10^3$ – 10^4 . В оптическом интерферометре, где в сигнал вносят вклад $\sim 10^{16}$ фотонов в секунду, отношение «сигнал–шум» достигает 10^8 .

Оценим достижимую чувствительность ГВБ. Подставим в (16)–(18) параметры, характерные для ^{87}Rb ($\lambda = 780$ нм): $m = 1,45 \cdot 10^{-25}$ кг, $k_{\text{eff}} = 2k = 1,6 \cdot 10^7$ м $^{-1}$, $N = 10^8$, $v_d = 2$ м/с, $T = 0,5$ с. Получаем площадь ромба $A = 0,012$ м 2 , приращение фазы Саньяка $\Delta\phi = 9,5 \cdot 10^{-5}$ °/ч и $ARW = 4 \cdot 10^{-6}$ °/√ч.

Отметим, что, если снизить N до более реалистичного значения $N = 10^6$, ARW ухудшится до $4 \cdot 10^{-5}$ °/√ч. На сегодняшний день это значение можно считать достижимым для стандартной схемы ГВБ. Исходя из этого можно предсказать обусловленные шумами дрейфы на уровне 2 – $4 \cdot 10^4$ °/ч.

Недостатками ГВБ являются ограниченное временем пролета атомов быстродействие и наличие «мертвого» времени, требующегося для подготовки и запуска атомов. Ниже мы рассмотрим способы решения этой проблемы. С большей длительностью пролета связан и чрезвычайно малый динамический диапазон.

Кроме того, к недостаткам ГВБ в их классическом варианте следует отнести также их высокую чувствительность к вибрациям и ускорениям, значительные габариты (порядка 1 м 3) и вес, жесткие требования к уровню вакуума, стабильности магнитного поля и параметрам лазерного излучения и в результате предельно высокую стоимость. Пока все эти сложности не будут преодолены, ГВБ останутся лабораторными и демонстрационными устройствами.

Современные схемы ГВБ

В настоящее время разработкой интерферометров на холодных атомах занимаются десятки групп во всем мире. В этот разделе мы кратко упомянем только те работы, которые содержат принципиально новые решения.

Современный этап развития гироскопии на волнах де Бройля начался в 2006 году с работы [25]: в Национальной метрологической и испытательной лаборатории – Департаменте систем отсчета точного времени Парижской обсерватории (LNE-SYRTE) был создан первый полноценный шестиосевой инерциальный блок на холодных атомах. В конструкции были использованы две независимые МОЛ с цезием, располо-

женные на расстоянии 40 см друг от друга, и встречно направленные пучки атомов для одновременного измерения трех компонент ускорения и трех компонент угловой скорости. Это было реализовано за счет запуска двух встречных холодных облаков атомов, импульсно подаваемых последовательно в трех ортогональных направлениях, и применения трех пар рамановских лазеров. Траектории атомов представляли собой сильно изогнутые параболы. Время пролета составило 160 мс, достигнутая чувствительность по вращению вокруг вертикальной оси – $1,4 \cdot 10^{-7}$ рад/с/ $\sqrt{\text{Гц}}$, или $3,4 \cdot 10^{-4}$ °/ $\sqrt{\text{час}}$. Чувствительность по двум другим осям была на порядок хуже из-за перекрестного члена в (19).

В 2011 году интерферометр впервые был испытан в режиме акселерометра в параболическом полете с нулевой гравитацией на самолете Airbus A300 ZERO-G. Конструкция выдерживала ускорения до 1 g и вибрации до 10^{-2} g благодаря пьезокомпенсации [26]. В 2016 году полет был повторен уже с интерферометром на двух рабочих веществах (^{87}Rb и ^{39}K), что позволило исключить многие систематические ошибки.

Группа Эрнста Раселя (Ганновер) в 2009 году построила самый компактный на тот момент ГВБ: два МОЛ в одной вакуумной камере (10^8 атомов, 8 мК), общая длина базы – 9 мм, время интерферометрии – всего 4 мс [27]. Несмотря на короткое время $2T = 2$ мс, благодаря высокой частоте повторения чувствительность достигла $2 \cdot 10^{-4}$ рад/с/ $\sqrt{\text{Гц}}$, или 0,6 °/ $\sqrt{\text{час}}$. Это открыло возможности миниатюризации прибора без потери практической точности. Авторы подчеркивают, что за счет объединения преимуществ холодного атома (контроль запуска и траектории) и высокого потока (по аналогии с тепловыми пучками) удастся получить эффективный атомный поток.

