

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.1

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ГИРОСКОПИИ

Н. М. Померанцев, Г. В. Скроцкий

■ 1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая гироскопия — собирательный термин для названия новой области квантовой электроники, занимающейся изучением принципов и возможностей создания устройств, в основу действия которых положены гироскопические свойства частиц, образующих рабочие тела датчика прибора. Эти свойства могут быть обусловлены спиновыми и орбитальными моментами атомных ядер, атомов, электронов или фотонов. Гироскоп находится в рабочем состоянии, когда механические моменты частиц предварительно ориентированы в некотором направлении. Приборы такого рода получили собирательное название квантовых гироскопов, в отличие от классических механических гироскопов, необходимым элементом которых является вращающееся или колеблющееся тело.

Измеряемыми величинами в приборах такого рода являются, например, частоты вынужденных когерентных квантовых переходов между энергетическими подуровнями, соответствующими различным возможным значениям проекций механического момента частиц на физически выделенное направление. Вращение приборов вызывает смещение или расщепление энергетических подуровней системы, измерение частот переходов между которыми и позволяет обнаружить это вращение, а также определить направление и величину его угловой скорости.

Несмотря на то, что уже существующие квантовые гироскопы достигли известной степени совершенства, полученные на практике точность и чувствительность их еще далеко не достигли предела и могут быть существенно улучшены. Квантовая гироскопия как область науки только начала формироваться, и ее возможности и границы выяснены пока не полностью. Однако разработанные к настоящему времени приборы уже нашли себе различные, в ряде случаев неожиданные, применения в лабораторной практике и в технике. Развитие методов квантовой электроники открывает пути для использования как новых, так и ранее хорошо известных, но еще не находивших себе практического применения явлений.

В настоящем обзоре рассматриваются некоторые физические явления, чувствительные к изменению положения и ориентации физических объектов в пространстве, положенные в основу действия квантовых гироскопов.

Существующие приборы квантовой гироскопии можно разделить на две группы: ориентирующиеся по силовым линиям геомагнитного или межпланетного магнитного поля и ориентирующиеся относительно инерциальной системы координат.

Устройства первого типа можно назвать магнитными теодолитами или ориентаторами. Наряду с квантовыми магнетометрами, они могут найти себе широкое применение при решении ряда вопросов теоретической магнетометрии, при составлении магнитных карт, выявлении магнитных аномалий, при поиске магнитных ископаемых и т. п. Приборы такого типа могут быть весьма надежными, чувствительными, точными и компактными. Однако для целей навигации они представляют в настоящее время второстепенный интерес ^{1, 2}. Это связано в первую очередь с тем, что топография магнитного поля не только околосолнечного пространства, но и геомагнитного поля совершенно недостаточно изучена и к тому же подвержена случайным изменениям во времени.

Наиболее перспективными для навигации являются приборы второго типа, которые получили название квантовых инерциальных гироскопов. Разработке таких приборов было уделено значительное внимание. Выяснилось, что применение, например, кольцевых квантовых генераторов оптического диапазона открывает перспективные возможности создания чувствительных к вращению устройств, легко обнаруживающих релятивистское изменение течения времени в гравитационном поле тяготеющих масс и в поле ускорений инерциального происхождения. Необычайно высокой чувствительностью к вращению должны обладать так называемые сверхпроводящие интерферометры, в которых наблюдаются интерференционные биения волновых функций электронов, находящихся в сверхпроводящем состоянии.

Следует заметить, что, несмотря на необычайную чувствительность, квантовые гироскопы известных в настоящее время типов на практике не превосходят по чувствительности лучшие образцы механических гироскопов. Дальнейшее увеличение их чувствительности встречает серьезные затруднения ³. Однако они обладают многими практически важными достоинствами и преимуществами по сравнению с классическими гироскопами.

II. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ЯДЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ТЕОДОЛИТОВ

Вскоре после открытия ядерного магнитного резонанса было отмечено ⁴, что уравнения движения результирующего вектора однородной ядерной намагниченности \mathbf{M} в магнитном поле \mathbf{H} аналогичны уравнениям движения симметричного волчка. В работе ⁵ было рассмотрено движение механического гироскопа под влиянием зависящего от времени вращающего момента и показана аналогия с движением ядерного магнитного момента. Это дало основание предположить, что ядерные магнитные моменты могут быть использованы для создания гироскопов нового типа ⁶.

Система ядерных магнитных моментов в веществе, находящемся во внешнем по отношению к образцу магнитном поле \mathbf{H} , которое мы будем в пределах образца считать однородным, устанавливается под действием релаксационных процессов в направлении этого поля. Возникающая при этом равновесная намагниченность \mathbf{M}_0 равна $\chi_0 \mathbf{H}$, где χ_0 — статическая ядерная восприимчивость.

Изменение составляющих вектора ядерной намагниченности \mathbf{M} в слабом магнитном поле описывается уравнениями типа Блоха ⁷:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} + \frac{M_x}{T_2} &= \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}]_x, \\ \frac{dM_y}{dt} + \frac{M_y}{T_2} &= \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}]_y, \\ \frac{dM_z}{dt} + \frac{M_z}{T_1} &= \frac{M_0}{T_1} + \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}]_z, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, которое для большинства практически интересных ядер положительно. Для электронов оно отрицательно. В дальнейшем мы всюду будем считать γ положительным.

Входящие в уравнения (1) физические постоянные T_2 и T_1 имеют смысл времен поперечной и продольной релаксации. Они зависят от состава и состояния вещества, очень чувствительны к парамагнитным примесям, а также к температуре. Для чистых жидкостей и газов $T_2 = T_1$.

Уравнения (1) можно применять и для описания оптической накачки в газах и парах атомов. В этом случае, однако, выражения для T_2 и T_1 имеют более сложный смысл и зависят от интенсивности света накачки²³.

Представим себе, что намагничение образца, содержащего ядерные магнитные моменты, производится в магнитном поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_0$, где \mathbf{H}_1 — сильное поле, а \mathbf{H}_0 — перпендикулярное к нему слабое, но весьма стабильное и однородное поле. Тогда, если достаточно быстро выключить поле \mathbf{H}_1 , возникает неравновесное, но когерентное состояние системы магнитных моментов, вектор намагниченности \mathbf{M} , вначале практически параллельный \mathbf{H}_1 , начнет прецессировать вокруг вектора \mathbf{H}_0 , убывая благодаря релаксации по абсолютной величине и поворачиваясь в направлении \mathbf{H}_0 .

Для промежутков времени, малых по сравнению с временами релаксации, т. е. промежутков времени, в течение которых действует ядерный гироскоп, релаксационными процессами можно пренебречь, и уравнение движения системы магнитных моментов может быть записано в виде

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}]. \quad (1')$$

Умножая поочередно уравнение (1') скалярно на \mathbf{M} и на \mathbf{H} , легко убедиться, что в постоянном поле, в пределах справедливости уравнения (1'), остается неизменной длина вектора \mathbf{M} , т. е. величина намагниченности и угол α , образуемый вектором \mathbf{M} с направлением поля ($\mathbf{M}\mathbf{H} = MH \cos \alpha$). Таким образом, в однородном постоянном магнитном поле система изолированных магнитных моментов прецессирует вокруг направления внешнего магнитного поля.

Частоту и направление прецессии легко определить при помощи перехода в систему координат, в которой вектор \mathbf{M} неподвижен, т. е. в систему координат, вращающуюся вместе с вектором \mathbf{M} вокруг направления вектора \mathbf{H} . Прием этот будет подробнее рассмотрен ниже. Применяя его, легко найти, что прецессию можно описать вектором угловой скорости $\boldsymbol{\omega} = \gamma \mathbf{H}$, длина которого равна $\omega = \gamma H$ (рис. 1). Магнитная энергия системы в отсутствие релаксации является интегралом движения и все время остается равной — $\mathbf{M}\mathbf{H}$. Частота прецессии не зависит от угла α и величины вектора \mathbf{M} .

Представим себе, что вектор \mathbf{H} вращается с постоянной угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$ вокруг произвольно ориентированной в инерциальном пространстве оси. При этом, как это имеет место в гироскопах, все устройство, с помощью которого регистрируются сигналы прецессии, вращается вместе с магнитным полем⁸. Перейдем в систему координат, вращающуюся относительно инерциальной с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$. Для этого воспользу-

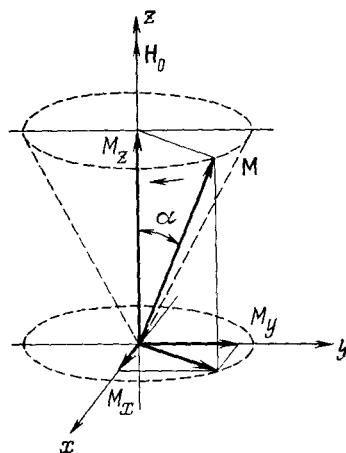


Рис. 1. Свободная прецессия вектора намагниченности вокруг вектора магнитного поля.

емся теоремой о локальной производной, которая выражается соотношением⁹

$$d\mathbf{M}/dt = (d\mathbf{M}'/dt) + [\mathbf{\Omega}, \mathbf{M}'], \quad (2)$$

где штрихи означают, что составляющие вектора \mathbf{M} определены в проекциях на оси новой системы координат. В этой системе

$$d\mathbf{M}'/dt = \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H} + (\mathbf{\Omega}/\gamma)]. \quad (3)$$

Из (3), подобно тому как это было сделано выше, нетрудно получить два интеграла движения, показывающие, что вектор \mathbf{M} прецессирует вокруг вектора $\mathbf{H} + \mathbf{\Omega}\gamma^{-1}$ эффективного поля.

Движение вектора \mathbf{M} относительно первоначальной инерциальной системы координат обычно называют нутацией. Чтобы определить частоту нутации, необходимо перейти в новую систему координат, в которой вектор \mathbf{M} неподвижен. Осуществляя такой переход, находим частоту нутации

$$\omega_1 = \omega [1 + 2(\omega\mathbf{\Omega}/\omega^2) + (\mathbf{\Omega}/\omega)^2]^{1/2}, \quad (4)$$

равную длине вектора нутации $\omega_1 = -(\gamma\mathbf{H} + \mathbf{\Omega})$.

Если вращение устройства происходит медленно, так что

$$\mathbf{\Omega} \ll \gamma\mathbf{H},$$

то, разлагая (4) в ряд, получим

$$\omega_1 = \omega + \mathbf{\Omega} \cos \theta + (\mathbf{\Omega}^2/2\omega) \sin^2 \theta, \quad (5)$$

где θ — угол между векторами \mathbf{H} и $\mathbf{\Omega}$.

Таким образом, медленное вращение устройства, в котором наблюдается прецессия магнитных моментов, приводит к изменению частоты прецессии в первом приближении, равном проекции вектора угловой скорости $\mathbf{\Omega}$ на направление поля. Это свойство системы магнитных моментов изменять частоту прецессии при вращении системы координат, в которой они находятся, лежит в основе работы ядерных гироскопов рассматриваемого типа.

При малой скорости вращения характер движения вектора \mathbf{M} , как видно из предыдущего, изменяется мало. На основании (4) и (5) можно считать, что этот вектор прецессирует около вектора \mathbf{H} примерно так, как если бы последний не вращался. Другими словами, можно считать, что в своем движении вектор \mathbf{H} полностью увлекает вектор \mathbf{M} . Этот вывод хорошо подтверждается точными вычислениями, проведенными с учетом релаксации¹⁰. Такое движение вектора намагничивания называют адиабатическим. Энергия системы магнитных моментов во вращающейся системе координат при таком движении остается практически неизменной.

Существенно изменяется характер прецессии при быстром вращении поля. Для рассмотрения этого случая удобно разложить вектор \mathbf{H} на две составляющие, одна из которых, \mathbf{H}_0 , параллельна вектору $\mathbf{\Omega}$, а другая, \mathbf{H}_1 , ему перпендикулярна. Тогда выражение (4) для частоты прецессии примет вид

$$\omega_1 = [(\gamma H_0 \pm \mathbf{\Omega})^2 + (\gamma H_1)^2]^{1/2}. \quad (6)$$

Знак в первой скобке зависит от расположения векторов \mathbf{H} и $\mathbf{\Omega}$. Если угол между ними меньше $\pi/2$, то нужно брать верхний знак. Движение вектора \mathbf{M} во вращающейся системе координат изображено на рис. 2.

Из (6) легко видеть, что если имеют место условия $\Omega = \gamma H_0$ и $\theta > \pi/2$, называемые условиями резонанса, то частота нутации будет наименьшей и равной γH_1 . Прецессия вектора \mathbf{M} во вращающейся системе координат будет происходить около вектора \mathbf{H} . Нутация отсутствует, если вектор \mathbf{M} параллелен вектору $\gamma \mathbf{H} + \Omega$. Вектор эффективного поля сильнее всего отклонен от вектора Ω при резонансе.

Релаксационные процессы, а также реакция колебательного контура, с катушки которого снимают сигнал, приводят к затуханию свободной прецессии и тем самым ограничивают время, в течение которого может работать ядерный гироскоп описанного типа. Для увеличения времени работы прибора необходимо иметь вещества и использовать их в условиях, при соблюдении которых времена релаксации были бы достаточно большими. Гироскоп, основанный на явлении когерентной свободной прецессии магнитных моментов образца, действует лишь в течение времени релаксации системы или несколько большего, в зависимости от уровня шумов. В ряде случаев это время может достигать нескольких минут или даже часов.

