

А. С. ВОРОНОВ, Б. С. РИВКИН

ГИРОСКОП НА ВОЛНАХ ДЕ БРОЙЛЯ. ПРОСТО О СЛОЖНОМ

В настоящей статье излагаются принципы работы гироскопического прибора нового типа – гироскопа на волнах де Бройля. Описаны основные узлы чувствительного элемента такого гироскопа – атомного интерферометра, обсуждаются технические проблемы его создания. Статья рассчитана на читателей, не обладающих глубокими познаниями в области квантовой физики.

Ключевые слова: эффект Саньяка, гироскоп на волнах де Бройля, атомный интерферометр, магнитооптическая ловушка, «лазерный веник», возбуждение Рамана.

Введение

В течение более 150 лет механическим гироскопам (первый такой прибор был изобретен еще в 1802 г. Иоганном Боненбергером (Johann Bohnenberger, [1]), не было альтернативы. Создавались они на основе законов классической механики Ньютона, широко изучавшихся в университетах.

Лишь в 60-х годах XX века, ознаменовавшихся бурным развитием лазерной техники, специалистам в области инерциальных технологий удалось воспользоваться эффектом Саньяка (Sagnac), открытым еще в 1913 г. [2, 3]. В соответствии с ним во вращающемся кольцевом интерферометре, где распространяются электромагнитные волны, обнаруживается фазовый сдвиг интерференционной картины, позволяющий оценить угловую скорость объекта, на котором установлен прибор, относительно инерциальной системы отсчета.

Воспользовавшись этим эффектом, на базе оптических интерферометров в 1963 г. американские ученые В. Мацек (V. Masek) и Д. Дэвис (D. Davis) создали лазерный гироскоп [4], а в 1976 г. В. Вали (V. Vali) и Р.У. Шортхилл (R.W. Shorthill) – волоконно-оптический [5].

И если с пониманием принципов работы механического гироскопа того или иного типа, как правило, не возникало особых трудностей, то при интерпретации эффекта Саньяка было сломано немало копий. Лишь со временем удалось показать, что он является следствием релятивистского закона сложения скоростей [6]. Последнее отнюдь не очевидно для гироскопистов, чье образование базируется на классической механике.

С еще большими трудностями они столкнулись позднее, когда стали появляться статьи о гироскопе на волнах Луи де Бройля (ГВБ), называемом также гироскопом на волнах материи, гироскопом на холодных атомах или просто атомным гироскопом.

Воронов Александр Сергеевич. Кандидат технических наук, научный сотрудник, ООО «КРАВТ»; доцент, Университет ИТМО (С.-Петербург). ORCID 0000-0002-5003-1097.

Ривкин Борис Самуилович. Кандидат технических наук, начальник Центра компетенций в области навигации, АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор» (С.-Петербург). Член правления Международной ассоциации институтов навигации (IAIN). Действительный член международной общественной организации «Академия навигации и управления движением».

Толчком для его создания послужило высказанное де Бройлем в 1924 г. (и подтвержденное впоследствии экспериментально) предположение о том, что всем без исключения видам материи: электронам, протонам, атомам и т.д. – присущ корпускулярно-волновой дуализм, т.е. любой микрообъект проявляет свойства как частицы, так и волны [7, 8]. Тогда, построив интерферометр не на оптическом излучении, где роль «рабочего тела» играют фотоны, а на атомах, мы в силу эффекта Саньяка опять же получим датчик угловой скорости. При этом публикации последних лет показывают неиллюзорную возможность создания ГВБ, потенциально способного стать самым точным измерителем угловой скорости. Так, теоретически ГВБ может иметь уход на 10-11 порядков меньше, чем существующие оптические гироскопы, наилучшие образцы которых обладают уходом на уровне $10^{-3} \dots 10^{-4}$ град/час [9]. Указанный выигрыш в уходе справедлив при эквивалентности площадей и соотношений «сигнал–шум» для оптического и атомного интерферометра. В реальности отношение в точности приборов будет меньше – 3-4 порядка, что, тем не менее, является существенным.

Статьи по ГВБ пишутся, как правило, специалистами в области квантовой физики, которые редко заботятся о том, чтобы их работы были понятны неопитам в этой области. Именно поэтому авторы поставили перед собой задачу описать работу атомного интерферометра (АИ) в максимально доступной форме, постаравшись рассказать обо всех процессах, протекающих в его составных частях.

Принцип действия АИ

Простейший АИ может быть построен с использованием идеи оптического интерферометра Маха–Цендера (Mach–Zehnder), принципиальная схема которого изображена на рис. 1 [10].

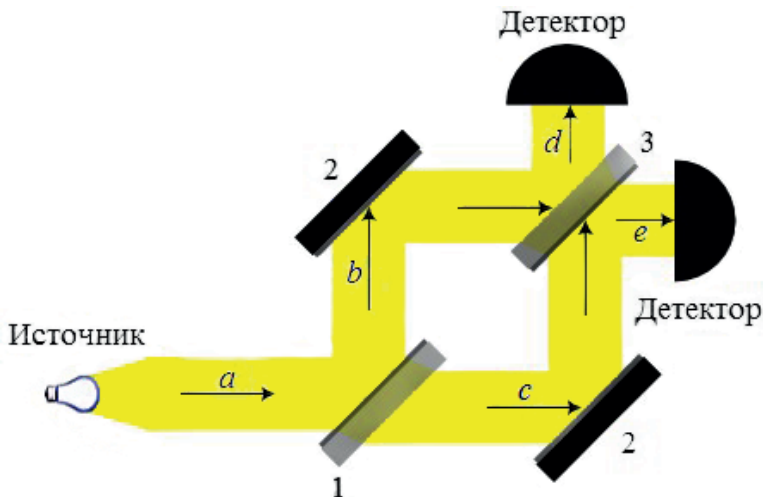


Рис. 1. Схема работы интерферометра Маха–Цендера

Луч света a , проходя через полупрозрачную пластину 1, расщепляется на два луча b и c . За счет наложения лучей b и c , отраженных от зеркал 2 и прошедших через полупрозрачную пластину 3, в лучах d и e возникает интерференция, фиксируемая детекторами.