Специалисты Лаборатории Ч. Дрейпера (США) в 2014 году создали двухосевой гироскоп с частотой измерений 60 Гц, полученной посредством чередования двух облаков и их повторного захвата в те же МОЛ [28]. Два атомных облака охлаждались в зонах ловушки, расположенных на расстоянии нескольких сантиметров друг от друга, затем запускались навстречу друг другу, и во время их полета к ним применялась рамановская последовательность для разделения и рекомбинации атомных волн. После окончания интерференционного цикла атомы улавливались в противоположной ловушке и запускались снова. Это позволило ускорить процесс охлаждения и достигнуть высокой частоты измерений – 50–100 циклов в секунду. Была заявлена чувствительность на уровне мкрад/с/ $\sqrt{\text{Гц}}$ для вращения.

В 2018 году в SYRTE был построен ГВБ, в котором было выполнено переналожение по времени атомных пучков: запуск следующего происходил, когда предыдущий пролетал всего четверть пути. В результате добились рекордной на тот момент чувствительности $3 \cdot 10^{-8}$ рад/с/ $\sqrt{\text{Гц}}$, или $7,2 \cdot 10^{-5}$ °/ $\sqrt{\text{час}}$, и дрейфа $3 \cdot 10^{-10}$ рад/с [29].

В 2019 году в Национальном институте стандартов и технологий (NIST, США) продемонстрировали [30] трехосевой гироскоп в стеклянной ячейке объемом 1 см³, в котором были задействованы одно облако атомов и точечная атомная интерферометрия (point source interferometry – PSI), предусматривающая применение последовательности рамановских импульсов к изотропно расширяющемуся облаку атомов. Поскольку область интерферометра ГВБ зависит от импульса, сообщенного атому и его начальной скорости, тепловой разброс скоростей расширяющегося облака создает множество одноатомных ГВБ, охватывающих все направления за одну операцию. Пространственные интерференционные полосы, возникающие при вращениях, отражаются в облаке на распределении населенностей сверхтонких уровней

основного состояния и регистрируются 2D-детектором изображения (матрицей). По этой интерференционной картине одновременно измеряются ускорение в направлении распространения лучей рамановского лазера и компоненты вектора вращения в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Чувствительность к вращению составила 0,033 °/с при размере датчика менее 10 см.

В 2020 году исследовательская группа NIST провела эксперимент [31], в рамках которого была создана микрофабрикованная ячейка толщиной всего 4 мм с активной откачкой до ультравысокого вакуума. Внутри этой ячейки осуществлялось ЛО атомов ^{85}Rb . Были реализованы облака порядка $\sim 6,1 \cdot 10^5$ атомов в стандартной конфигурации.

В том же 2020 году группа авторов из Университета Виргинии (США) представила [32] образец атомного АИ, основанного на удерживаемом облаке атомов ^{87}Rb в состоянии BEC (бозе-эйнштейновский конденсат) в магнитной ловушке. В отличие от классической схемы, где атомы эволюционируют в свободном падении, здесь они удерживаются в гармоническом потенциале, который заставляет их перемещаться по круговым траекториям радиусом 0,2 мм. Два атомных пакета одновременно движутся в противоположных направлениях, что обеспечивает подавление общих шумов (магнитных, вибрационных, фазовых и пр.) и выделение чистого сигнала, связанного с вращением. Использовано $\sim 10^4$ атомов ^{87}Rb , радиус орбиты составил 0,2 мм, время интерференции – 0,11 с. Время жизни конденсата BEC – около 60 с, что значительно превышает длительность одного интерферометрического цикла. Конденсатная фракция – не менее $\sim 60\%$, что соответствует температуре порядка 7 нК. Авторы полагают, что путем увеличения удерживающей ловушки (уменьшения ее частоты до ~ 2 Гц) можно увеличить радиус орбиты до ~ 1 мм. С многократным оборотом (например, 10 витков) эффективная площадь достигнет $\sim 1,3$ см², а длительность интерференционного взаимодействия ~ 5 с. При этом существует вероятность получить чувствительность, подходящую для практических инерциальных приложений.