Можно, однако, поддерживать прецессию, компенсируя релаксационные потери за счет внешнего источника, используя обратную связь. В этом случае спиновый гироскоп может работать неограниченно долго. Затягивание частоты, обусловленное наличием обратной связи в системе магнитных моментов, делает, однако, его показания не абсолютными.

Возбудить незатухающую нутацию одновременно с вынужденной прецессией можно, модулируя магнитное поле. Частота модуляции, необходимая для возбуждения нутации, определяется выражением (6). Получающиеся при этом сигналы можно разложить в спектр, состоящий из ряда боковых частот, отстоящих друг от друга на частоту нутации. Частота первой составляющей этого спектра равна частоте нутации.

Нутацию можно также возбудить, модулируя магнитное поле сигналами ядерного резонанса. При этом мы получаем спиновый гироскоп, который работает, как генератор, на одной из боковых частот упомянутого спектра. Неустановившуюся нутацию и свободную прецессию магнитных моментов наблюдали впервые Торри¹¹ и Ган¹².

В заключение отметим, что система магнитных моментов реагирует на вращение как на дополнительное магнитное поле. Действительно, в инерциальной системе координат вектор угловой скорости прецессии равен $-\gamma \mathbf{H}$, а во вращающейся равен $-\gamma (\mathbf{H} + \Omega \gamma^{-1})$. Таким образом, вращение системы отсчета эквивалентно действию на систему спинов магнитного поля Ω/γ . В этом смысле любой магнетометр, основанный на спиновой прецессии, может быть использован как скоростной гироскоп. Однако для этого необходимо предложить и осуществить способ раздельного измерения истинного поля \mathbf{H} и поля Ω/γ .

Именно это и делается в описываемых ниже гироскопах и отличает их от магнетометров.

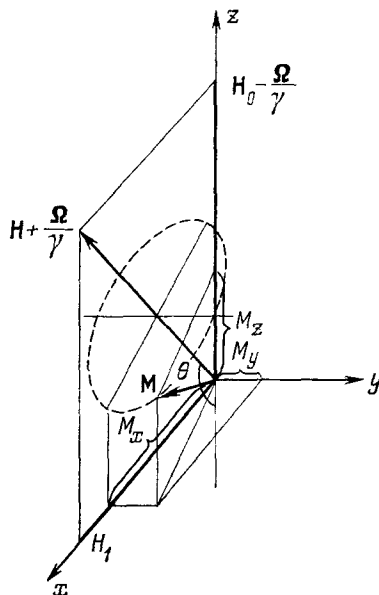


Рис. 2. Прецессия вектора магнитности во вращающейся системе координат.

III. ЯДЕРНЫЕ ГИРОСКОПЫ

Рассмотренные выше когерентные свойства системы слабо взаимодействующих между собой магнитных моментов открывают возможность создания квантовых гироскопов. Ниже будут рассмотрены гироскопы, в которых используются магнитные свойства атомных ядер.

В работе³ обсуждается возможность создания ядерных гироскопов со статическим и динамическим методами регистрации вращения.

В магнитоизотропном диамагнитном веществе — ядерном парамагнетике, характеризующемся большими временами ядерной релаксации, каким-либо из известных способов создается ядерная намагниченность. Если ядра обладают гиромагнитным отношением γ , то намагниченности M соответствует механический момент единицы объема M/γ . Представим себе, что после того, как создана ядерная намагниченность, образец полностью экранирован от воздействия внешних магнитных полей. Тогда направление механического и магнитного моментов будет сохраняться в инерциальном пространстве. Измеряя угол отклонения магнитного момента от первоначального направления во вращающейся системе координат, можно судить об изменении его ориентации.

Техническое осуществление устройства, основанного на изложенной выше идее, встречает значительные технические и принципиальные трудности. Чрезвычайно высокие требования в этом методе предъявляются к магнитной экранировке датчика. Даже очень слабое магнитное поле, оставшееся в экране, может успеть в течение времени работы прибора повернуть вектор ядерной намагниченности и тем самым существенно исказить результаты измерения. Для протонов $\gamma/2\pi = 4257$ гц/э, поэтому в поле $H = 10^{-5}$ э частота прецессии составляет $\sim 0,04$ гц. Вектор намагниченности в таком поле делает один оборот за 25 сек. Как показано в³, для измерения скорости суточного вращения Земли 15 град/час необходимо, чтобы остаточное поле в экране было меньше $3 \cdot 10^{-9}$ э.

Релаксация намагниченности, как мы уже отмечали, даже для больших времен релаксации существенно ограничивает время действия и точность работы прибора¹³.

Наиболее перспективным является жидкий He^3 , для которого время релаксации равно ~ 2 часа. Для ряда органических жидкостей оно может достигать нескольких десятков минут.

Одним из возможных путей решения этой задачи является последовательное считывание и запись измерений ориентации вектора M с периодическим восстановлением его величины путем поляризации^{14, 15}. Не следует забывать, что получение информации об ориентации магнитного момента связано с изменением магнитной энергии намагниченного образца. Из сказанного ясно, что ядерные гироскопы такого типа могут найти себе применения для измерения сравнительно больших угловых скоростей вращения, возникновение которых можно заранее предвидеть.

В отличие от рассмотренного статического метода измерения, в динамическом методе вектор ядерной намагниченности прецессирует вокруг вектора постоянного магнитного поля, связанного с устройством. Вращение образца вместе с полем, как мы видели, приводит к изменению частоты прецессии.

Для получения высокой точности и чувствительности также требуется чрезвычайно высокая стабильность и однородность магнитного поля. Для обнаружения суточного вращения Земли необходимо, чтобы относительная стабильность магнитного поля была не хуже 10^{-9} . Напряженность применяемого для создания прецессии поля желательно выбирать по возможности малой.

Был предложен способ ³, позволяющий ослабить требования к стабильности магнитного поля в динамическом методе. Он заключается в использовании двух образцов, содержащих различные атомные ядра, находящиеся в одном и том же магнитном поле. Пусть частоты прецессии ядер в первом и втором веществах соответственно равны

$$\omega_1 = \gamma_1 H + \Delta\omega, \quad \omega_2 = \gamma_2 H + \Delta\omega, \quad (7)$$

где γ_1 и γ_2 — гиромагнитные отношения этих ядер, а $\Delta\omega$ — изменение частоты прецессии под влиянием вращения устройства. Измерение двух частот прецессии в одном и том же магнитном поле представляет собой два независимых физических наблюдения, из которых можно определить две величины, H и $\Delta\omega$. В ряде случаев удобнее использовать один образец, содержащий оба вида ядер, например смесь двух изотопов.

Измерение $\Delta\omega$ позволяет определить проекцию вектора угловой скорости на ось, параллельную полю. Применяя три датчика, направления полей в которых взаимно перпендикулярны, можно измерить величину и направление полного вектора угловой скорости вращения датчика.

Вещества, во всех отношениях удобные для описанного метода, подобрать трудно. Весьма удобны хорошо изученные изотопы ртути Hg^{199} и Hg^{200} , а также изотоп Rb^{87} . Спиновый генератор на изотопах Hg^{199} и Hg^{201} специально для целей гироскопии описан в работе ¹⁶. Энергетический спектр основного состояния атома Rb^{87} состоит из двух близко расположенных сверхтонких уровней. В магнитном поле каждый сверхтонкий уровень расщепляется на несколько зеемановских подуровней, два из которых имеют близкие друг к другу резонансные частоты и разные знаки гиромагнитных отношений ³. Это дает возможность использовать описанный выше способ измерения скорости вращения.

Наряду с динамическими гироскопами, в которых используется ядерная прецессия, был предложен гироскоп, работающий по методу ядерной индукции ¹⁷. Авторы предлагают помещать образец в постоянное магнитное поле H_0 и параллельное ему переменное магнитное поле с амплитудой H_1 больше H_0 , частота которого ω_1 близка к частоте прецессии γH_0 . Такое поле в отсутствие вращения не вызывает прецессии ядерных моментов. Вращение устройства около оси, перпендикулярной к магнитному полю, эквивалентно действию слабого поперечного магнитного поля. В результате суммарное постоянное поле $H_0 + \Omega\gamma^{-1}$ оказывается отклоненным от направления переменного, поперечная составляющая которого вызывает прецессию. Вращение устройства около оси, перпендикулярной к магнитному полю, вызывает в приемной катушке, расположенной вдоль этого поля, э. д. с. ядерной индукции.

Если расположить ось z в направлении поля H и принять, что $\gamma (H_0 - H_1) \leq \omega_1 \leq \gamma (H_0 + H_1)$, то уравнения Блоха ⁷, описывающие поведение ядерной намагниченности во времени, с учетом времен релаксации примут вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{\tilde{M}} + [T_2^{-1} + i\Omega_0 f(t)] \tilde{M} &= 0, \\ \dot{M}_z + (M_z - M_0) T_1^{-1} &= 0, \\ f(t) &= 1 + \kappa \cos \omega_1 t, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $\Omega_0 = \gamma H_0$, $\Omega_1 = \gamma H_1$, $\kappa = \Omega_1/\Omega_0 \gg 1$, $\tilde{M} = M_x + iM_y$, а T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксации.

Пусть в момент $t = 0$ $\tilde{M}(0) = M_0^0 = [M_x^2(0) + M_y^2(0)]^{1/2}$. Тогда, как легко видеть,

$$\left. \begin{aligned} M_0(t) &= M_0^0 e^{-t/T_2}, \\ M_x(t) &= M_0^0 e^{-t/T_2} \cos(\Omega_0 t + \varepsilon \sin \omega_1 t), \\ M_y(t) &= M_0^0 e^{-t/T_2} \sin(\Omega_0 t + \varepsilon \sin \omega_1 t), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $\varepsilon = \Omega_1/\omega_1$.

Колебания поперечных составляющих модулированы по частоте и затухают со временем. Если при $t = 0$ $M_0^0 \neq 0$, то по истечении времени больше T_2 поперечные составляющие поля исчезнут.

Электродвижущая сила, наводимая в катушке, которая расположена вдоль оси y , пропорциональна dM_y/dt .

Спектр колебаний легко найти, воспользовавшись известными разложениями¹⁸

$$\begin{aligned} \cos(\varepsilon \sin \omega_1 t) &= J_0(\varepsilon) + \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n}(\varepsilon) \cos(2n\omega_1 t), \\ \sin(\varepsilon \sin \omega_1 t) &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\varepsilon) \sin[(2n+1)\omega_1 t], \end{aligned} \quad (10)$$

где $J_n(\varepsilon)$ — функции Бесселя. Вычислив производную dM_y/dt , воспользовавшись (10) и разлагая получающееся выражение в интеграл Фурье, получим частотный спектр сигнала э. д. с. $E(\omega)$ в приемной катушке.

Спектр мощности, снимаемой с катушки на активном сопротивлении, пропорциональный $|E(\omega)|^2$, представляется в виде суммы лоренцевых линий вида

$$\varphi(\omega) = [1 + (\Omega_0 + n\omega_1 - \omega)^2 T_2^2]^{-1}, \quad (11)$$

амплитуды которых пропорциональны квадратам бесселевых функций.

Спектр сигнала э. д. с. содержит резонансные частоты $\omega = \Omega_0 + n\omega_1$. Если постоянное поле отсутствует, то, как легко видеть из (9), он содержит только нечетные гармоники. Даже слабое поле H_0 приводит к появлению четных гармоник. Величины амплитуд гармоник определяются порядком функций Бесселя и отношением $\varepsilon = \Omega_1/\omega_1$, которое всегда можно сделать большим.

Вращение всего устройства вокруг оси x с угловой скоростью Ω эквивалентно действию магнитного поля напряженностью Ω/γ . Оно приводит к возникновению прецессии магнитных моментов вокруг него и появлению четных гармоник сигнала э. д. с. Скорость вращения определяется по амплитуде второй гармоники, наводимой в катушке э. д. с. Прибор требует хорошего экранирования и тщательной юстировки катушек, создающих поля.

На основании данных работы³ рассмотрим вопрос о точности ядерного гироскопа. Предельная точность этого устройства зависит в основном от двух факторов: радиочастотного шума и магнитного шума. Оба фактора вызывают флуктуации фазы ядерной прецессии. Флуктуация за счет шума на частоте прецессии оценивается в работе³ величиной

$$\Delta\varphi < NS^{-1} (t/T)^{1/2}, \quad (12)$$

где NS^{-1} — отношение шума к сигналу, t — время наблюдения и T — время релаксации. На рис. 3 представлена векторная диаграмма, иллюстрирующая изменение фазы прецессии под влиянием шума. При времени

релаксации порядка 1 сек, времени наблюдения 1 час и отношении сигнал/шум порядка 10^4 величина флуктуаций фазы за счет радиочастотного шума получается равной $6 \cdot 10^{-3}$ рад.

Магнитный шум обусловлен спонтанной намагниченностью, которая имеет место в отсутствие магнитного поля. Флуктуации фазы за счет флуктуации намагниченности, как указано в работе³, могут быть оценены по формуле

$$\Delta\varphi \leq 1/n^{1/2}\sigma, \quad (13)$$

где n — число ядер, присутствующих в образце и σ — степень ориентации ядерных моментов. Если принять следующие значения: $n = 10^{23}$, $\sigma \approx 10^{-9}$ для протонов воды и $n \approx 10^{12}$, $\sigma = 0.1$ в случае оптической накачки, то получим, что нестабильность гироскопа в этом последнем случае составит 10^{-3} град/сек, а для гироскопа на протонах воды она равна 1 град/час.