Рассмотрим принцип действия АИ (см. рис. 2).

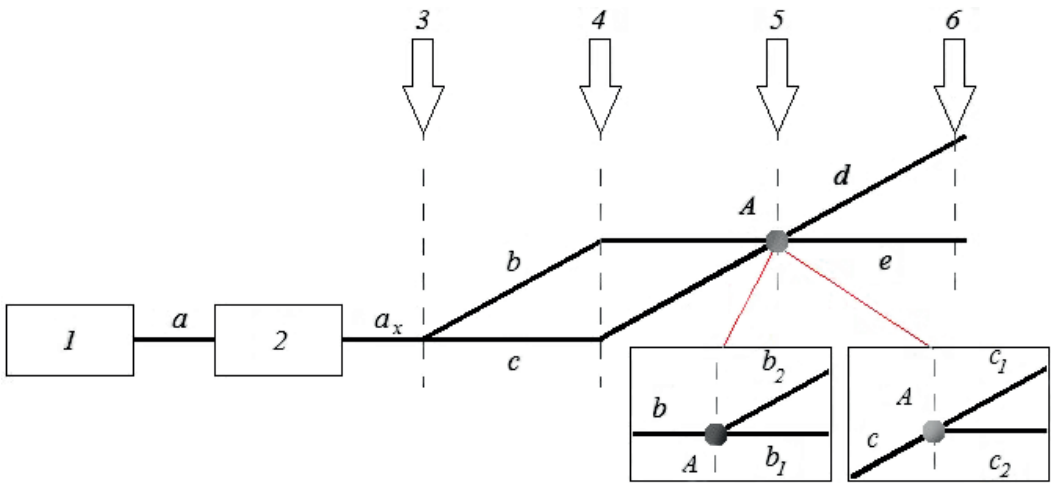


Рис. 2. Схема работы атомного интерферометра:
 1 – источник атомов; 2 – зона подготовки атомного пучка; 3–5 – лазерное излучение; 6 – детектор

Источник атомов

В качестве источника атомов *I* используется подогреваемая ячейка с коллиматором в виде пары отверстий, сопла или трубки-капилляра и размещенным внутри ячейки рабочим материалом. При нагревании ячейки до температуры испарения рабочего материала последний переходит в газообразную форму. Атомы газа хаотично распределяются внутри ячейки и беспорядочно сталкиваются с ее стенками, пока не «находят» коллиматор, после чего вылетают из ячейки в виде пучка *a*.

Вылетевшие атомы можно рассматривать как волну де Бройля, длина которой λ_{dB} определяется из равенства [7, 8]

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mV}, \quad (1)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка;

m – масса атома;

V – скорость атома вдоль выделенного направления.

Наиболее вероятная скорость пучка атомов V , вылетевших из источника атомов *I*, определяется их скоростью теплового движения [11]

$$V = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (2)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К⁻¹ – постоянная Больцмана;

T – температура ансамбля атомов.

Подставив (2) в (1), получим зависимость длины волны де Бройля от температуры атомов:

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2kmT}}. \quad (3)$$

Рассмотрим для примера атом водорода, масса которого $m = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. В соответствии с (3) при комнатной температуре его длина волны составляет около 10^{-10} м, что на три порядка меньше длины волны видимого света ($4,2 \dots 7,6 \cdot 10^{-7}$ м). Соответственно, для детектирования фазового сдвига интерференционной картины в АИ необходимо обеспечить точность измерений по крайней мере на три порядка выше, чем это требуется в оптических интерферометрах, что на сегодня недостижимо или чрезвычайно затруднительно.

Решение этой проблемы может быть получено при увеличении длины волны де Бройля за счет применения, как это следует из (3), более тяжелых или охлажденных атомов. Но если масса самого тяжелого атома превосходит массу атома водорода всего на два порядка, то процедура охлаждения потенциально позволяет добиться бóльшего эффекта. Так, если охладить атомы до температуры порядка сотен микрокельвинов (что на 6 порядков меньше комнатной температуры), то длина волны того же атома водорода будет сопоставима с длиной волны фотона. Именно по этому пути и пошли разработчики АИ, в силу чего ГВБ и получил свое второе название – гироскоп на холодных атомах. Охлаждение атомов осуществляется в зоне подготовки атомов 2 (см. рис. 2).

Подготовка атомного пучка

Подготовка атомного пучка заключается в его охлаждении за счет торможения атомов фотонами света. С этой целью в зоне 2 атомы подвергаются воздействию лазерного излучения, при этом они поглощают фотоны света и переходят в возбужденное энергетическое состояние.

Энергетическое состояние – своего рода «ярлык» атома, характеризующий его свойства. У любого атома имеется одно (основное) невозбужденное состояние с минимумом внутренней энергии и бесконечно много возбужденных. При этом энергетические уровни атома могут принимать только определенные фиксированные значения, и атом может перейти в некоторое возбужденное состояние лишь тогда, когда энергия поглощенного фотона равна энергии, обеспечивающей переход атома из основного энергетического состояния в соответствующее возбужденное. Эта энергия равна разности между энергиями возбужденного и основного состояний атома.

Пусть атом имеет импульс P_a в определенном направлении, характеризующий его скорость и направление движения. Если навстречу атому направить фотон (см. рис. 3, а), энергия которого обеспечит переход атома из основного состояния в возбужденное, то атом, поглотив фотон, изменит свой импульс на величину импульса фотона P_ϕ (рис. 3, б). Это обеспечит некоторое торможение атома. В возбужденном состоянии атом находится некоторое время (обычно порядка наносекунд), после чего испускает только что захваченный фотон в случайном направлении. При этом импульс атома снова изменится на величину импульса фотона, однако теперь направление этого импульса неизвестно. Обозначим этот импульс как P_ϕ^* (см. рис. 3, в).