В 2023 году сотрудники Sandia Labs предложили концепцию атомов, удерживаемых и направляемых световыми полями вдоль нанofотонного волновода, с целью создания компактных, устойчивых к внешним возмущениям ГВБ [33].

В 2025 году ученые из Университета Оклахомы [34] продемонстрировали атомный гироскоп на базе стронциевых тепловых атомов.

Очень много исследований в области ГВБ ведется в Китайской Народной Республике. Например, в 2024 году Китайская академия наук разработала компактную и термостабильную модульную лазерную систему для ГВБ, пригодную для работы вне лаборатории [35].

В Российской Федерации во ВНИИФТРИ к 2025 году был создан источник холодных атомов для гравиметра на холодных атомах [36]. Подобные работы ведутся также в Институте лазерной физики СО РАН [37] и Институте спектроскопии РАН [38].

Перспективные направления развития ГВБ

Как следует из предыдущих разделов, ГВБ, как и всем квантовым устройствам, присущи принципиальные ограничения. Обойти их нельзя, но можно использовать методы, которые позволят существенно улучшить метрологические характеристики приборов. Ниже перечислены некоторые из них.

1. Квантовые неразрушающие измерения (quantum non-demolition measurement – QND) и связанные с ними методы сжатия спиновых состояний (spin squeezing) – способ преодоления предела квантовой ошибки. Идея заключается в том, чтобы с помощью неразрушающего измерения состояния ансамбля, обычно осуществляемого посредством виртуального взаимодействия фотонов с атомами, получить коррелированное (сжатое) спиновое состояние спина, у которого флуктуации в одной измеряемой проекции уменьшены за счет увеличения двух ортогональных проекций [39]. Применение оптических высокочастотных оптических резонаторов позволяет повысить эффективность QND.
2. Передача атомам большого момента (large momentum transfer – LMT). Многофотонные последовательности рамановских импульсов увеличивают импульс отдачи, передаваемый атомам, что влечет за собой квадратичный рост площади интерферометра Саньяка. В последние годы проводились эксперименты с LMT на десятки и даже сотни $\hbar k$ [40].
3. Конденсаты Бозе–Эйнштейна (Bose-Einstein condensate – BEC) представляют собой описываемый единой волновой функцией атомный ансамбль с предельно высокой когерентностью, что упрощает управление волновыми пакетами и повышает контраст интерференции при больших временах взаимодействия. Однако тесное взаимодействие атомов в BEC приводит к систематическим ошибкам, сложностям с быстрой перезагрузкой источника атомов и на порядки повышает требования к условиям охлаждения. За последние годы разработаны мобильные источники BEC [41].
4. Для двумерного отображения распределения фазы Саньяка в пространстве (point-source atom interferometry – PSI) требуется термическое расширение атомного облака: каждый атом, медленно двигаясь от центра ловушки, интерферирует сам с собой, и его состояние регистрируется 2D-матрицей. Это дает возможность выполнять многоосевые измерения ускорений и скорости вращения за один пролет [30].
5. Метод симметризованных композитных световых импульсов (symmetrized composite-pulse interferometry – SCI) – это последовательности коротких импульсов, формирующих зеркала для атомных волн с высокой устойчивостью к флуктуациям фазы, амплитуды и неоднородности полей. SCI-схемы построены так, чтобы удерживать атомы большую часть времени в одном (а не в двух, как в стандартной схеме) внутреннем состоянии, что уменьшает воздействие шума лазерного излучения и магнитных возмущений за счет вычитания общего шума [42].
6. Замкнутые и направляемые траектории (guided wave), атомные чипы (atom chip). Идея заключается в том, чтобы не запускать облако по баллистической траектории, а направлять его по замкнутым каналам, что обеспечивает компактность, длительные периоды взаимодействия за счет удержания в волноводе, контроль над траекториями. Проблемы: систематические ошибки из-за влияния сильных полей, деполяризация, потери когерентности [43].
7. Оптические пинцеты и микроловушки (tweezers and micro-traps). Свободно летящие облака атомов заменяются атомами, локализованными в оптических микропинцетах, что дает исключительную точность позиционирования, большие интервалы наблюдения и исключительную возможность компактизации [44].