С 1955 по 1965 гг. в США было выдано восемь патентов на ядерные гироскопы. Рассмотрим некоторые из них. Первый патент¹⁹ выдан на гироскоп, содержащий два мостовых датчика ЯМР сигналов, усилители,

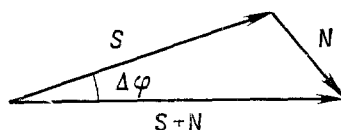


Рис. 3. Векторная диаграмма, показывающая изменение фазы прецессии магнитных моментов под влиянием шума.

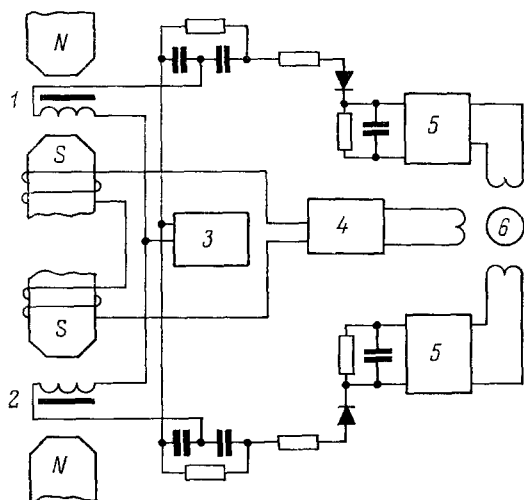


Рис. 4. Схема ядерного гироскопа.

1 и 2 — катушки датчиков сигналов ядерного резонанса, содержащие образцы; 3 — генератор высокой частоты; 4 — усилитель низкой частоты; 5 — усилитель сервомотора; 6 — сервомотор.

условия нарушатся, модуляция станет несимметричной, и это приведет к появлению на выходах усилителей сигналов, отличающихся друг от друга по фазе. Благодаря этому сервомотор будет вращаться. Вращение сервомотора будет происходить непрерывно, пока вращается устройство. В литературе нет указаний на то, что такой гироскоп был осуществлен. По-видимому, это объясняется тем, что очень трудно создать два поля точно одинаковой напряженности и сохранять это равенство полей в течение достаточно большого времени.

Рассмотрим другой патент²⁰, о котором известно, что он осуществлен¹⁶. Гироскоп имеет два датчика, содержащие пары ртути, обогащенной

генераторы высокой и низкой частоты (последний для модуляции магнитного поля) и сервомотор (рис. 4). Оба датчика находятся в магнитных полях, одинаковых по величине, но противоположных по направлению. Амплитуда модуляции выбирается меньшей ширины линии. Поэтому при невращающемся датчике и настройке в резонанс модуляция будет симметричной относительно середины линии и сигналы на выходе обоих усилителей отсутствуют. При одинаковом в обоих датчиках изменении магнитного поля на выходах усилителей появятся сигналы одинаковой фазы, которые не приведут во вращение сервомотор.

Если устройство вращается, то резонансная частота в одном датчике увеличивается, а в другом уменьшается. Резонансные

изотопами Hg^{199} и Hg^{201} (рис. 5). В каждом датчике имеются три катушки. Одна из них служит для создания магнитного поля, а две другие для возбуждения прецессии — одна для Hg^{199} , другая для Hg^{201} . В гироскопе используется оптическая накачка²³. Датчики освещаются источником света, луч которого параллелен постоянному полю. Этот свет производит ядерную поляризацию. Кроме того, каждый датчик освещается дополнительным источником света, 1 и $1'$, луч которого направлен перпендикулярно к магнитному полю. Этот последний свет служит для регистрации прецессии. Пройдя через вещество, он падает на фотодетекторы 2 . На выходе

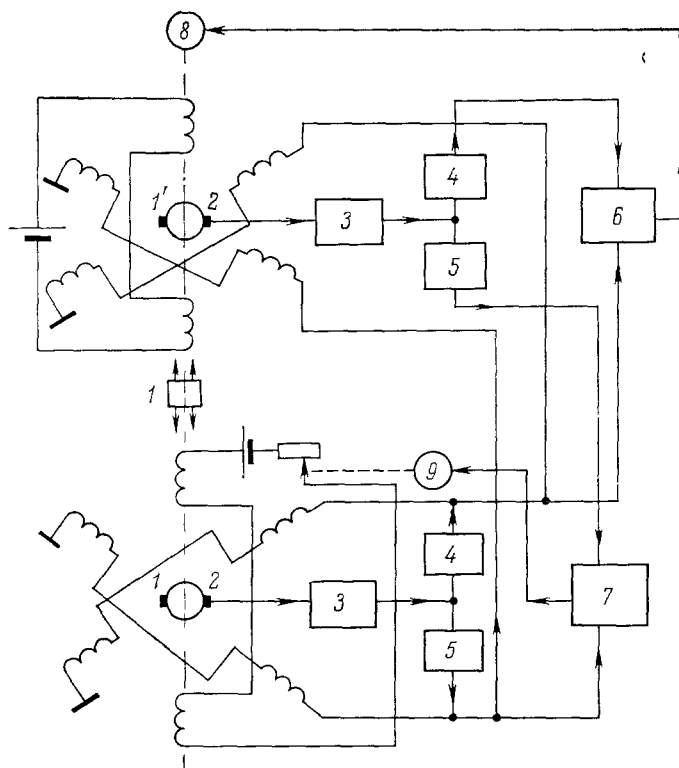


Рис. 5. Схема ядерного гироскопа, в котором используется оптическая накачка.

1 — источник света поляризации ядер; 2 — фотодетекторы; 3 — усилители, 4, 5 — полосовые фильтры; 6, 7 — схемы сравнения частот; 8, 9 — сервомоторы.

фотодетекторов появляется напряжение, периодически меняющееся с частотой прецессии ядер. Нижний на схеме датчик работает по схеме спинового генератора. Его сигналы после усиления и фильтрации поступают в катушки возбуждения прецессии. Верхний на схеме датчик питается сигналами нижнего датчика.

Сигналы обоих датчиков поступают на схемы сравнения частот 6, 7, работа которых основана на измерении малой разности фаз. Если магнитные поля обоих датчиков не совпадают, то не совпадают и частоты прецессии. При этом схема сравнения 7 выдаст сигнал ошибки и мотор 9 с помощью реостата изменит ток в катушке нижнего датчика так, что поля в них сравняются. Эта система регулировки имеет малую постоянную времени и срабатывает быстро.

Если устройство вращается, то система регулировки магнитного поля не может сравнивать частоты прецессии ядер обоих изотопов, так как эти частоты изменятся на различную величину. Изменение магнитного поля произойдет при этом таким образом, что, если, например, частоты прецессии ядер изотопов Hg^{199} стали одинаковыми в обоих датчиках, частоты прецессии изотопа Hg^{201} в обоих датчиках станут различными. При этом сработает схема сравнения частот δ (имеющая постоянную времени большую, чем схема 7) и выдаст сигнал ошибки, который приведет в движение мотор 8. Этот мотор может поворачивать платформу, на которой установлено устройство. Вследствие вращения устройства относительно основания оно останется неподвижным в инерциальном пространстве и частоты прецессии изотопа Hg^{201} в обоих датчиках сравняются. Полное устройство состоит из трех одинаковых гироскопов, ориентирующих систему по трем взаимно ортогональным осям. В литературе описан лабораторный макет гироскопа, работающего по описанному выше принципу. Имеются указания на то, что на основе макета будет разработан прибор, который предлагается использовать для целей навигации²¹.

В зарубежной патентной литературе описаны и другие устройства подобного рода, однако нет указаний на то, что макеты этих устройств успешно прошли лабораторные испытания. Поэтому мы их рассматривать не будем.

В описанных выше ядерных гироскопах постоянное магнитное поле H_0 , определяющее частоту прецессии, создавалось в устройстве и было связано с ним. Это приводило к необходимости тщательно экранировать прибор от воздействия внешних магнитных полей или значительно ослаблять их действие на прибор, используя в датчике два сорта ядер.

Если представить себе, что картина распределения внешнего магнитного (геомагнитного) поля в пространстве известна, и отвлечься от случайных изменений его величины и направления во времени, то описанные выше устройства без экранировки и детали, создающей поле, могут быть применены для ориентации в пространстве по внешнему полю.

Угловая зависимость амплитуды сигнала от угла θ между полем и вектором намагниченности пропорциональна $\cos^2 \theta$. Такого рода магнитные ориентаторы представляют интерес не столько для навигации, сколько для целей изучения топографии магнитных полей и обнаружения их аномалий. С их помощью можно разделить и по отдельности измерить изменения магнитного поля как по величине, так и по направлению. Ниже будет описан один из таких магнитных ориентаторов.

IV. ЭЛЕКТРОННЫЕ ГИРОСКОПЫ И ОРИЕНТАТОРЫ

Применения электронной прецессии для целей квантовой магнетометрии и гироскопии на первый взгляд затруднены вследствие малых времен поперечной релаксации T_2 электронных спинов или большой ширины $\Delta\nu_e = 1/T_2$ линий магнитного резонанса. Однако это обстоятельство не является решающим. Гиромагнитное отношение для электрона $\gamma_e/2\pi = 2,8 \cdot 10^6$ гц/э в 658 раз больше, чем для протона. Соответственно выше и частота прецессии электронных спинов в том же поле. Это обстоятельство весьма существенно для применений. Известны вещества, например некоторые устойчивые свободные радикалы, ширина линий резонансного поглощения для которых порядка эрстеда и меньше⁸. Линии сверхтонкой структуры, разрешаемой в слабом поле, еще уже.

Существенным фактором, от которого зависит точность измерения, является также отношение сигнала к шуму. Можно заметно повысить точность измерений, увеличивая это отношение. Представляет поэтому

интерес сравнение методов измерения магнитного поля, основанных на использовании электронной прецессии.

Ширина линии в 1 э соответствует для протонного резонанса времени релаксации $0,2 \cdot 10^{-3}$ сек, между тем как для электронного резонанса при той же ширине линии время релаксации почти на три порядка меньше и составляет $0,4 \cdot 10^{-6}$ сек. К тому же отношение сигнала к шуму в случае регистрации электронного резонанса существенно больше, чем в случае ядерного. Отсюда можно сделать вывод, что электронный резонанс позволяет регистрировать более быстрые изменения поля, чем ядерный. Само собой разумеется, что использование электронного резонанса в слабых полях

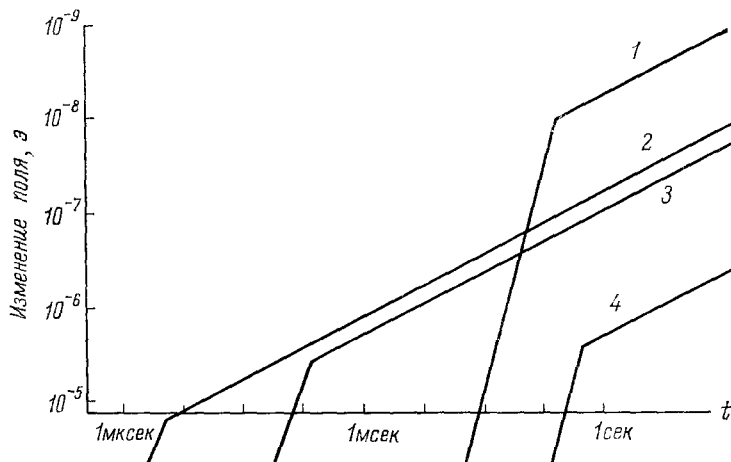


Рис. 6. Зависимость предельно измеримых изменений поля от времени измерения при отношении сигнала к шуму, равном единице, для различных типов магнетометров.

1 — магнетометр с использованием свободной ядерной прецессии; 2 — магнетометр с использованием электронной прецессии в дифенилпикрилгидразиле; 3 — магнетометр на парах рубидия; 4 — прецессионный магнетометр фирмы «Вариан».

исключает применение метода свободной прецессии, так как число периодов свободной прецессии за время релаксации невелико. Однако существует метод синхронного детектирования при вынужденной прецессии, который позволяет записывать кривые поглощения и дисперсии в довольно крупном масштабе. Это дает возможность измерять магнитное поле методом электронной прецессии с большой точностью. Получению большой точности способствует также большое отношение сигнала к шуму, имеющее место при электронной прецессии.

Для регистрации быстро меняющихся слабых магнитных полей в работе ²² предложен оригинальный метод, позволяющий быстро измерять слабое магнитное поле с точностью порядка 10^{-5} ширины линии электронного резонанса. Его преимущество иллюстрируется в этой работе графиком рис. 6, на котором представлена зависимость величин изменений магнитного поля, регистрируемых различными методами, от времени регистрации при отношении сигнала к шуму, равном единице. Из этого графика следует, что метод свободной ядерной прецессии является с точки зрения быстроты измерений наихудшим, так как не позволяет регистрировать изменения магнитного поля выше 10^{-7} э за время меньше 1 сек. Использование электронной прецессии с применением в качестве образца устойчивого органического свободного радикала дефенилпикрилгидразила

(ДФПГ) позволяет регистрировать изменения магнитного поля, достигающие до 10^{-5} э, в течение времени порядка 2 мксек.