Так как направление испускания фотона произвольно, атом может как ускоряться (и в предельном случае, когда это направление совпадает с направлением движения фотона при захвате, снова обладать первоначальным импульсом P_a), так и дополнительно тормозиться (иметь в предельном случае импульс $P_a - 2P_\phi$, когда направления движения фотона при захвате и вылете противоположны). Для осуществления

торможения (охлаждения) эта процедура возбуждения атома с последующим испусканием фотона многократно повторяется, и по прошествии N циклов «возбуждение–испускание» атом будет иметь импульс $P_a - NP_\phi + NP_\phi^*$. В силу случайности направления вылета фотона суммарный вклад в изменение импульса атома всех испускаемых фотонов с импульсом P_ϕ^* при большом N практически нивелируется по сравнению с NP_ϕ , а атом теряет суммарный импульс NP_ϕ и в итоге тормозится.

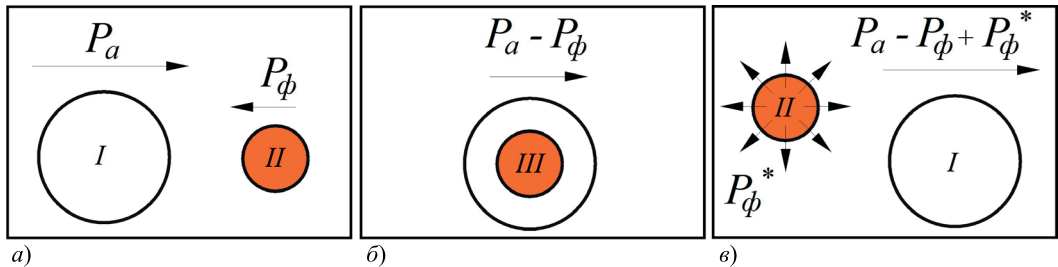


Рис. 3. Принцип лазерного торможения:
 I – атом в основном состоянии; II – фотон;
 III – атом в возбужденном состоянии;

P_a – импульс атома; P_ϕ – импульс фотона; P_ϕ^* – импульс фотона, испущенного атомом в случайном направлении

Таким образом, если фотоны лазерного излучения направить навстречу движению пучка атомов, то атомы будут замедляться и, в силу (2), охлаждаться.

Используя три пары взаимно перпендикулярных встречных лазерных лучей, можно, регулируя частоты лазеров, замедлить (охладить) атомы по всем линейным координатам [12].

Вместе с тем лазерное излучение обычно не способно охладить атомы до желаемой температуры (сотни микрокельвинов) в силу следующей причины. Как было описано выше, за один цикл «поглощение–испускание» атом в среднем изменяет свой импульс на величину P_ϕ , зависящую от частоты лазерного излучения, возбуждающего атом. Например, атом натрия за один цикл «поглощение–испускание» изменяет свою скорость примерно на 0,03 м/с. Так как его скорость при комнатной температуре равна примерно 10^3 м/с, оказывается, что для достижения требуемых скоростей порядка сантиметров в секунду необходимо не менее 10^4 циклов «поглощение–испускание» [13].

Чтобы добиться такого числа циклов, необходим относительно длительный промежуток времени (например, около 1 мс при интенсивности резонансного излучения 2 мВт/см²). За это время атомы могут переместиться на значительное расстояние (до полуметра), что обычно не представляется возможным из-за габаритов АИ. В связи с этим в АИ реализуется другая процедура.

В процессе охлаждения атомов их скорость уменьшается. Следовательно, в силу эффекта Доплера при постоянной частоте лазерного излучения будет уменьшаться и доплеровский сдвиг частоты при взаимодействии пары «атом–фотон», а значит, будет уменьшаться и энергия, поглощаемая атомами. Когда доплеровский сдвиг частот достигнет значения, при котором лазерное излучение уже не будет резонансным, атом не будет способен возбуждаться за счет поглощения фотонов. Иначе говоря, чем больше будут охлаждаться атомы, тем менее эффективным будет лазерное охлаждение, и в итоге фотоны окажутся неспособными перевести атомы в другое

(возбужденное) энергетическое состояние, а значит, не будут инициироваться циклы «поглощение–испускание», и процесс охлаждения прерывается. Следовательно, для его возобновления необходимо устранить нежелательный эффект, вызываемый доплеровским сдвигом частоты.

Для этого можно воспользоваться эффектом Зеемана, в соответствии с которым в магнитном поле происходит изменение энергетических уровней атома и, как следствие, изменяется требуемая для возбуждения атома энергия [14, 15].

Значит, этим процессом можно управлять. Если так, то при формировании области, в которой магнитное поле изменяется таким образом, чтобы компенсировать изменение доплеровского сдвига частоты при взаимодействии пары «атом–фотон», лазерное охлаждение не потеряет своей эффективности и процесс торможения атомов продолжится.

Это достигается за счет применения магнитных катушек, располагающихся симметрично относительно некоторого центра – точки пересечения лазерных лучей. Катушки создают неоднородное магнитное поле, величина которого равна нулю в центре и возрастает по мере удаления от него. Это поле создает зеемановское изменение атомных энергетических уровней, которое также варьируется по мере удаления от центра. При этом параметры магнитного поля настраиваются таким образом, чтобы при движении атома между катушками естественное при охлаждении, а значит и торможении, уменьшение доплеровского сдвига частоты сопровождалось соответствующим уменьшением разности между основным энергетическим уровнем атома и возбужденным. Понятно, что в этом случае увеличивается количество циклов «поглощение–испускание», обеспечивающее охлаждение атомов до нужной температуры.