8. Интерферометры на двух и более веществах (dual species and multi-species), например $^{87}\text{Rb} + ^{39}\text{K}$, $^{85}\text{Rb} + ^{87}\text{Rb}$, позволяют одновременно в нескольких каналах измерять ускорение и скорость вращения, что обеспечивает подавление общих возмущений (в частности, вибрации) [45].
9. Применение щелочноземельных веществ, в первую очередь Sr и Yb. Их атомы имеют в энергетической структуре долгоживущие «часовые», т.е. пригодные для сверхстабильных стандартов частоты и времени, переходы, что делает их привлекательными для схем LMT [46].

Среди перспективных направлений также следует отметить гибридизацию, то есть совместное использование ГВБ с классическими инерциальными датчиками. Атомный сенсор обеспечивает долгосрочную стабильность и абсолютную шкалу, а классические сенсоры – широкую полосу частот и отсутствие «мертвого» времени [47]. Будущее ГВБ будет определяться также миниатюризацией, в частности разработкой интегрированных лазерных подсистем [48].

Таким образом, создание ГВБ с $ARW \approx 10^{-5} - 10^{-4} \text{ }^\circ/\sqrt{\text{ч}}$ и дрейфами $\approx 10^{-4} \text{ }^\circ/\text{ч}$ в принципе возможно, но на этом пути возникает множество трудностей. Во-первых, с помощью всего одного ГВБ невозможно отделить сигналы ускорения от сигналов вращения – для этого нужны два устройства со встречными пучками. Во-вторых, дискретность запуска–считывания и длительность пролета атомов ограничивают быстродействие и динамический диапазон прибора, причем значительную часть рабочего цикла занимает «мертвое» время. В-третьих, один ГВБ, точнее пара противонаправленных, в простейшем базовом варианте измеряет скорость вращения всего вокруг одной оси. В-четвертых, ГВБ предельно чувствителен к вибрациям и к вариациям магнитного поля. Методы устранения некоторых из этих проблем были упомянуты выше, решения остальных еще предстоит найти.

Заключение

В настоящем обзоре кратко рассмотрены физические принципы функционирования двух основных классов гироскопов, основанных на принципах квантовой оптики, – ЯМГ и ГВБ. Эти устройства, помимо общих принципов оптической накачки и детектирования, объединяет то, что они находятся в стадии разработки и пока существуют только их экспериментальные образцы. Вместе с тем эти гироскопы относятся к разным навигационным классам. ЯМГ представляют собой потенциально относительно дешевые миниатюрные устройства тактического класса, устойчивые к ускорениям и вибрациям. В то же время от ГВБ при длительном применении ожидается точность значительно более высокая, чем у лучших лазерных и механических гироскопов, но при этом на сегодняшний день это тяжелые, громоздкие и чрезвычайно дорогие устройства с длинным списком эксплуатационных недостатков.

Тем не менее уже были продемонстрированы сверхкомпактные версии ЯМГ, а ГВБ используются в лабораторных условиях как высокоточные измерительные инструменты для нужд метрологии и фундаментальных физических исследований. Гравиметры на холодных атомах – те же интерферометры, применяемые для измерения ускорения/гравитации, – присутствуют на рынке и прошли проверку запуском в космос в автономном режиме. Подводя итоги, отметим, что мы находим-