В работе ²² обращается внимание и на то, что линия поглощения магнитного резонанса является четной функцией поля, т. е. знак кривой поглощения не меняется при изменении знака магнитного поля. Зависимость поглощения при электронном резонансе от знакопеременного магнитного поля представлена на рис. 7. Если вместо постоянного магнитного поля образец, дающий сигналы ЭПР, поместить в чисто переменное (синусоидальное) магнитное поле, то при полном отсутствии постоянной составляющей сигналы ЭПР, получаемые на выходе датчика, будут содержать только четные гармоники основной частоты Ω переменного поля, а составляющая частоты Ω будет в сигнале отсутствовать. В присутствии слабого

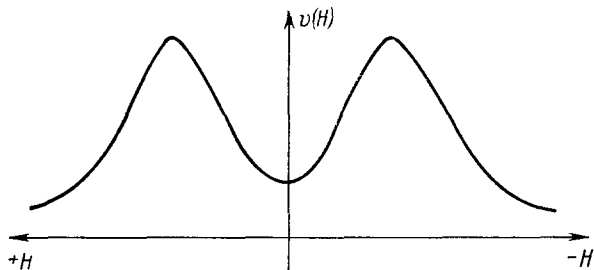


Рис. 7. Зависимость кривой сигнала поглощения от напряженности магнитного поля в случае знакопеременного поля.

внешнего поля (например, магнитного поля Земли) симметрия кривой поглощения, представленной на рис. 7, нарушается и сигнал будет содержать составляющую частоты Ω . Величина этой составляющей будет примерно пропорциональна напряженности постоянного поля. Если внешнее (относительно поля датчика) поле будет изменяться во времени, не изменяя своего знака, то оно может быть зарегистрировано путем записи амплитуды гармоники сигнала ЭПР, имеющей частоту Ω . Для измерений с большой точностью применяется компенсационный метод, описанный ниже.

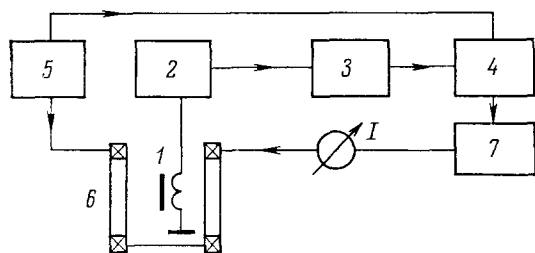


Рис. 8. Схема магнетометра, в котором используется электронная прецессия.

1 — катушка с образцом; 2 — генератор слабых колебаний; 3 — усилитель; 4 — синхронный детектор; 5 — генератор звуковой частоты; 6 — катушки модуляции; 7 — источник постоянного тока.

не изменяя своего знака, то оно может быть зарегистрировано путем записи амплитуды гармоники сигнала ЭПР, имеющей частоту Ω . Для измерений с большой точностью применяется компенсационный метод, описанный ниже.

Схема экспериментального устройства, основанного на использовании описанного выше свойства кривой поглощения, изображена на рис. 8. Катушка датчика 1 включена в схему генератора слабых колебаний (автодина) 2. Частота генерации

составляет 10 Мгц. Усилитель 3, настроенный на частоту 4 кгц, усиливает периодические изменения амплитуды генерации. Эти изменения, достигаемые за счет резонансного поглощения в образце, получаются путем приложения к образцу переменного поля с амплитудой 2 э и частотой 4 кгц. Ширина линии поглощения для ДФПГ составляет 0,5 э. При отсутствии внешнего магнитного поля амплитуда автодинного генератора изменяется с частотой 8 кгц и не регистрируется усилителем, настроенным на частоту 4 кгц. Частота 8 кгц получается благодаря тому, что резонанс наступает четыре раза за период колебаний. Это показано на рис. 9. Из рисунка следует, что расстояние между сигналами 1—3 и 2—4 при изменении частоты генератора не изменяется. При наличии внешнего поля резонансная кривая (см. рис. 7) становится

несимметричной, расстояния между сигналами 1—3 и 2—4 (см. рис. 9) изменяются, в спектре сигнала появляются нечетные гармоники и амплитуда автодинного генератора будет содержать составляющую, имеющую частоту 4 кГц. После усиления сигнал с частотой 4 кГц поступает на синхронный детектор 4, на который одновременно поступает сигнал от генератора 5, создающего переменное поле частоты 4 кГц в катушках прибора 6.

На выходе синхронного детектора появляется напряжение, пропорциональное напряженности внешнего магнитного поля. В устройстве

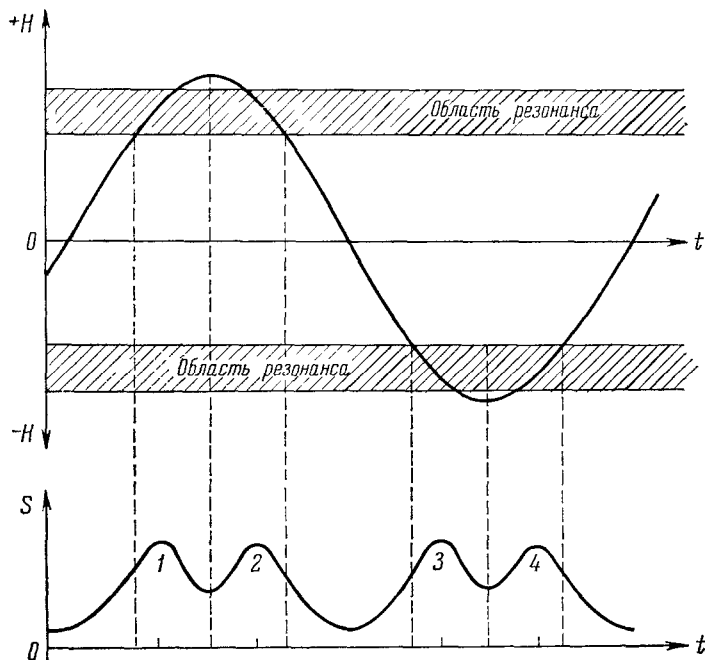


Рис. 9. Возникновение сигналов ЭПР в переменном магнитном поле при отсутствии постоянной составляющей.

применен компенсационный метод измерения напряженности внешнего поля. Он заключается в том, что постоянное напряжение, получаемое на выходе синхронного детектора, после усиления 7 поступает в ту же катушку, которая создает переменное магнитное поле в месте расположения образца. Знак поля, получаемого за счет напряжения на выходе синхронного детектора, противоположен знаку внешнего земного магнитного поля. С помощью такой обратной связи постоянная составляющая магнитного поля в районе образца сводится к нулю. Ток I , текущий при компенсации через катушку, с большой степенью точности пропорционален напряженности внешнего магнитного поля.

Следует отметить, что изменение частоты автодинного генератора практически не сказывается на точности измерений, так как при этом четность кривой поглощения по отношению к магнитному полю не нарушается и никакой составляющей сигнала с частотой 4 кГц не появляется. Этот вариант устройства позволяет измерять одну составляющую слабого магнитного поля, а именно ту, которая перпендикулярна к плоскости катушек, создающих переменное магнитное поле.

Описанный способ измерения поля может быть применен и для создания магнитного теодолита или ориентатора. Для этой цели применяются две пары катушек (рис. 10), создающих переменное магнитное поле и позволяющих осуществлять ориентацию прибора в направлении горизонтальной составляющей магнитного поля. Напряжение, подаваемое на одну пару катушек (x -катушки) 13, сдвинуто по фазе на $\pi/2$ относительно напряжения, подаваемого на другую пару катушек (y -катушки). Таким образом, образец ДФПГ находится во вращающемся магнитном поле. Сигнал ЭПР, снимаемый с датчика, при наличии внешнего магнитного поля будет иметь частоту 4 кГц и сдвинут по фазе относительно опорного сигнала.

Если внешнее магнитное поле направлено вдоль оси x , то фаза сигнала ЭПР будет совпадать с фазой колебаний в x -катушках. Если же внешнее магнитное поле направлено вдоль оси y , то фаза сигнала ЭПР будет совпадать с фазой колебаний в y -катушках. В промежуточном случае будет некоторый сдвиг фаз, определяемый соотношением составляющих внешнего поля по осям x и y . Это эквивалентно наличию в сигнале ЭПР

двух компонент, сдвинутых одна относительно другой по фазе на $\pi/2$.

Сигнал ЭПР после усиления поступает на синхронный детектор 5, а также на сервомотор 8. В качестве опорного напряжения для синхронного детектора используется сигнал с x -катушек. На выходе синхронного детектора выделяется напряжение, пропорциональное составляющей магнитного поля, направленной по оси x . Присутствие сигнала, обусловленного составляющей внешнего магнитного поля, направленной вдоль оси y , не сказывается на выходном напряжении синхронного детектора, так как этот сигнал сдвинут по фазе на $\pi/2$ относительно опорного сигнала и при синхронном детектировании дает напряжение, равное нулю. Сигнал, получаемый на выходе синхронного детектора, управляет компенсирующим полем аналогично тому, как это происходит в описанном ранее устройстве. Эта часть прибора представляет собой магнетометр.

Сигнал ЭПР с выхода усилителя поступает, кроме того, на усилитель мощности 7, питающий сервомотор. Опорным напряжением для сервомотора служит напряжение, питающее y -катушки. Поэтому сервомотор реагирует только на ту компоненту сигнала ЭПР, которая обусловлена компонентой внешнего поля, направленной вдоль оси y . Компонента сигнала, обусловленная магнитным полем, направленным вдоль оси x , не действует на сервомотор, так как она сдвинута по фазе на $\pi/2$ отно-

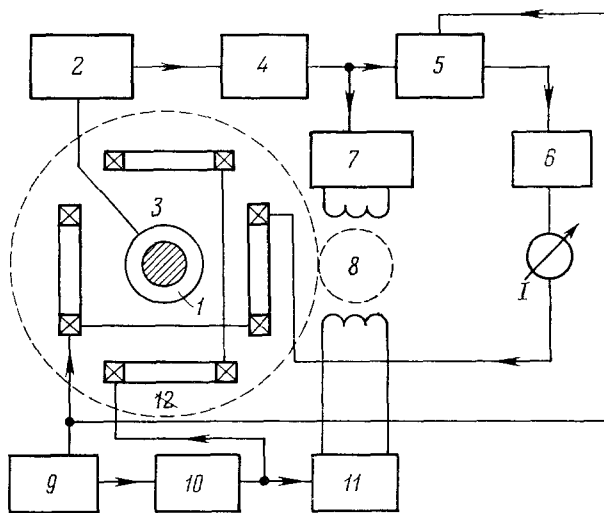


Рис. 10. Схема ориентатора (магнитного теодолита), ориентирующегося по горизонтальной составляющей магнитного поля земли.

1 — образец; 2 — генератор слабых колебаний; 3 — катушка генератора; 4 — усилитель; 5 — синхронный детектор; 6 — источник постоянного тока; 7 — усилитель сервомотора; 8 — сервомотор; 9 — генератор звуковой частоты; 10 — фазовращатель; 11 — усилитель мощности; 12 — y -катушки; 13 — x -катушки.

сительно подаваемого на последний опорного напряжения. Сервомотор будет поворачивать устройство до тех пор, пока компонента сигнала, обусловленная внешним полем, направленным по оси y , не станет равной нулю.

Такое устройство, вращаясь вокруг вертикальной оси, ориентируется по магнитному полю подобно магнитному компасу и измеряет величину горизонтальной составляющей земного магнитного поля. Описанный выше прибор позволяет измерять магнитное склонение с точностью ± 30 угловых секунд и напряженность магнитного поля с точностью до 5γ .

В заключение следует отметить важную особенность описанного метода измерений, заключающуюся в том, что чувствительность устройства не уменьшается, когда измеряемое поле стремится к нулю. Это преимущество, являющееся достоинством метода, может быть реализовано не только для электронной прецессии.

В. ГИРОСКОПЫ И ОРИЕНТАТОРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Достоинства ядерных прецессионных и электронных гироскопов и ориентаторов могут быть объединены, если в качестве рабочего вещества использовать газы или пары металлов, поляризация магнитных моментов атомов или атомных ядер которых осуществляется с помощью света ²³. Ширина линий электронных переходов между магнитными подуровнями атомов, при соблюдении некоторых условий, может быть сделана очень малой. При этом частоты магнитных переходов определяются гиромангнитными отношениями орбитальных электронов, которые, как уже указывалось, в сотни раз больше гиромангнитных отношений для ядер.

Явление оптической накачки атомов может быть применено для ориентации в пространстве по линиям внешнего магнитного поля. В этом случае метод оптической накачки обладает существенным преимуществом перед другими методами. Гироскоп, в котором используется поляризация ядерных моментов с помощью света, был уже описан в гл. III.

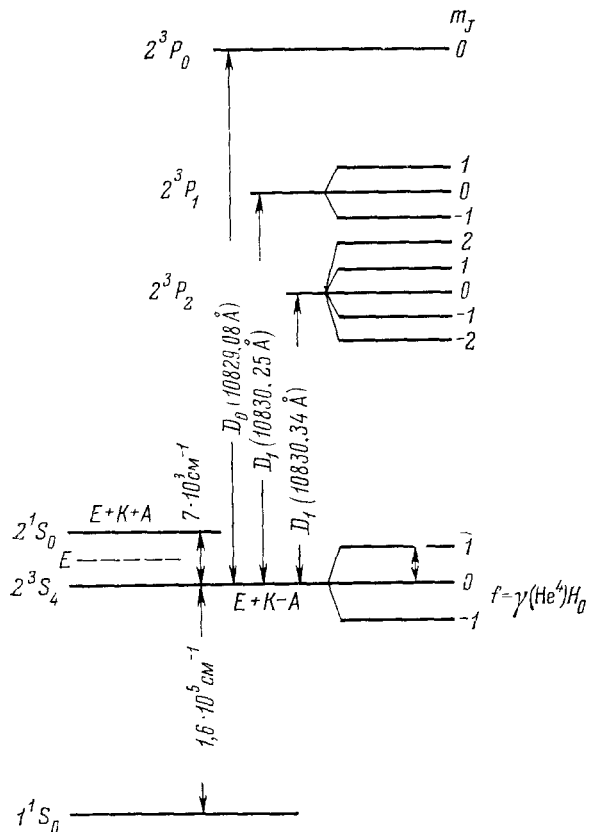


Рис. 11. Схема энергетических уровней атома гелия.