В результате происходит следующее: атом, покидая центр, попадает в место, где доплеровский сдвиг компенсируется зеемановским магнитным сдвигом уровней. Это вызовет поглощение фотона только от того лазерного луча, который возвращает атом в центр. Этот процесс можно интерпретировать как пружинный маятник, в котором лазерные лучи являются пружинами, атом – грузом, а точка с минимумом энергии – точкой равновесия маятника.

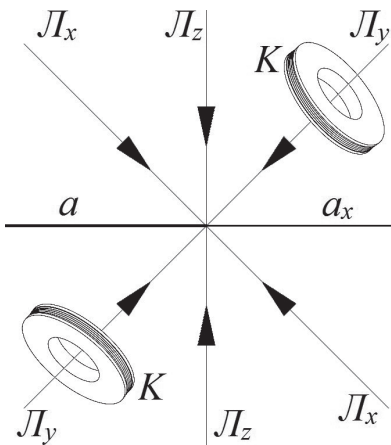


Рис. 4. Схема магнитооптической ловушки:
 a – атомный пучок до охлаждения;
 a_x – атомный пучок после охлаждения;
 L_x, L_y, L_z – лазерное излучение;
 K – магнитные катушки

Комбинация лазерных лучей и магнитных катушек образует магнитооптическую ловушку (МОЛ) (см. рис. 4). В результате комплексного воздействия лазерных лучей и магнитных катушек атомы a , вылетевшие из источника атомов I , охлаждаются в МОЛ до температуры порядка десятков-сотен микрокельвинов и вылетают из нее в пучке a_x со скоростью порядка сантиметров в секунду в основном энергетическом состоянии.

Тем не менее даже при условии, что все атомы a_x находятся в основном (невозбужденном) состоянии, для них существует небольшое – *сверхтонкое* – различие на энергетическом уровне. Если представить, что внутреннее состояние атома характеризуется цветом, то сверхтонкое состояние атома – его оттенком. В результате у некоторых атомов основное состояние, задаваемое, напри-

мер, красным цветом, может характеризоваться несколькими сверхтонкими, описываемыми соответственно бордовым или малиновым оттенками. Так, например, у атомов щелочных металлов и водорода основное состояние имеет два сверхтонких подуровня.

Для дальнейшей работы с атомным пучком необходимо, чтобы все атомы находились в одном энергетическом состоянии, ибо иначе манипуляции с атомами (а для работы АИ необходимо, как это следует из схемы на рис. 2, разделить и затем свести атомные пучки) будут затруднительны, так как каждое энергетическое состояние требует индивидуального подхода. Следовательно, необходимо атомный пучок a_x «просеять» таким образом, чтобы во всем ансамбле его атомов оставить только частицы одного энергетического состояния, а остальные атомы смести своеобразным «веником», называемым обычно селектором атомных состояний.

Для просеивания атомного пучка, вылетевшего из МОЛ и состоящего, например, из атомов двух сверхтонких состояний, можно использовать процедуру, схожую с процедурой лазерного охлаждения, кратко описанную выше. Обозначим два сверхтонких состояния атома $|1\rangle$ и $|2\rangle$, а ближайшее к ним с энергетической точки зрения возбужденное состояние – $|3\rangle$. Пусть атом состояния $|1\rangle$ способен перейти в состояние $|3\rangle$, поглотив фотон с частотой ω_{13} , а атом $|2\rangle$ переходит в $|3\rangle$, поглотив фотон с частотой ω_{23} . Если лазерная система будет достаточно точно и стабильно выдавать фотоны с частотой ω_{23} , то атомы состояния $|2\rangle$ будут возбуждаться (переходить в состояние $|3\rangle$), получать импульс и изменять траекторию своего движения. Учитывая, что $\omega_{13} \neq \omega_{23}$, атомы $|1\rangle$ возбуждаться не будут и продолжат движение по исходной траектории. Что касается атомов $|2\rangle$, отклонившихся от нее под воздействием своеобразного «лазерного веника», то они покидают пучок a_x , падают на специальные пластины, являющиеся своего рода геттерами (поглотителями) атомов, и в дальнейшем не будут участвовать в работе АИ.

Такая процедура реализуется в зоне подготовки атомного пучка 2 на рис. 2, где размещены МОЛ и только что описанный «лазерный веник» (см. рис. 5). В результате в атомном пучке, содержащем на входе 2 атомы состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$, после прохождения «лазерного веника» останутся только атомы состояния $|1\rangle$.

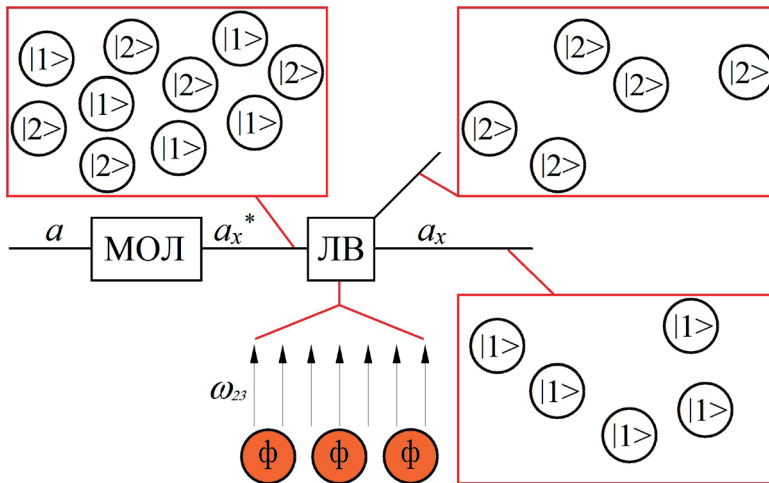


Рис. 5. Зона подготовки атомного пучка:

- a – атомный пучок вышедших из источника атомов; МОЛ – магнитооптическая ловушка;
- a_x^* – пучок холодных атомов, вышедших из МОЛ и находящихся в комбинации состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$;
- a_x – пучок холодных атомов, находящихся в состоянии $|1\rangle$; ЛВ – «лазерный веник»; Φ – фотоны

Расщепление и сведение атомного пучка

Для построения интерферометра, как это следует из рис. 1, требуется разделение охлажденного атомного пучка a_x на два пучка – b и c (см. рис. 2). Это осуществляется при использовании лазерного излучения 3 . Как уже было описано выше, с помощью лазерного излучения (фотонов) возможно изменять импульс атомов и траекторию их движения.