ся на пороге создания навигационных устройств на основе квантовой оптики, однако, как скоро удастся преодолеть этот порог, остается полнейшей тайной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kastler, A., Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique, *J. Phys. Radium*, 1950, vol. 11, no. 6, pp. 255–265, doi:10.1051/jphysrad:01950001106025500.
2. Bitter, F., The optical detection of radiofrequency resonance, *Physical Review. APS*, 1949, vol. 76, no. 6, p. 833.
3. Allan, D.W., Ashby, N., Hodge, C.C., *The Science of Timekeeping*, Hewlett Packard, 1997.
4. Вершовский А.К., Литманович Ю.А., Пазгалева А.С., Пешехонов В.Г. Гироскоп на ядерном магнитном резонансе: предельные характеристики // Гироскопия и навигация. 2018. Т. 26, №1. С. 55–80. DOI:10.17285/0869-7035.2018.26.1.055-080.
5. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия: общие вопросы спектроскопии. Москва, 2012. 240 с. <https://urss.ru/cgi-bin/db.pl?lang=Ru&lang=ru&page=Book&id=734>.
6. Happer, W., Optical Pumping, *Rev. Mod. Phys.*, 1972, vol. 44, no. 2, pp. 169–249, doi:10.1103/RevModPhys.44.169.
7. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. Москва: Наука, 1972.
8. Aleksandrov, E.B., Vershovskii, A.K., Modern radio-optical methods in quantum magnetometry, *Physics-Uspekhi*, 2009, vol. 52, no. 6, pp. 573–601, doi:10.3367/UFNe.0179.200906f.0605.
9. Happer, W., Miron, E., Schaefer, S., Schreiber, D., van Wijngaarden, W.A., Zeng, X., Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms, *Phys. Rev. A*, 1984, vol. 29, no. 6, pp. 3092–3110, doi:10.1103/PhysRevA.29.3092.
10. Savage, P.G., Strapdown Inertial Navigation Integration Algorithm Design, AIAA, 2000.
11. Walker, T.G., Larsen, M.S., Spin-Exchange-Pumped NMR Gyros, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2016, vol. 65, pp. 373–402, doi:10.1016/bs.aamop.2016.04.002.
12. Sorensen, S.S., Thrasher, D.A., Walker, T.G., A Synchronous Spin-Exchange Optically Pumped NMR-Gyroscope: 20, *Applied Sciences*, 2020, vol. 10, no. 20, p. 7099, doi:10.3390/app10207099.
13. Petrov, V.I., Pazgalev, A.S., Vershovskii, A.K., Isotope shift of nuclear magnetic resonances in ^{129}Xe and ^{131}Xe caused by spin-exchange pumping by alkali metal atoms, *IEEE Sensors Journal*, 2019, p. 1–1, doi:10.1109/JSEN.2019.2945002.
14. Vershovskii, A.K., Petrov, V.I., Modeling of the Dimensional Dependence of NMR Isotope Shift in Xenon, *Gyroscopy and Navigation*, 2020, vol. 11, no. 3, pp. 198–205, doi:10.1134/S2075108720030086.
15. Petrov, V.I., Vershovskii, A.K., The Isotope Shift Suppression in NMR-based Balanced Quantum Rotation Sensor, *Gyroscopy and Navigation*, 2022, vol. 13, no. 2, pp. 82–87, doi:10.1134/S2075108722020079.
16. Grundmann, M., *Kramers-kronig relations. The physics of semiconductors: an introduction including nanophysics and applications*, Springer, 2010, pp. 775–776.
17. Александров Е.Б. Квантовые биения резонансной люминесценции при возбуждении модулированным светом // Оптика и спектроскопия. 1963. Т. 14. № 3. С. 436–438.
18. Соколов Ю.Л. Интерференция $2P_{1/2}$ -состояния атома водорода // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1972. Т. 63. С. 461–466.
19. Keith, D.W., Ekstrom, C.R., Turchette, Q.A., Pritchard, D.E., An interferometer for atoms, *Physical Review Letters*, 1991, vol. 66, no. 21, pp. 2693–2696, doi:10.1103/PhysRevLett.66.2693.
20. Phillips, W.D., Laser cooling and trapping of neutral atoms, *Reviews of Modern Physics*, 1998, vol. 70, no. 3, pp. 721–741, doi:10.1103/RevModPhys.70.721.
21. Wieman, C.E., Pritchard, D.E., Wineland, D.J., Atom cooling, trapping, and quantum manipulation, *Reviews of Modern Physics*, 1999, vol. 71, no. 2, pp. S253–S262, doi:10.1103/RevModPhys.71.S253.
22. Балыкин В.И., Летохов В.С., Миногин В.Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения // Успехи физических наук. 1985. Т. 147. № 1. С. 117–156.
23. Cornell, E.A., Wieman, C.E., Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments, *Reviews of Modern Physics. APS*, 2002, vol. 74, no. 3, p. 875.
24. Bordé, C.J., Atomic interferometry with internal state labelling, *Physics Letters A*, 1989, vol. 140, no. 1–2, pp. 10–12, doi:10.1016/0375-9601(89)90537-9.