Зависимость интенсивности пучка лучей света, прошедшего через наполненную газом ячейку (датчик), от угла, который образует с его

осью внешнее поле, в ряде случаев может быть сделана значительно более чувствительной к углу, чем в случае магнитного резонанса. Одним из таких устройств является гелиевый ориентатор, описанный в ²⁴.

Энергетический спектр ортогелия изображен на рис. 11. Основное его состояние метастабильно и возбуждается газовым разрядом. При освещении неполяризованным светом атомы гелия переходят в возбужденное состояние и находятся в этом состоянии в среднем около 10^{-8} сек. По прошествии этого времени они возвращаются обратно в основное состояние. Основной уровень расщеплен в магнитном поле на три подуровня, причем вероятность поглощения света атомами, находящимися на подуровне с $m = 0$, больше вероятностей поглощений света атомами, находящимися на подуровнях с $m = 1$ и $m = -1$. Поэтому освещение образца светом с $\lambda = 10829 \text{ \AA}$ приводит к обеднению уровня $m = 0$, поскольку вероятность возвращения с возбужденных уровней на все три подуровня основного состояния одинакова. Интенсивность прошедшего через образец света при этом увеличивается.

Такое положение, однако, имеет место лишь в случае, когда ось пучка лучей света, производящего накачку, параллельна вектору напряженности магнитного поля. Если она образует с полем отличный от нуля угол θ , то вероятности переходов с подуровней с $m = \pm 1$ на возбужденный уровень приближаются к вероятности перехода с подуровня с $m = 0$ и при угле $\theta_0 = 54^\circ 43'$ вероятности переходов со всех подуровней становятся равными друг другу. Зависимость интенсивности света I от угла θ определяется формулой

$$I = I_0 (3 \cos^2 \theta - 1) / 2. \quad (14)$$

Эта зависимость изображена на рис. 12. Схема установки для проверки возможности ориентирования на основе описываемого принципа изображена на рис. 13.

Вся установка находится в магнитном экране, не изображенном на рисунке. Генератор 1 (частота 30 МГц) питает гелиевую лампу 2 и поглощающую камеру 3, причем в последней образуется ортогелий в метастабильном состоянии. Источники постоянного тока 4 и 5 питают катушки 6 и 7, имитирующие земное поле. При помощи генератора прямоугольных импульсов 8, питаемого от звукового генератора 9, производится модуляция магнитного поля частотой $\Omega/2\pi$, и вектор его поворачивается

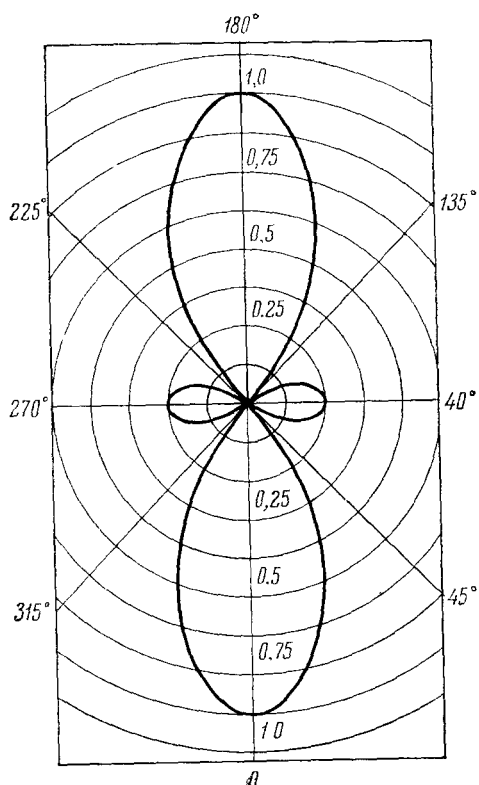


Рис. 12. Зависимость относительной интенсивности светового сигнала от угла между направлением луча, производящего накачку, и направлением постоянного магнитного поля.

на равные углы в ту и другую сторону относительно направления луча света.

Обозначим составляющую напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 на направление распространения света через H_z , а перпендикулярное ей поле через $H_x + \varepsilon H_1$, где H_1 — амплитуда поля, создаваемая генератором прямоугольных импульсов. Тогда угол ϑ , который составляет направление полного поля

$$\{H_z^2 + [H_x + \varepsilon(t) H_1]^2\}^{1/2}$$

с осью z , определяется выражением

$$\cos^2 \vartheta = H_z^2 \{H_z^2 + [H_x + \varepsilon(t) H_1]^2\}^{-1}, \quad (15)$$

где $\varepsilon(t)$ — единичная знакопеременная ступенчатая функция с периодом $2\pi/\Omega$. Этот угол скачкообразно изменяется от значения, соответствующего $\varepsilon(t) = -1$, до значения, соответствующего $\varepsilon(t) = +1$.

Сигнал $S(t) = I/I_0$ равен

$$S(t) = \{[2 - (h_x + \varepsilon h_1)^2]/[1 + (h_x + \varepsilon h_1)^2]\}^2/4, \quad (16)$$

где $h_x = H_x/H_z$, $h_1 = H_1/H_z$. Спектр этого сигнала

$$S(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S_n e^{in\Omega t}, \quad (17)$$

$$S_n = T^{-1} \int_0^T S(t) e^{-in\Omega t} dt.$$

Вычисляя интегралы

$$S_n = S_+ T^{-1} \int_0^{T/2} e^{-in\Omega t} dt +$$

$$+ S_- T^{-1} \int_0^{T/2} e^{-in\Omega t} dt,$$

где

$$S_{\pm} = \{[2 - (h_x \pm h_1)^2]/[1 + (h_x \pm h_1)^2]\}^2/4, \quad (18)$$

найдем

$$S_0 = (S_+ + S_-)/2, \quad S_n = i(S_- - S_+)/\pi n. \quad (19)$$

Заметим, что $S_0^* = S_0$, а $S_n^* = -S_n$.

Если $h_x = 0$, то отклонение вектора напряженности полного магнитного поля будет происходить симметрично по отношению к направлению распространения света, $S_+ = S_-$, а $S_n = 0$. Если детектор включен на вход узкополосного усилителя, настроенного на частоту $n\Omega$, последний зарегистрирует сигнал с амплитудой S_n , убывающей с ростом n .

Наибольшей амплитудой обладает первая гармоника $n = \pm 1$, для которой

$$S_1 = 2(S_+ - S_-)(\sin \Omega t)/\pi, \quad (20)$$

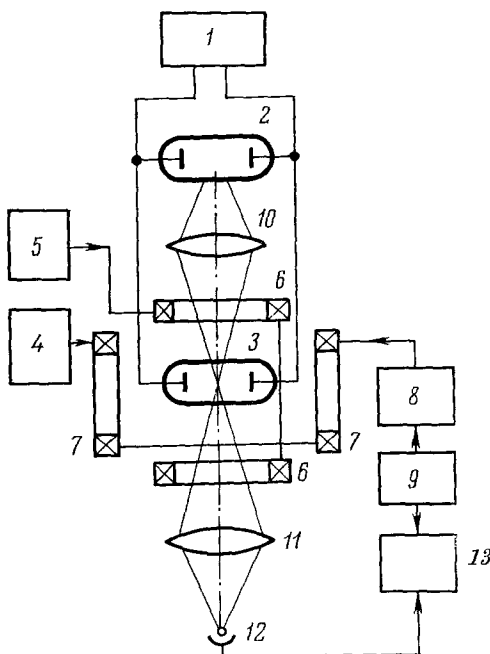


Рис. 13. Макет устройства для проверки возможности построения ориентатора, основанного на оптической накачке.

1 — генератор; 2 — гелиевая лампа; 3 — поглощающая камера; 4, 5 — источники постоянного тока; 6, 7 — катушки, создающие магнитное поле; 8 — генератор прямоугольных импульсов; 9 — генератор звуковых частот; 10, 11 — линзы; 12 — фотодетектор; 13 — синхронный детектор.

где

$$S_+ - S_- = -6h_x h_1 (1 + h_x h_1) [1 + 2(h_x^2 + h_1^2) + (h_x^2 - h_1^2)^2]^{-1}. \quad (21)$$

В отсутствие модуляции ($h_1 = 0$), а также когда $h_x = 0$, сигнал $S_1(t) = 0$. Оптимум сигнала имеет место при $h_1 = h_x$. Воспользовавшись (19), нетрудно вычислить сигналы от второй и высших гармоник.

Таким образом, если вектор постоянного магнитного поля параллелен лучу света, проходящего от лампы 2 через образец 3 (этот свет фокусируется линзами 10 и 11 на детектор 12), детектор 12 не регистрирует изменения света (кривая на рис. 12 симметрична относительно направления распространения света). Если вектор постоянного магнитного поля отклонится от направления луча света на качки в пределах угла $54^\circ 43'$, то колебания суммарного вектора становятся несимметричными и детектор 12 выделит переменную составляющую сигнала, частота которой равна частоте модуляции (66—70 гц). Фаза сигнала, снимаемого с детектора 12, может служить для определения направления вектора поворота поля, если ее сравнить с помощью синхронного детектора 13 с фазой опорного напряжения от генератора 9. Сигналы также могут наблюдаться с помощью осциллографа или служить для поворота системы с помощью сервомоторов (не изображенных на рисунке) до совпадения направления вектора постоянного поля с направлением луча света. В этом случае сигнал, снимаемый с детектора 12, служит сигналом ошибки, управляющим механизмом ориентации устройства.

Использование в качестве рабочего вещества гелия делает ненужным термостатирование датчика. Чувствительность прибора к полю очень высока. Описанная система позволяет регистрировать составляющую поля в направлении оси прибора меньше 10^{-7} э, что позволяет ориентировать прибор по земному полю и измерять поле на расстоянии от Земли до 10^5 км. Примененный в рассмотренной работе метод модуляции, представляет общий интерес и может быть с успехом использован в устройствах другого назначения.

В работе ⁴⁴ предложена схема работы квантового гироскопа в циклическом режиме. В этой схеме вначале производится оптическая ориентация атомов при включенном поляризующем поле и освещении образца светом лампы накачки. Затем магнитное поле и лампа накачки выключаются. Вектор намагниченности остается неподвижным по отношению к инерциальному пространству. Если устройство повернуть на некоторый угол, то при включении магнитного поля он уже не будет совпадать с ним. Таким образом, работа прибора состоит из трех циклов. Во время третьего цикла, в начале которого магнитное поле быстро выключается, производится детектирование сигнала прецессии путем освещения образца светом от другой лампы, свет которой после прохождения образца попадает на фотодетектор. Детектирующее устройство регистрирует сигнал прецессии намагниченности вокруг вектора поля.

Начальная амплитуда сигналов прецессии пропорциональна углу поворота вектора намагниченности, так как она пропорциональна составляющей этого вектора, перпендикулярной к вектору магнитного поля.

Вследствие релаксации свободная прецессия затухает и вектор намагниченности, уменьшаясь по величине, становится параллельным вектору напряженности магнитного поля. Поэтому снова необходимо осветить образец светом поляризующей лампы, т. е. повторить первый цикл. Периодическое повторение всех трех циклов обеспечивает непрерывную работу устройства.

Описанный гироскоп обладает тем недостатком, что во время первого и третьего циклов теряется информация о повороте устройства. Этот

недостаток может быть устранен применением второго гироскопа, который работает тогда, когда не дает информации первый. Кроме того, устройство требует тщательной экранировки, так как во время второго цикла малейшее поле, в которое может попасть устройство, создает дополнительный поворот вектора и вызывает ложный сигнал.

Литература по гироскопам и ориентаторам, в которых используется явление оптической накачки, весьма скудна. Появилось несколько сообщений о разработке приборов такого рода ^{25, 44}, однако в большинстве случаев отсутствуют указания на успешные лабораторные испытания.

VI. ФОТОННЫЕ ГИРОСКОПЫ

В рассмотренных выше квантовых гироскопах элементарными носителями момента количества движения являлись атомные ядра, электроны или атомы. Благодаря тому, что механические моменты этих носителей связаны с их магнитными моментами, оказалось возможным с помощью магнитного поля создавать когерентные состояния спинов макроскопических коллективов этих носителей, а с помощью радиотехнических устройств наблюдать за их движением. Вращение лабораторной системы координат, в которой находится все устройство в целом, сказывается на изменении частоты э. д. с., наводимой согласованно прецессирующими магнитными моментами в приемной катушке. Достаточно точное измерение частоты сигнала прецессии позволяет измерять угловую скорость вращения системы.

Основным недостатком приборов такого рода является их подверженность влиянию различных паразитных магнитных полей, заставляющая для обеспечения высокой чувствительности производить тщательную магнитную экранировку датчиков. При этом к относительной стабильности и однородности управляющих магнитных полей предъявляются весьма жесткие требования, выполнение которых требует высокого инженерного искусства.

Поэтому естественно возникает мысль применить в качестве рабочего тела датчика совокупности таких носителей механического момента, которые не обладают магнитными моментами. В качестве таких носителей могут быть выбраны, например, когерентные потоки фотонов, фононов или любых, не обладающих магнитными моментами, частиц. При этом создаваемый ими макроскопический момент количества движения может быть образован как спинами этих частиц, так и их орбитальными моментами.