Рассмотрим атомы пучка a_x , вылетевшие из зоны подготовки атомов 2 и находящиеся в состоянии $|1\rangle$. Обсудим случай, когда атомы a_x способны под действием определенного лазерного излучения перейти в состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$ ($|1\rangle$ и $|2\rangle$ соответствуют сверхтонкому основному состоянию атома, а $|3\rangle$ – возбужденному). Пусть атом $|1\rangle$ одновременно с двух противоположных сторон возбуждается фотонами с частотами ω_{13}^* и ω_{23}^* , причем $\omega_{13}^* = \omega_{13} - \Delta$, а $\omega_{23}^* = \omega_{23} - \Delta$, где Δ – небольшая отстройка частот лазерного излучения от частоты, необходимой для возбуждения атома. В этом случае происходит поглощение одновременно двух фотонов и их испускание. Примечательно, что состояние $|3\rangle$ само по себе не участвует в процессе, но оно необходимо для того, чтобы атом $|1\rangle$, «пытаясь» перейти в $|3\rangle$, «сваливался» бы в $|2\rangle$, не достигнув цели. Этот объясняется наличием отстройки Δ , создающей «дефицит энергии», не позволяющий совершить переход $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$.

При поглощении атом получает импульс сразу от двух фотонов, и так как фотоны летят с противоположных сторон, то суммарный добавочный импульс обнуляется. Атом не может поглотить одновременно два фотона, поскольку нет энергетического уровня, на который атом в этом случае может перейти. В силу этого фотоны поглощаются атомом по очереди, но с минимальным временным интервалом.

При испускании происходит более интересный процесс: в отличие от испускания, описанного выше, когда фотоны вылетают в случайном направлении, после двухфотонного возбуждения оба фотона летят в одну сторону [16].

В результате атом получает импульс $2P_\phi$. Такой процесс называют возбуждением Рамана (Raman), в результате которого возможна передача импульса $2P_\phi$ в заданном направлении, что и лежит в основе технологии расщепления пучка. В отличие от лазерного охлаждения, когда встречные лазерные лучи действуют независимо, при рамановском возбуждении встречное воздействие на атом следует рассматривать как единый процесс вынужденного поглощения частоты ω_{13} и вынужденного испускания частоты ω_{23} .

Поставим задачу разделения пучка a_x на пучки b и c , содержащие для формирования интерферометра равное число атомов¹, движущихся в соответствии с рис. 2 по различным траекториям. Для этого необходимо изменить траекторию движения половины атомов, переведя 50% атомов состояния $|1\rangle$ в состояние $|2\rangle$. Пусть n – общее количество атомов в пучке a_x , который подвергнут рамановскому возбуждению. Тогда количество атомов, перешедших из состояния $|1\rangle$ в состояние $|2\rangle$ на момент времени t воздействия лазерного излучения 3 , описывается выражением

¹На самом деле каждый атом (атомный волновой пакет), когерентно расщепившись, движется одновременно по различным траекториям. При расщеплении пучка по состояниям $|1\rangle$ и $|2\rangle$ каждый атом переходит в когерентную суперпозицию состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, в каждом из которых он находится с вероятностью 50%. Данный эффект парадоксален с точки зрения классической физики и может спровоцировать недопонимание у неподготовленного читателя. По этой причине авторы, стремясь обеспечить максимальную прозрачность работы, специально вводят пусть не во всем верное, но более понятное объяснение процесса разделения атомных пучков в АИ.

$$n_{|2\rangle}(\tau) = n \sin^2\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right), \quad (4)$$

где Ω_R – частота Раби (Rabi). Очевидно, что если выбрать время возбуждения $\tau = (\pi/2) / \Omega_R$ (так называемый $\pi/2$ - импульс), то как раз половина атомов пучка a и перейдет в состояние $|2\rangle$, получив от фотонов импульс $2P_\phi$, переводящий их на новую траекторию.

Таким образом, после воздействия $\pi/2$ -импульса атомный пучок a_x расщепляется на два пучка b и c , причем атомы пучка b , находящиеся в состоянии $|2\rangle$ и получившие импульс $2P_\phi$, отклоняются от первоначальной траектории своего движения, а атомы пучка c остаются в состоянии $|1\rangle$ и продолжают лететь по траектории пучка a_x , сохранив свой первоначальный импульс (см. рис. 2).

Для замыкания схемы интерферометра, как это следует из рис. 1, необходимо пучки b и c свести в одну точку. С этой целью на них воздействуют (см. рис. 2) рамановским излучением 4 в течение времени $\tau = \pi/\Omega_R$, называемым π -импульсом. После π -импульса все атомы меняют свое состояние на противоположное: атомы b возвращаются из $|2\rangle$ в $|1\rangle$, теряя импульс, а атомы пучка c , наоборот, переходят из $|1\rangle$ в $|2\rangle$, получая его. В результате после воздействия π -импульсом оба пучка (b и c) изменяют свою траекторию и встречаются в точке A .

Наконец, в точке A атомные пучки b и c снова подвергаются воздействию рамановского излучения 5 (см. рис. 2), аналогичного излучению 3 ($\pi/2$ -импульс). В этом месте оба пучка b и c расщепляются на два – отклонившиеся от первоначальной траектории (b_2 и c_2) и не отклонившиеся (b_1 и c_1).