25. Canuel, B., Leduc, F., Holleville, D., Gauguier, A., Fils, J., Virdis, A., Clairon, A., Dimarcq, N., Bordé, Ch.J., Landragin, A., Bouyer, P., Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry, *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2006, vol. 97, no. 1, p. 010402, doi:10.1103/PhysRevLett.97.010402.
26. Geiger, R., Ménot, V., Stern, G., Zahzam, N., Cheinet, P., Battelier, B., Villing, A., Moron, F., Lours, M., Bidel, Y., Bresson, A., Landragin, A., Bouyer, P., Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry, *Nature Communications*, 2011, vol. 2, no. 1, p. 474, doi:10.1038/ncomms1479.
27. Müller, T., Gilowski, M., Zaiser, M., Berg, P., Schubert, Ch., Wendrich, T., Ertmer, W., Rasel, E.M., A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium, *The European Physical Journal D*, 2009, vol. 53, no. 3, pp. 273–281, doi:10.1140/epjd/e2009-00139-0.
28. Dickerson, S.M., Hogan, J.M., Sugarbaker, A., Johnson, D.M.S., Kasevich, M.A., Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry, *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2013, vol. 111, no. 8, p. 083001, doi:10.1103/PhysRevLett.111.083001.
29. Savoie, D., Altorio, M., Fang, B., Sidorenkov, L., Geiger, R., Landragin, A., Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements, *Science advances. American Association for the Advancement of Science*, 2018, vol. 4, no. 12, p. eaau7948.
30. Chen, Y.-J., Hansen, A., Hoth, G.W., Ivanov, E., Pelle, B., Kitching, J., Donley, E.A., Single-Source Multiaxis Cold-Atom Interferometer in a Centimeter-Scale Cell, *Phys. Rev. Appl. American Physical Society*, 2019, vol. 12, no. 1, p. 014019, doi:10.1103/PhysRevApplied.12.014019.
31. McGilligan, J.P., Moore, K.R., Dellis, A., Martinez, G., de Clercq, E., Griffin, P., Arnold, A., Riis, E., Boudot, R., Kitching, J., Laser cooling in a chip-scale platform, *Applied Physics Letters, AIP Publishing*, 2020, vol. 117, no. 5.
32. Moan, E.R., Horne, R.A., Arpornthip, T., Luo, Z., Fallon, A.J., Berl, S.J., Sackett, C.A., Quantum Rotation Sensing with Dual Sagnac Interferometers in an Atom-Optical Waveguide, *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2020, vol. 124, no. 12, p. 120403, doi:10.1103/PhysRevLett.124.120403.
33. Lee, J.G. et al., A Low-Power Evanescent Field Atom Guide Based on Nanofiber Testbeds for Chip-Scale Quantum Inertial Sensors, *Physical Review Applied*, 2023, vol. 20, p. 034056, doi:10.1103/PhysRevApplied.20.034056.
34. Kraft, L.A., Haskins, Z.R., Hutson, A.D., Prajapati, Y., Anderson, D.A., Kornack, T.W., Clark, B.J., Phase modulation detection of a strontium atom interferometer gyroscope, *Physical Review A*, 2025, vol. 111, no. 5, p. 053302, doi:10.1103/PhysRevA.111.053302.
35. Sun, C., Lu, S.-B., Jiang, M., Yao, Z.-W., Li, S.-K., Zhan, M.-S., Highly stable modular-assembled laser system for a dual-atom-interferometer gyroscope, *Optics Express*, 2024, vol. 32, no. 15, pp. 26789–26804, doi:10.1364/OE.528345.
36. Osipenko, G.V., Aleynikov, M.S., Pashkova, J.V., Donchenko, S.I., Laser optical system of a rubidium cold-atom interferometer, *Measurement Techniques*, 2025, vol. 68, no. 1, pp. 26–32, doi:10.1007/s11018-025-02421-6.
37. Капуста Д.Н., Бонерт А.Э., Гончарова А.Н., Адамов К.Н., Прудников О.Н., Тайченачев А.В. Интерференция ультрахолодных атомов ^{87}Rb в квантовом гравиметре // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2025. Т. 168. № 7. С. 47–66.
38. Афанасьев А.Е., Скакуненко П.И., Быкова Д.В., Калмыков А.С., Балыкин В.И. Атомный чип // Успехи физических наук. 2024. Т. 194. № 11. С. 1146–1158.
39. Cox, K.C., Greve, G.P., Wu, B., Thompson, J.K., Spatially homogeneous entanglement for matter-wave interferometry created with time-averaged measurements, *Physical Review A. American Physical Society (APS)*, 2016, vol. 94, no. 6, doi:10.1103/physreva.94.061601.
40. Kirsten-Siemß, J.-N., Fitzek, F., Schubert, C., Rasel, E.M., Gaaloul, N., Hammerer, K., Large-Momentum-Transfer Atom Interferometers with $\mu\text{-rad}$ -Accuracy Using Bragg Diffraction, *Physical Review Letters. American Physical Society (APS)*, 2023, vol. 131, no. 3, doi:10.1103/physrevlett.131.033602.
41. Becker, D., Lachmann, M.D., Seidel, S.T., Ahlers, H., et al., Space-borne Bose-Einstein condensation for precision interferometry, *arXiv preprint*, 2018, <https://arXiv.org/abs/1806.06679>.
42. Berg, P., Abend, S., Tackmann, G., Schubert, C., Giese, E., Schleich, W.P., Narducci, F.A., Ertmer, W., Rasel, E.M., Composite-Light-Pulse Technique for High-Precision Atom Interferometry, *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2015, vol. 114, no. 6, p. 063002, doi:10.1103/PhysRevLett.114.063002.
43. Helm, J.L., Billam, T.P., Rakonjac, A., Cornish, S.L., Gardiner, S.A., Spin-Orbit-Coupled Interferometry with Ring-Trapped Bose-Einstein Condensates, *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2018, vol. 120, no. 6, p. 063201, doi:10.1103/PhysRevLett.120.063201.