Большой интерес представляет использование фотонов. Появление оптических квантовых генераторов — лазеров — сделало возможным создание оптических гироскопов и тем самым открыло новые пути развития квантовой гироскопии.

Простейшим оптическим квантовым гироскопом может служить кольцевой резонатор, частично или полностью заполненный активной средой.

В замкнутом контуре кольцевого генератора, образованного зеркалами, генерируются две волны, распространяющиеся по общему светово-

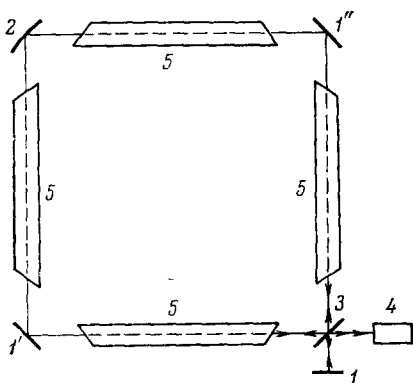


Рис. 14. Кольцевой лазер первоначальной конструкции.

1 — плоские зеркала; 2 — зеркало, имеющее кривизну; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — фотодетектор; 5 — газоразрядная трубка.

му каналу в виде узких световых пучков навстречу друг другу (рис. 14 и 15).

Небольшая часть энергии этих световых пучков проходит через одно из зеркал и соединяется («сбивается») при помощи дополнительных зеркал

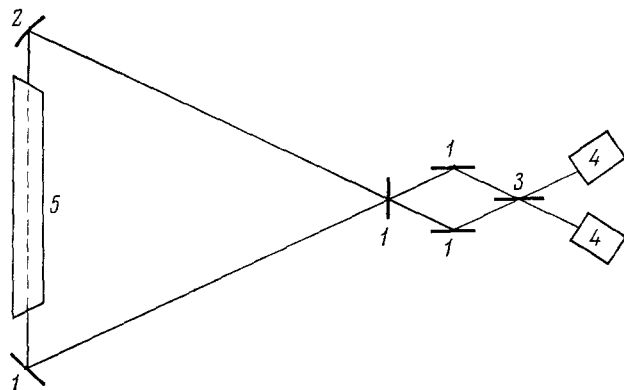


Рис. 15. Усовершенствованный кольцевой лазер, позволяющий определить направление вращения.

1 — плоские зеркала; 2 — зеркало, имеющее кривизну; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — фотодетектор; 5 — газоразрядная трубка.

или призм в общий пучок, который падает на квадратичный фотодетектор 4. Если оптические частоты встречных волн $\omega_+ = \omega + \Delta\omega$ и $\omega_- = \omega - \Delta\omega$ несколько различаются, причем $\Delta\omega \ll \omega$, то ток на выходе фотодетектора

$$I = I_0 \langle (\sin \omega_+ t + \sin \omega_- t)^2 \rangle \quad (22)$$

будет изменяться с частотой $\Delta\omega = 2\pi f$.

При вращении кольцевого гироскопа с угловой скоростью Ω изменится энергия E_0 встречных пучков:

$$E = E_0 - L\Omega, \quad (23)$$

где L — орбитальный момент пучка, и соответственно их частота будет равна

$$\omega_{\pm} = \omega \mp (L_z \Omega / \hbar). \quad (24)$$

Если направление, перпендикулярное к плоскости прибора, принять за ось z и обозначить $L_z / \hbar = m$, то согласно (24)

$$f = 2mF, \quad (25)$$

где $F = \Omega / 2\pi$. Квантовое число m зависит от геометрии прибора и длины генерируемой волны.

Для гелий-неонового кольцевого лазера со средним радиусом контура 50 см $m \sim 10^7$. Поэтому фотонные гироскопы обладают огромной чувствительностью к вращению.

Уникальные возможности такого прибора были теоретически предсказаны в работе ²⁶ на основании общей теории относительности. Первые успешные эксперименты были выполнены Мачеком и Дэвисом ^{27, 28}. Теории и принципам работы кольцевого лазера посвящена обширная литература ²⁹⁻³².

Лазерный, или фотонный, гироскоп является одним из немногих приборов квантовой электроники, для работы которых существенна высокая степень когерентности генерируемого света.

После выполнения первых экспериментов, выявивших удивительные свойства гироскопов такого рода и подтвердивших с высокой точностью соотношение (25), появилось большое количество статей, в основном кратких сообщений, в которых содержалась информация о тех или иных усовершенствованиях прибора ³³⁻⁴¹. В настоящее время разработаны приборы, позволяющие измерять не только величину составляющей Ω_z вектора угловой скорости Ω , но и ее знак ⁴²⁻⁴³ (рис. 15 и 16).

Мы не имеем целью излагать здесь теорию кольцевого лазера и отошлем читателя к цитированным выше обзорам. Ниже будут лишь кратко

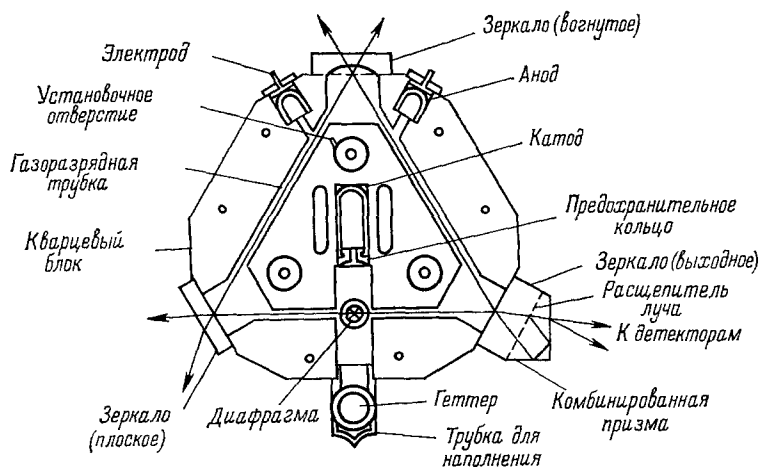


Рис. 16. Виброустойчивый кольцевой лазер.

рассмотрены некоторые физические особенности прибора и принцип его действия. Принцип действия лазерного гироскопа может быть понят как с классической, так и с квантовой точек зрения.

Время обхода светом заданного замкнутого контура зависит согласно общей теории относительности не только от периметра P контура, но и от того, неподвижен он или вращается с некоторой угловой скоростью Ω . Это время τ равно

$$\tau = \tau_0 [1 + (2\Phi/cP)], \quad (26)$$

где τ_0 — время обхода неподвижного контура, а $\Phi = \int \Omega dF$ — поток вектора угловой скорости через поверхность F контура.

Этот вывод не зависит от того, совершается ли обход путем перемещения частиц или волн. Время обхода зависит от направления движения по контуру. Если заставить два когерентных световых пучка обогать один и тот же контур в противоположных направлениях, то между ними возникает разность хода

$$c\tau = 4\tau_0\Phi/P. \quad (27)$$

Описанное явление, связанное с изменением хода часов во вращающейся системе координат, хорошо известно. Оно было впервые экспериментально обнаружено Саньяком ^{45, 46}, наблюдавшим смещение интерференционных полос при вращении кольцевого интерферометра. Оно подробно описано в работах ^{47, 48}. Приведенная выше формула (26) оказывается первым приближением в разложении точного выражения по степеням

$2\Phi/cP_0$. Как эффект первого порядка, она может быть интерпретирована в рамках нерелятивистской кинематики *).

Устройства, основанные на эффекте Саньяка и позволявшие регистрировать вращение, были известны давно ^{46, 49}, однако они были мало чувствительными. Вращение прибора обнаруживалось по сдвигу интерференционных полос. Для получения измеримых сдвигов приходилось изготовлять интерферометры с очень большой площадью контура.

После появления оптических квантовых генераторов открылась возможность поместить активный элемент внутрь кольцевого резонатора и тем самым существенно изменить его свойства. Основное отличие кольцевого резонатора от применявшихся ранее кольцевых интерферометров состоит в том, что при вращении кольцевого резонатора изменяется его собственная частота, а следовательно, и частота генерируемых им колебаний. Измеряемой величиной, как мы видели, является частота биений между высокомонохроматическими пучками, а не смещение полос интерференции. Это чрезвычайно увеличивает чувствительность прибора и позволяет существенно уменьшить его размеры.

Описание кольцевого резонатора можно найти в работе ²⁶. В работе ⁵⁰ развита теория обобщенного кольцевого резонатора, содержащего фокусирующие элементы; в работе ⁵¹ рассмотрен треугольный резонатор, а в работе ²⁹ обсуждается возможность создания кольцевого генератора, работающего в СВЧ-диапазоне и приводится библиография работ по этому вопросу.

Рассмотрим элементарную электродинамическую теорию кольцевого лазерного гироскопа. Узкий монохроматический пучок световых лучей с площадью сечения, равной Δf , обтекающий замкнутый контур, обладает орбитальным моментом количества движения

$$\mathbf{L} = c^{-2} \int [\mathbf{R}\mathbf{S}] dv = Nc^{-2} \oint [\mathbf{R} d\mathbf{l}], \quad (28)$$

где \mathbf{S} — вектор Умова — Пойнтинга, а $N = \mathbf{S}_a \Delta f$ — мощность пучка.

Интеграл, стоящий в правой части выражения (28), представляет собой удвоенную векторную площадь контура \mathbf{F} , поэтому

$$\mathbf{L} = 2N\mathbf{F}/c^2. \quad (29)$$

Если резонатор вращается с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$ вокруг некоторого направления $\boldsymbol{\Omega}/\Omega$, то энергия поля плененного в нем излучения U изменяется по закону

$$U = U_0 - \mathbf{L}\boldsymbol{\Omega}. \quad (30)$$

Если пучок циркулярно поляризован, то, согласно известной теореме электродинамики, он переносит спиновый момент ⁵²

$$L_s = U/\omega = (N/\omega_0) P/c, \quad (31)$$

где ω — частота световых колебаний, а P/c — время обхода светом контура. Теперь, согласно (29) — (31), для частоты генерируемого во вращающемся кольцевом генераторе света находим

$$[\omega = U/L_s = \omega_0 [1 - (2\mathbf{F}\boldsymbol{\Omega}/cP)]. \quad (32)$$

Поэтому разность частот $\Delta\omega = 2\pi f$ между пучками в согласии с (25) равна

$$f = 2mF = 2(4\pi/\lambda_0)(\Omega F/P) \cos \theta, \quad (33)$$

*) Заметим, что отношение $2\Phi/P = \Omega \langle R \rangle \langle \langle R \rangle \rangle$ — средний радиус контура), т. е. равно средней линейной скорости вращения контура.

где λ_0 — длина волны излучения покоящегося генератора, а θ — угол между \mathbf{F} и $\mathbf{\Omega}$. Если пучок поляризован линейно, то тот же результат можно получить, раскладывая его в сумму двух волн поляризованных в противоположных направлениях.

Формула (33) может быть получена с помощью элементарного квантовомеханического расчета, наглядно объясняющего ее механическое происхождение и допускающего простые обобщения.

Спектральная ширина линии лазерного излучения $1/\tau_c$ порядка 10^3 гц, т. е. длина когерентности излучения $l_c = c\tau_c$ порядка $3 \cdot 10^6$ см. Поэтому при периметре $P = 3 \cdot 10^2$ см световой квант делает в среднем $\sim 10^4$ обходов контура до поглощения или выхода из резонатора. Это означает, что вполне разумно вводить представление об орбитальном моменте отдельного светового кванта.

Для дальнейших вычислений удобно ввести эффективный радиус контура $\langle R \rangle$:

$$\langle R \rangle = 2F/P, \quad (34)$$

где F — величина его векторной площади. Легко показать, что для плоского контура величина $\pi \langle R \rangle^2$ равна площади окружности, вписанной в контур.

Проекция орбитального момента количества движения светового кванта частоты ω_0 , оббегающего контур резонатора, на направление нормали к этому контуру равна

$$L_z = \pm \hbar \omega_0 \langle R \rangle / c = \pm \hbar P / \lambda_0, \quad (35)$$

где знаки \pm соответствуют противоположным направлениям обхода.

Согласно правилам пространственного квантования проекции момента на выделенное направление

$$L_z = m\hbar, \quad (36)$$

где $m = P/\lambda_0$ — квантовое число, соответствующее макроскопической орбите светового кванта. Оно равно числу длин волн излучения, укладываемых на длине резонатора. Отношение c/P равно расстоянию между продольными модами в единицах частоты, поэтому $m = \nu_0/\Delta\nu$. Для He — Ne-лазера с периметром $P = 3 \cdot 10^2$ см число $m \approx 10^7$.

Если весь прибор в целом вращается с угловой скоростью Ω вокруг оси z , то в согласии с (30) можно написать

$$\hbar\omega^\pm = \hbar\omega \mp L_z\Omega, \quad (37)$$

откуда, учитывая (36), находим

$$\omega = \omega_0 \mp m\Omega \cos \theta, \quad (38)$$

или

$$\omega = \omega_0 [1 \mp (\langle R \rangle / c) \Omega \cos \theta], \quad (39)$$

что совпадает, если учесть, что $\langle R \rangle = 2F/P$, с полученным выше выражением (32).