В результате на выходе АИ имеются два пучка d и e , содержащие атомы, прошедшие по обоим плечам интерферометра b и c . Пучок d состоит из атомов b_2 и c_1 , а пучок e – из атомов b_1 и c_2 (см. рис. 2).

Отдельно следует отметить специфику реализации АИ: если в оптических интерферометрах поток фотонов расщепляется и изменяет свою траекторию при ударе о полупрозрачные зеркала, состоящие из атомов, то в АИ поток атомов расщепляется и изменяет свою траекторию движения после попадания в световую волну, состоящую из фотонов [17]. Воздействие на атом $\pi/2$ -импульсом выполняет функции полупрозрачной пластинки в оптическом интерферометре, а излучение π -импульсом – функцию зеркала.



Рис. 6. Интерференционная картина в оптическом интерферометре. Темными и светлыми полосами показаны зоны с минимальным и максимальным количеством света, пришедшим на детектор

Интерференция волн де Бройля

В оптическом интерферометре на интерференционной картине наблюдается чередование темных и светлых полос (см. рис. 6), что объясняется чередованием зон с минимальным и максимальным количеством фотонов, пришедших на детектор.

Подобное пространственное разнесение микрочастиц наблюдается и в АИ, где уже распределение атомов создает «светлые и темные полосы».

На рис. 7 [18] показано движение облака холодных атомов, проходящего последовательно через $\pi/2$ -, π -

и снова $\pi/2$ -импульсы¹. Последний $\pi/2$ -импульс 5 необходим для наблюдения интерференции: лазерное излучение «перемешивает» атомы из пучков *b* и *c* и в результате пучки *d* и *e* содержат атомы, прошедшие по обоим плечам АИ. Обозначения на рис. 7 соответствуют обозначениям на рис. 2.

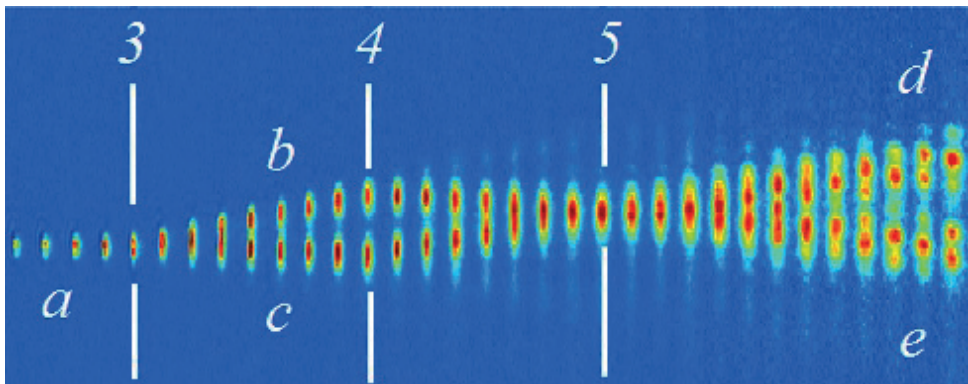


Рис. 7. Интерференция в пучках *d* и *e*

На правой части рисунка, после лазерного излучения 5, наблюдается интерференционная картина, выраженная в чередовании зон с минимальным (зеленый) и максимальным (красный) количеством атомов в пучках *d* и *e*. К сожалению, подобная картина может наблюдаться только при относительно больших (около метра) длинах интерферометра. При меньших размерах атомы просто не успевают разойтись и пары пучков *b* и *c*, *d* и *e* практически неразличимы, поэтому наблюдение их пространственного разнесения крайне затруднительно.

Для наблюдения интерференции волн де Бройля в АИ используют связь между внутренним (энергетическое состояние) и внешним (импульс) состоянием атома, что впервые было осмыслено К. Борде (Ch. Bordé) в работе [19].

Если сопоставить траекторию атомов в пучках *a*_x, *b*, *c*, *d* и *e* и их состояние, то окажется, что все получившие импульс и отклонившиеся от первоначальной траектории атомы (в пучках *b* между точками 3 и 4 и *d*) находятся в состоянии $|2\rangle$, а атомы, которые не изменяли своей траектории (в пучках *c*, *b* между точками 4 и 5 и *e*), находятся в состоянии $|1\rangle$. Это и подтверждает тот факт, что имеется однозначная связь между траекторией движения атома и его внутренним состоянием. Иначе говоря, установив траекторию движения атома, можно точно определить его состояние, и наоборот, зная его состояние, можно судить о его траектории движения.

Для наблюдения интерференционной картины в АИ необходимо определить количество атомов в пучках *d* и *e* (см. рис. 2), т.е. выявить число атомов в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$. С этой целью используется лазерное излучение 6.

Как уже было упомянуто выше, при возвращении из возбужденного состояния в основное атом испускает фотон. Возбуждение атомов $|1\rangle$ и $|2\rangle$ осуществляется лазерным излучением с разными частотами. После возбуждения и возвращения в невозбужденное состояние атомов $|1\rangle$ происходит их свечение, которое и детектируется. Количество зафиксированных фотонов и является мерой количества атомов,

¹Следует понимать, что на рис. 7 изображено схематическое и наглядное для удобства восприятия изображение, а не реальная картина эксперимента, поскольку в реальном эксперименте, как и в любом АИ, существует суперпозиция атомов, которую невозможно наблюдать, не разрушив ее.

«подсвеченных» лазером, т.е. атомов $|1\rangle$. Атомы $|2\rangle$ в этом случае не возбуждаются и, следовательно, не «светятся».