44. Nemirovsky, J., Weill, R., Meltzer, I., Sagi, Y., Atomic interferometer based on optical tweezers, *Phys. Rev. Res. American Physical Society*, 2023, vol. 5, no. 4, p. 043300, doi:10.1103/PhysRevResearch.5.043300.
 45. Barrett, B., Antoni-Micollier, L., Chichet, L., Battelier, B., Lévêque, T., Landragin, A., Bouyer, P., Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness, *Nature Communications*, 2016, vol. 7, no. 1, p. 13786, doi:10.1038/ncomms13786.
 46. Frye, K., Abend, S., Bartosch, W. et al., The Bose-Einstein Condensate and Cold Atom Laboratory, *EPJ Quantum Technol.*, 2021, vol. 8, article no. 1, doi 10.1140/epjqt/s40507-020-00090-8.
 47. Lautier, J., Merlet, S., Léonard, J., Landragin, A., Chaibi, W., Pereira Dos Santos, F., Hybridizing matter-wave and classical accelerometers, *Applied Physics Letters*, 2014, vol. 105, no. 14, p. 144102, doi:10.1063/1.4897358.
 48. Greve, G.P., Luo, C., Wu, B., and Thompson, J.K., Entanglement-enhanced matter-wave interferometry in a high-finesse cavity, *Nature*, 2022, vol. 610, p. 472–477, doi 10.1038/s41586-022-05197-9.
-

Vershovskii, A.K. (Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg)

Gyroscopes Based on Quantum Optics, *Гироскопия и Навигация*, 2026, vol. 34, no. 2 (133), pp. 97–127.

Abstract. This review examines the fundamental physical principles of gyroscopic devices based on quantum optics: nuclear magnetic resonance gyroscopes and matter (de Broglie) waves gyroscopes, i.e., atomic interferometers based on laser-cooled atoms.

Key words: quantum optics, gyroscopy, nuclear magnetic resonance, optically detected magnetic resonance (ODMR), optical pumping, matter waves, laser cooling, atomic interferometer.

Материал поступил 26.04.2026