Таким образом, кольцевой оптический генератор представляет собой прибор, вращение которого вызывает изменение орбитальных моментов макроскопических фотонных орбит и энергии генерируемых в резонаторе фотонов. При этом частоты мод c/P смещаются, в зависимости от направления обхода контура светом, на $\mp \Omega_z$, а частоты излучения mc/P — соответственно на $m\Omega_z$, благодаря чему частота биений равна не $2\Omega_z$, а $2m\Omega_z$.

Пучкам лучей, обходящим контур гироскопа в противоположных направлениях, соответствуют громадные орбитальные моменты ($\sim 10^7 \hbar$)

фотонов, проекции которых на направление вращения имеют противоположные знаки. Вращение системы координат снимает вырождение по ориентации орбитального момента. Линейная пропорциональность разностной частоты биений частоте вращения сохраняется до весьма значительных угловых скоростей и нарушается прежде всего благодаря деформациям контура, вызываемым действием центробежных сил.

Рассмотренное явление аналогично расщеплению энергетических уровней атомов в магнитном поле и носит название кориолис-зеeman-эффекта. Его существование в гравитационном поле было отмечено Зельдовичем⁵⁹. Оно хорошо известно в механике и электродинамике общей теории относительности^{60, 61, 29}.

Осуществляемое на выходе кольцевого лазера сложение волн представляет собой разновидность оптического гетеродина. Кольцевой лазер, как оптический гетеродин, является прибором, чувствительным к циркуляции вектора гирации гравитационного поля вдоль его контура. Он также необычайно чувствителен к изменению оптических характеристик среды, заполняющей резонатор.

При распространении света вдоль вращающегося контура имеет место вращение плоскости поляризации^{61, 75}. Оно происходит всякий раз, когда захвачены встречные моды. Наоборот, когда моды независимы, отличие циркуляции вектора гирации

$$\oint g \, dl \approx c^{-1} \oint [\Omega R] \, dl$$

вдоль контура лазера от нуля приводит к рассмотренному выше изменению частот встречных мод. Угол вращения плоскости поляризации ϕ легко найти, воспользовавшись тем, что распространение света в неинерциальной системе координат эквивалентно распространению его в гиротропной среде без дисперсии⁷⁵.

В интересующем нас случае показатели преломления для встречных волн равны

$$n_{\pm} = 1 \pm g \cos \theta,$$

где θ — угол между g и dl . Поэтому угол вращения плоскости поляризации за один обход светом контура генератора равен

$$\phi = 2\pi (n_+ - n_-) P \lambda_0^{-1} = 4\pi \langle R \rangle \Omega_2 P / c \lambda_0.$$

Кроме режима работы кольцевого лазера, при котором производится измерение разностной частоты, возможен режим, при котором измеряется изменение разности фаз встречных волн. Частным случаем такого измерения разности фаз является счет числа колебаний разностной частоты. При этом кольцевой лазер работает как интегрирующий гироскоп. Его показания в этом случае пропорциональны углу поворота⁶². Применение этого метода представляет интерес для навигации⁶³.

Теоретический предел чувствительности лазерного гироскопа определяется спонтанным излучением. Флуктуации фазы $\Delta\Phi$ за счет спонтанного излучения имеют порядок 10^{-18} рад и среднюю частоту $\sim 10^{18}$ гц. Это приводит к флуктуациям частоты $\sim 1/2\pi$ гц. Точность измерения частоты определяется минимальным значением фазы, которое еще может быть измерено. При отношении сигнал/шум $\sim 10^4$ минимум обнаруживаемого ухода фазы составляет $\sim 10^{-4}$ рад. При времени измерения ~ 1 сек кажущаяся флуктуация частоты составляет $\sim 10^{-5}$ гц, а при времени измерения в несколько миллисекунд — около 10^{-4} гц.

Если принять, что разностной частоте 1 гц соответствует скорость вращения ~ 1 град/час, теоретический предел точности кольцевого

лазерного гироскопа оказывается равным 10^{-3} град/час. Точность работы прибора можно увеличить при этом только за счет увеличения времени измерения.

Заметим для сравнения, что под углом 10^{-8} рад виден отрезок дуги окружности длиной 10 см, радиуса, равного расстоянию от Земли до Луны 386 000 км.

При разработке лазерных гироскопов встретился ряд специфических для этого вида устройств трудностей, которые существенным образом снижают их точность и чувствительность ⁶⁴.

Одной из таких трудностей является зависимость частоты колебаний кольцевого лазера от его геометрических размеров (периметра). Лазерный

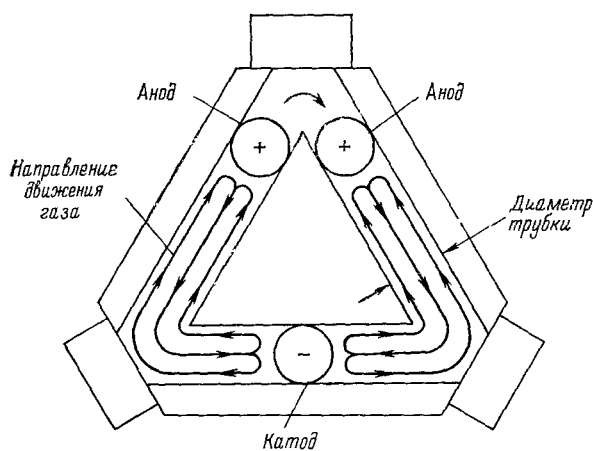


Рис. 17. Движение ионизированных частиц в газовой разрядной трубке кольцевого лазера.

Приведенная конструкция резонатора обеспечивает отсутствие сдвигов частоты, обусловленных дрейфом частиц.

кулярной адгезии. Изображенная на рис. 16 конструкция оказалась весьма жесткой и позволила обеспечить устойчивую работу прибора в системах навигации.

Если для обходов в противоположных направлениях периметры пучков почему-либо не равны $P_{\pm} = P \pm \Delta P$, разность частот встречных мод равна

$$\delta\nu = \nu_- - \nu_+ = mc (P_-^{-1} - P_+^{-1}) \approx 2\nu \Delta P / P. \quad (40)$$

Даже в случае жесткой конструкции прибора несовмещение каналов во встречных пучках может приводить к паразитной модуляции частоты биений.

Для поддержания постоянства периметра применяются пьезокварцевые или пьезокерамические элементы, позволяющие несколько изменять периметр. Модуляция с помощью пьезоэлементов позволяет выработать сигнал ошибки и осуществить автоматическую подстройку частоты. Описанное в ⁵⁴ устройство, в котором осуществляется такая возможность, позволяет измерять угловую скорость вращения $\sim 0,1$ град/час, что в 150 раз меньше скорости вращения Земли (~ 15 град/час). Время измерения скорости составляет 3 минуты.

При питании разрядных трубок постоянным током имеет место дрейф ионизированных частиц, который также приводит к ошибкам в измерении скорости. Направление, в котором происходит дрейф, и один из возможных способов его устранения показаны на рис. 17.

гироскоп очень чувствителен к вибрациям, которые приводят к перестройке контура, к появлению низкочастотных паразитных колебаний, искажающих или даже загибающих полезный сигнал. Преодоление этой трудности может быть достигнуто только путем увеличения жесткости конструкции прибора. В некоторых моделях это достигается путем изготовления лазера из кварцевого или ситалового моноблока или из другого подходящего материала ⁶⁵ (см. рис. 16). Зеркала крепятся на оптический контакт с применением моле-

На точность работы кольцевого генератора существенно влияет невязанность показателей преломления среды, обусловленная неодинаковым насыщением среды распространяющимися навстречу волнами, когда их интенсивности не строго одинаковы ⁶⁵, а также гиротропией, обусловленной действием внешних магнитных полей ^{76, 77}. При разности удельных мощностей волн в резонаторе $0,1-0,15 \text{ вт/см}^2$ изменение показателя преломления происходит в десятом знаке после запятой. Однако даже столь незначительное изменение показателя преломления приводит к заметным ошибкам при измерении малых угловых скоростей.

Другой существенной трудностью, с которой пришлось столкнуться при разработке гироскопов, является эффект захватывания мод. Этот эффект проявляется при малых скоростях вращения и есть аналог известного в радиотехнике эффекта затягивания колебаний двух связанных генераторов. В кольцевом лазере этот эффект обусловлен взаимодействием встречных волн, распространяющихся в нелинейной среде (плазме). Его возникновению способствует диффузное рассеяние света на зеркалах, призмах и других элементах оптического тракта. Существенное влияние на явление захвата оказывает режим работы кольцевого лазера, а также положение генерируемой моды на кривой усиления. Наиболее выгодным является положение линии вблизи максимума. С другой стороны, для получения одномодового режима приходится подводить к генератору минимальную мощность.

Предъявляя высокие требования к чистоте и качеству отражающих поверхностей ^{31, 68} или применяя вместо зеркал призмы полного внутреннего отражения ^{54, 30}, область захвата можно несколько уменьшить. Полностью от захвата встречных мод избавиться нельзя из-за неизбежного рассеяния на поверхностных молекулярных волнах ⁵⁶, конечности размеров зеркал и сечения пучка, нелинейных явлений в плазме разряда и в области отражения. Нижняя граница захвата определяется явлением квантового захвата, обусловленного интерференционным взаимодействием между пучками ^{57, 58}. Можно показать, что вблизи области захвата должны наблюдаться скачкообразные изменения частоты биений.

В применяемых для целей гироскопии кольцевых лазерах область захвата достигает нескольких десятков герц. Предложен ряд методов, которые помогают избавиться от этого нежелательного явления. Следует, однако, отметить, что эта задача до настоящего времени еще окончательно не решена.

Единственной действенной мерой, которая практически помогает избавиться от этого нежелательного явления и дает возможность измерять очень малые угловые скорости вращения, является создание искусственной начальной разности частот, превышающей пороговую частоту захвата. Развести частоты можно многими способами. Простейшим способом создания постоянной разности частот является вращение всего устройства с постоянной угловой скоростью. Практическая ценность такого приема невелика вследствие невысокой стабильности получаемой таким образом разности частот. Нетрудно показать, что начальный сдвиг частот должен поддерживаться с относительной точностью $\sim 10^{-6}$, чтобы с точностью до 1% обнаруживать и измерять вращение Земли.

Один из реализованных методов создания начальной разности частот ^{43, 65} состоял в том, что платформе, на которой был установлен гироскоп, сообщались малые вращательные колебания с частотой порядка $10-40 \text{ гц}$. В течение большей части периода таких колебаний угловая скорость движения оказывалась достаточной для того, чтобы разностная частота превысила пороговое значение частоты захвата. Этот способ применяется в кольцевых лазерах, работающих в режиме

интегрирующего гироскопа. Симметричные уходы частоты, обусловленные колебаниями устройства, не сказываются на показаниях гироскопа благодаря эффекту интегрирования. В то же время он работает большую часть периода в области частот, где захват отсутствует, и дает показания, пропорциональные углу поворота.

Если часть кольцевого резонатора заполнить движущимся под некоторым углом к направлению световых лучей веществом (твердым, жидким или газообразным), то благодаря эффекту Физо между встречными волнами возникнет некоторая разность частот. Это обусловлено тем, что движение

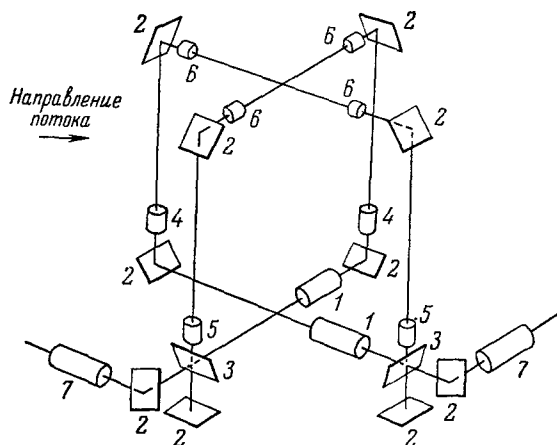


Рис. 18. Прецизионный анемометр фирмы Сперри, состоящий из двух ортогонально установленных кольцевых лазеров, часть оптического пути которых проходит в движущемся воздухе.

1 — газоразрядные трубки; 2, 3 — плоские зеркала; 4 — ячейки Фарадея; 5, 6 — окна для вывода лучей, расположенные под углом Брюстера; 7 — фотодетекторы.

в зависимости от того, совпадают или противоположны друг другу направления распространения света и движения среды. Из (41) легко находим, с точностью до величин порядка v/c , выражение для показателя преломления движущейся среды

$$n_{\mp} = n_0 \mp v^{-1} [n_0^2 - 1 + n_0 \omega (dn_0/d\omega)]. \quad (42)$$

Если заполненная веществом часть резонатора имеет длину l , то разность частот f между встречными волнами будет равна

$$f = mc \{ [P + (n_- - 1) l]^{-1} - [P + (n_+ - 1) l]^{-1} \} \approx 2vl \Delta n [P + (n_0 - 1) l]^{-1},$$

или

$$f = 2l\lambda_0^{-1} \{ n_0^2 - 1 + n_0 \omega (dn/d\omega) v [P + (n_0 - 1) l]^{-1} \}. \quad (43)$$

Подбирая скорость движения среды, можно создать начальный сдвиг частот достаточно большой величины, чтобы избавиться от захвата мод. Зная параметры резонатора и показатель преломления движущегося в нем вещества, можно определить скорость его движения. Таким путем удастся определять очень малые скорости течения жидкостей и газов (рис. 18) ⁶⁵, а также определять флуктуации скорости. Нельзя не упомянуть, что кольцевой лазер является наиболее чувствительным прибором для измерения малой естественной и искусственной оптической активности.