Осталось решить задачу подсвечивания атомов одного состояния (например, $|1\rangle$), не трогая другие ($|2\rangle$). Здесь реализуется процесс, схожий с «лазерным веником», описанным выше. Для этого требуется достаточно точно и стабильно выдерживать частоту лазерного излучения ω , т.к. частоты переходов ω_{13} (отвечает за переход между состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$) и ω_{23} (аналогично между $|2\rangle$ и $|3\rangle$) отличаются незначительно (величина $\omega_{12} = \omega_{13} - \omega_{23}$ на несколько порядков меньше ω_{13} и ω_{23}).

В результате с использованием частоты ω_{13} сначала определяется количество атомов $|1\rangle$, а затем и $|2\rangle$ – с применением частоты ω_{23} . Их отношение и является характеристикой интерференционной картины в АИ. Анализируя изменение этого отношения при вращении основания, на котором установлен АИ, можем судить об угловой скорости объекта.

Как и в оптическом интерферометре, результат интерференции АИ зависит от разности длин путей, проделанных частицами (фотонами в оптическом и атомами в АИ). Разность фаз двух плеч интерферометра $\Delta\phi_{АИ}$ однозначно определяет результат интерференции и вычисляется из [20]:

$$\Delta\phi_{АИ} = \frac{4\pi E}{hc^2} \cdot A \cdot \Omega_x + k_{eff} \cdot a_x \cdot T^2 - k_{eff} \cdot (\Omega \times a)_x \cdot T^3, \quad (5)$$

где $E = mc^2$ – энергия частицы;

A – площадь контура АИ;

Ω – вектор абсолютной угловой скорости;

k_{eff} – волновой вектор рамановских лучей;

c – скорость света в вакууме;

a – вектор абсолютного ускорения основания, на котором установлен АИ;

T – время пролета атомов между $\pi/2$ -импульсами;

x – измерительная ось АИ, направленная перпендикулярно плоскости контура АИ.

Первое слагаемое (5) отвечает за чувствительность к угловой скорости АИ, второе – к ускорению. Третий член – перекрестный. Таким образом, АИ фиксирует помимо угловой скорости и ускорение, а ГВБ является также и акселерометром. И если в оптических интерферометрах роль ускорения нивелируется в связи с малым значением времени T (в вакууме плечо в 1 м фотоны преодолевают примерно за $3 \cdot 10^{-9}$ с), то для АИ это критично (то же расстояние в 1 м холодные атомы пролетят за 10^0 – 10^1 с). Таким образом, ускорение (в том числе и гравитационное) вызывает систематическую погрешность при определении скорости вращения и для прецизионных измерений этот факт является критическим, ограничивающим точность ГВБ.

Важно отметить, что формула (5) характеризует содержание выходного сигнала вдоль измерительной оси АИ, перпендикулярной плоскости, образованной движением атомов (контур интерферометра). Очевидно, что для использования АИ как измерителя угловой скорости следует парировать влияние второго и третьего слагаемых, что может быть сделано лишь в составе трех АИ и триады акселерометров.

Для устранения влияния второго слагаемого из уравнения (5) существует альтернативный способ – применение двух встречных атомных пучков. При вычитании полученных сигналов друг из друга вклад второго слагаемого обнуляется, но таким образом вклад третьего слагаемого нивелировать не удастся. Для устранения по-

грешностей, неминуемо возникающих при вибрациях, разработан ряд методов [21], адаптируемых к различным условиям эксплуатации. При этом окончательно проблема не решена и создание ГВБ, способного работать на подвижном основании, требует дополнительных исследований и экспериментов.

Наконец пришла пора затронуть вопрос выбора рабочего материала, атомы которого используются в АИ. Важно отметить, что все элементы АИ выбираются и настраиваются для конкретного материала, и именно его выбор в максимальной степени определяет сложность и стоимость конструкции. Как было описано выше, над атомами производится ряд манипуляций с использованием лазерного излучения – охлаждение, разделение атомных пучков и детектирование. Следовательно, предъявляемые к используемой лазерной системе требования, обусловленные индивидуальными особенностями атомов разных материалов, являются главенствующими в обеспечении работы АИ.

Теоретически в качестве рабочего материала АИ могут подойти любые атомы. Однако относительная простота установки достигается при использовании атомов материалов I-й группы периодической таблицы Менделеева – щелочных металлов (литий (Li), натрий (Na), калий (K), рубидий (Rb), цезий (Cs), франций (Fr)) и водород (H). Эти материалы уникальны тем, что их атомам наиболее просто передавать импульс лазерными лучами, без чего невозможно создать АИ [22]. Примечательно, что существуют АИ, использующие в качестве рабочего вещества каждый из щелочных металлов за исключением франция, однако для практического применения в ГВБ подходят не все атомы из и без того небольшого списка.

Водород использовать нежелательно, так как его оптическая накачка возможна только в сверхультракоротком диапазоне (ультрафиолетовом), где имеется дефицит видов лазерных систем. Отсутствие лазеров на таких частотах может быть компенсировано применением систем удвоения частот лазерного излучения, что уже требует наличия специализированной оптики (стекло и кварц непрозрачны для резонансной длины водорода) и не способствует упрощению конструкции.

Литий и натрий имеют высокую температуру испарения (более 300°C), следовательно, их нерационально использовать в приборе. Калий лишен недостатков водорода, лития и натрия, однако существенной проблемой, ограничивающей возможность его применения, является отсутствие в широком доступе лазерных систем, настроенных на его рабочую частоту. Вместе с тем увеличение количества публикаций о работах с калием в последние годы свидетельствует о постепенном устранении этой проблемы. Франций чрезвычайно редкий материал (во всей земной коре его содержится около 0,3 кг [23]), причем радиоактивный, и по этой причине его применение в ГВБ невозможно.

Таким образом, остаются два наиболее подходящих для работы материала – рубидий и цезий. Потенциально можно использовать калий. Однако исторически сложилось, что именно для рубидия и цезия наиболее развита техника лазерного охлаждения, что отражается в их широком применении в зарубежных АИ.

Заключение

Эволюция гироскопических приборов приблизилась к созданию нового типа прецизионной техники, использующей в качестве чувствительного элемента атомный

интерферометр. Для создания такого прибора требуется проведение ряда манипуляций с атомами: получение атомного пучка, его охлаждение, подготовка энергетических состояний, разделение и сведение вновь и, наконец, детектирование интерференционной картины. Как было показано выше, в большинстве этих процессов используется лазерное излучение. Решение проблемы чувствительности атомного интерферометра к ускорению пока не завершено, но наличие ряда работ по всему миру вселяет небезосновательный оптимизм.

К сожалению, полное и подробное описание всех физических процессов, протекающих в атомном интерферометре, практически невозможно в рамках тех требований к доступности статьи, которыми авторы сами себя ограничили. Часть процессов была умышленно упрощена, некоторые нюансы не были затронуты, однако авторы надеются, что читатель, впервые приоткрывший для себя мир атомной интерферометрии, хотя бы немного заинтересуется гироскопом на волнах де Бройля. Дальнейшее познание ГВБ-технологий – в его руках.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bohnenberger, J.G.F.**, Beschreibung einer Maschine zur Erläuterung der Geseze der Umdrehung der Erde um ihre Axe, und der Veränderung der Lage der letzteren, *Tübinger Blätter für Naturwissenschaften und Arzneykunde*, 3, 1817, s. 72–83. [Электронный ресурс]. URL: https://www.ion.org/museum/item_view.cfm?cid=5&scid=12&iid=24. Дата последнего обращения: 05.04.2021
2. **Машина Боненбергера** (Виртуальный музей ION) [Электронный ресурс]. URL: http://www.ion.org/museum/files/File_1.pdf. Дата последнего обращения: 05.04.2021.
3. **Буйе Ф.** Столетие эффекта Саньяка и его применений: от электромагнитных волн до волн материи // Гироскопия и навигация. 2013. №4. С. 3–13.
4. **Macek, W. and Davis, D.**, Rotation rate sensing with traveling-wave ring lasers, *Applied Physics Letters*, 1963, 2 (3), p. 67.
5. **Vali, V. and Shorthill, R.**, Passive Ring Interferometer, *Applied Optics*, 1976, 15, p. 1099.
6. **Малькин Г.Б.** Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. №. 12. С. 1325–1349.
7. **de Broglie, L.**, Recherches sur la théorie de quanta, Thèse de doctoral, Paris: Masson et Cie, 1924.
8. **Бройль Л. де.** Волны и кванты // Успехи физич. наук. 1967. №. 9. С. 178–180.
9. **Пешехонов В.Г.** Перспективы гироскопии // Гироскопия и навигация. 2020. №2. С. 1–7.
10. ru.wikipedia.org/wiki/Интерферометр_Маха_-_Цендера/
11. **Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М.** Курс общей физики: Механика и молекулярная физика. Наука, 1965.
12. **Metcalf, H. J., van der Straten, P.**, Laser cooling and trapping of neutral atoms, *The Optics Encyclopedia: Basic Foundations and Practical Applications*, 2007. DOI: 10.1002/9783527600441.oe005.
13. **Балыкин В.И.** Атомная оптика и ее приложения // Вестник Российской академии наук. 2011. Т. 81. №. 4. С. 291–301.
14. **Zeeman, P.**, The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance, *Nature*, 55 (1424): 347. Bibcode:1897Natur..55..347Z. doi:10.1038/055347a0.
15. **Bohr, N.**, On the effect of electric and magnetic fields on spectral lines, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1914, vol. 27, no. 159, pp. 506–524.
16. **Raman, C.V.**, A new radiation, *Ind. J. Phys.*, 1928, vol. 2, p. 387.
17. **Современные методы и средства измерения параметров гравитационного поля Земли** / под общей ред. акад. РАН В.Г. Пешехонова. СПб.: ГНЦ РФ АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», 2017. 390 с.
18. **Müntinga, H. et al.**, Interferometry with Bose-Einstein condensates in microgravity, *Physical review letters*, 2013, vol. 110, no. 9, p. 093602.
19. **Borde, C.J.**, Atomic interferometry with internal state labeling, *Phys. Lett. A*, 1989, vol.140, p. 10.
20. **Takase, K.**, *Precision Rotation Rate Measurements with a Mobile Atom Interferometer*, Ph.D. Thesis, Stanford University, Stanford, CA, USA, 2008.

21. **Fang, B. et al.**, Metrology with atom interferometry: Inertial sensors from laboratory to field applications, *Gravitational Waves*, 2016, vol. 8, p. 9.
22. **Ельяшевич М. А.** Атомная и молекулярная спектроскопия. Общие вопросы спектроскопии. URSS, 2006.
23. **Франций.** Популярная библиотека химических элементов. [Электронный ресурс]. URL: <http://n-t.ru/ti/ps/pb087.htm>. Дата последнего обращения: 05.04.2021.

Voronov, A.S. (KRAVT LLC, St. Petersburg, Russia; ITMO University, Saint Petersburg, Russia) and **Rivkin, B.S.** (Concern CSRI Elektropribor, JSC, Saint Petersburg, Russia)

Gyroscope on de Broglie Waves: Intricate Things in Simple Words, *Гироскопия и Навигация*, 2021, vol. 29, no. 2 (113), pp. 126–139.

Abstract. The paper addresses the operating principles of a gyroscopic de-vice of a new type: a gyroscope on de Broglie waves. The sensitive element of such a gyroscope is an atomic interferometer, whose main components are described and the technical challenges of its development are discussed. The target audience of this paper is the readers who do not have a profound knowledge of the quantum physics.

Key words: Sagnac effect, gyroscope on de Broglie waves, atomic interferometer, magneto-optical trap, “laser whiskbroom”, Raman excitation.

Материал поступил 14.10.2020