среды изменяет ее относительный показатель преломления, а следовательно, и оптическую длину резонатора. Теория эффекта Физо в кольцевом резонаторе рассмотрена в работах ^{26, 55, 71-73}. Эксперименты по изучению его в твердых, жидких и газообразных веществах описаны в работах ^{53, 67, 73, 74}.

Показатель преломления движущейся среды определяется на основании релятивистского закона сложения скоростей

$$u = cn_0^{-1} \pm v [1 - n_0^{-2} + \omega n_0^{-2} (dn_0/d\omega)] \quad (41)$$

по обычной формуле $n = c/u$, где v — скорость движения среды относительно тела лазера, а n_0 — показатель преломления неподвижной среды. Знаки \pm в (41) выбираются

Применение его в качестве поляриметра позволяет обнаруживать углы вращения плоскости поляризации порядка $0,0002^\circ$ ⁷⁴.

Влияние внешних магнитных полей на элементы лазера и активную среду ⁷⁶ позволяет, с одной стороны, использовать явление искусственной оптической активности для разведения частот встречных мод, а с другой — заставляет создавать кольцевые генераторы, нечувствительные к такого рода эффектам.

Схема кольцевого лазера, нечувствительного к механическому вращению, изображена на рис. 19.

Применению эффекта Фарадея для разведения частот посвящено большое количество работ ^{31, 67, 69, 70}. Разрыв мод обеспечивается легко. Однако введение в резонатор фарадеевской ячейки существенно увеличивает обратное рассеяние и увеличивает критическую частоту захвата.

В работе ⁵⁴ предлагается использование собственной анизотропии активной среды лазера, питаемого постоянным током. Этот способ позволяет легко получать частоты биений до нескольких кГц, изменяя ток накачки. Метод не требует введения в резонатор каких-либо

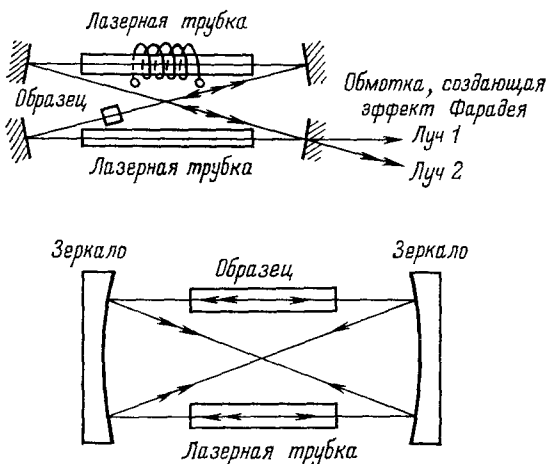


Рис. 19. Кольцевые лазеры, не чувствительные к вращению.

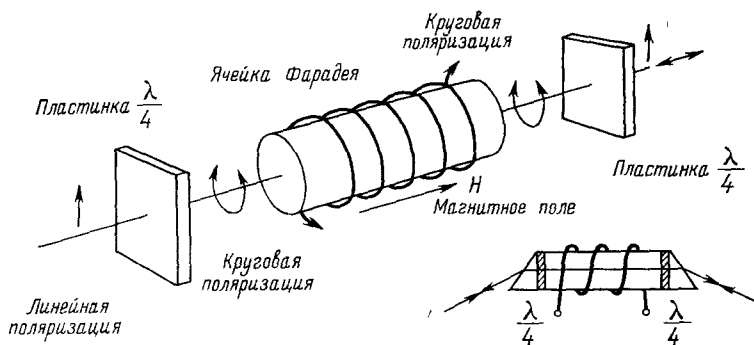


Рис. 20. Невзаимный элемент, создающий частотный сдвиг в кольцевом лазере.

В правом нижнем углу рисунка представлена конструкция, обеспечивающая падение лучей под углом Брюстера и, следовательно, минимум потерь на отражение.

посторонних элементов. Однако изменение тока питания приводит к возбуждению нежелательных мод.

Ячейка Фарадея обычно состоит из пластинки, изготовленной из оптически-активной среды и двух четвертьволновых пластинок, ориентированных под прямым углом между ними (рис. 20). Линейно поляризованный свет, генерируемый в кольцевом лазере, после прохождения определенным образом ориентированной пластинки приобретает круговую поляризацию. Поэтому в пространстве между этими пластинками

навстречу друг другу распространяются две волны, поляризованные по кругу в противоположные стороны. Показатели преломления вещества ячейки для волн различной круговой поляризации немного различаются, что приводит согласно формуле (44) к сдвигу частот. Наряду с естественно активными веществами (кварц) можно воспользоваться и искусственно активными (стекло). Однако в последнем случае активный элемент (стеклянный цилиндр) приходится помещать в магнитное поле.

Получение начального сдвига частот может быть достигнуто, например, с помощью устройства, изображенного на рис. 21⁶⁷. Внутри кольцевого лазера на пути световых лучей установлены две ячейки Фарадея,

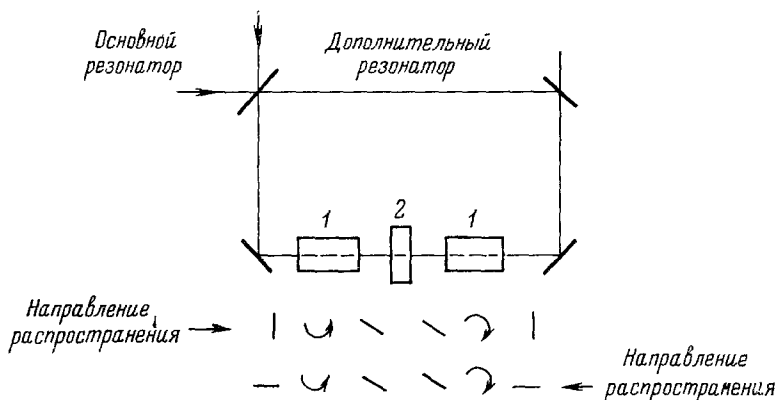


Рис. 21. Устройство для уменьшения захвата волн, основанное на эффекте Фарадея.

1 — ячейки Фарадея; 2 — призма Николя. Полукруглые стрелки показывают направление поворота поляризации.

поворачивающие плоскость поляризации на 45° каждая. На том же рисунке показано изменение ориентации плоскости поляризации при прохождении право- и левополяризованных лучей через систему. Как видно из рисунка, плоскость поляризации правого луча повернута на 90° относительно плоскости поляризации левого луча. Взаимодействие между взаимно перпендикулярно поляризованными лучами практически отсутствует. Такое устройство требует применения в резонаторе специальных зеркал, не изменяющих характера поляризации при отражении. Для оптического стекла разности показателей преломления легко сделать порядка 10^{-7} . Этого достаточно, чтобы при пути в 2—3 см разность частот ортогонально поляризованных волн достигла 100—200 кгц.

Если ось лазерного гироскопа направить на Солнце, то, измеряя частоту биений f и зная угловую скорость вращения Земли, можно с точностью до долей градуса определить широтный угол θ :

$$f = 4F \cos \theta / \lambda P.$$

В этом случае прибор работает как секстант. Возможности такого применения трудно переоценить⁵⁵.

Интегрируя частоту биений, мы преобразовываем гироскоп в гониометр:

$$\Phi(t) = 2\pi \int f(t) dt = 2m \int \Omega dt = 2m\Phi(t).$$

При этом угол поворота $\Phi(t)$ преобразуется в набег фазы с коэффициентом усиления $2m$.

Если ориентировать прибор таким образом, чтобы его ось была перпендикулярна к земной оси, то он оказывается нечувствительным к ее вращению; если ось прибора параллельна земной оси, частота биений будет максимальной. Таким образом, кольцевой гироскоп может служить в качестве компаса.

Фотонные гироскопы еще находятся в стадии разработки. Их параметры непрерывно улучшаются, а конструкции совершенствуются. Технологический процесс разработки отдельных элементов прибора еще далеко не завершен. Теоретические возможности прибора еще не исчерпаны. Несмотря на это, лазерный гироскоп уже успешно конкурирует с лучшими образцами механических гироскопов.

Фотонные гироскопы и некоторые виды ядерных гироскопов, описанных выше, обладают рядом неоспоримых преимуществ перед механическими гироскопами. Показания квантовых гироскопов абсолютны. Измеряемой величиной является частота переменного напряжения. Сигнал может быть передан по проводам или радио. Частота сигнала строго пропорциональна угловой скорости вращения. Приборы не содержат движущихся частот, могут быть сделаны достаточно жесткими, выдерживают большие ускорения. Устройства не требуют арретирования. Одним из важных достоинств квантовых гироскопов любого типа является их безынерционность.

Лазерные гироскопы уже нашли себе применения не только как высокочувствительные индикаторы вращения, но и как гироскомпасы, гиробуссоли, секстанты, измерители скорости течения жидкости и ветра (см. рис. 18), расходомеры, рефрактометры, поляриметры, стандарты частоты и т. д.

VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели некоторые физические явления, которые могут быть положены в основу создания приборов, чувствительных к вращению. Во всех рассмотренных случаях для этой цели использовались когерентные ансамбли механических или магнитных свойств атомных ядер, атомов, электронов, фотонов. Устройства, в которых использовались их гиромагнитные свойства, мы называли квантовыми гироскопами.

Задачи, в которых возникает необходимость применять гироскопические устройства, столь разнообразны, как по целям и назначению, так и по требуемым точностям, что выделить единственное универсальное устройство едва ли возможно. Почти каждый из описанных выше приборов, а особенно использованные при их разработке оригинальные методы, может быть, и могут найти себе применения. Совокупность технических условий, определяющая конкретные требования к прибору, может сделать конкурентоспособным гироскоп, основанный на любом из изложенных принципов.

Одним из наиболее интересных квантовых гироскопов является кольцевой фотонный гироскоп. Частота биений между встречными модами кольцевого лазера пропорциональна средней рабочей частоте и угловой скорости вращения. Повышая рабочую частоту, можно увеличить чувствительность прибора. Существенное увеличение чувствительности можно получить, переходя от электромагнитных волн к когерентным электронным токам, которым соответствуют волны де Бройля.

К сожалению, получение достаточно когерентных замкнутых электронных потоков в вакууме требует недостижимо высокой стабилизации ускоряющего напряжения и управляющего магнитного поля. Последние определяют набеги фаз электронных волн, а тем самым и их когерентные

свойства. С другой стороны, электромагнитные взаимодействия между нескомпенсированными электронными зарядами приводят к флуктуациям плотности их распределения по орбитам и тем самым к импульсному характеру работы такого устройства.

Благоприятная ситуация возникает в металлах, находящихся в сверхпроводящем состоянии. Объединенные в куперовские пары электроны образуют конденсат из бозевских частиц, находящихся в одном энергетическом состоянии. Высокая степень когерентности такого электронного ансамбля позволяет управлять его фазой и тем самым наблюдать интерференцию макроскопических электронных токов.

В этом случае оказывается возможным построить аналог интерферометра Саньяка, в качестве которого может служить сверхпроводящий интерферометр, содержащий два или больше джозефсоновских перехода ⁷⁸, ⁷⁹, и аналог кольцевого лазера — джозефсоновский кольцевой генератор. Приборы такого типа, вследствие квантования магнитного потока, пронизывающего сверхпроводящий контур, обнаруживают необычайно высокую чувствительность к внешним магнитным полям. Простой двойной джозефсоновский интерферометр, содержащий два джозефсоновских перехода, при площади контура 2 см^2 , позволяет обнаруживать изменения магнитного поля значительно меньше 10^{-7} э , соответствующие кванту магнитного потока. Эта чувствительность к полю может быть повышена на несколько порядков путем применения ряда параллельно включенных интерферометров. Чувствительность такого прибора к вращению определяется по формуле Лармора $\Omega = 10^7 \text{ Н}$. Таким образом, изменение поля на 10^{-7} э эквивалентно вращению прибора с угловой скоростью 1 гц . Гироскопы такого рода требуют необычайно высокой магнитной экранировки или полного магнитного вакуума. Использование кольцевого сверхпроводящего интерферометра-резонатора, можно ожидать, позволит повысить чувствительность прибора в 10^3 раз по сравнению с оптическим гироскопом. Надо думать, что сверхпроводящие гироскопы будут предметом серьезных исследований в ближайшее время.

Наконец, следует отметить, что реальные возможности создания полного магнитного вакуума делают реальными возможности осуществления простых ядерных гироскопов, рабочим веществом в которых может служить, например, раствор ядер He^3 в He^4 . (Время релаксации He^3 в He^4 при концентрации $\sim 10^{-3}\%$ достигает одного года.) Прибор такого рода предполагается использовать для обнаружения электрического дипольного момента нейтрона, а также для проверки выводов общей теории относительности ⁸⁰.

Московский физико-технический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Робертсон, в сб. «Управление полетом космических аппаратов», М., ИЛ, 1963, стр. 9.
2. А. Шнайдер, в сб. «Управление полетом космических аппаратов», М., ИЛ, 1963, стр. 112.
3. I. H. Simpson, *Astronom. and Aeronaut.* 2 (10), 42 (1964).
4. N. Bloembergen, *Nuclear Magnetic Relaxation*, Leiden, 1948.
5. W. Braunbek, *Zs. angew. Math., Mech.* 33 (5/6), 174 (1953).
6. I. Holahan, *Space Aeronaut.* 31, 130 (1959).
7. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, М., ИЛ, 1963.
8. Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скродцкий, в сб. «Геофизическая аппаратура», М., «Недра», вып. 33, 1967, стр. 13; вып. 34, 1968, стр. 8.
9. Г. Гольдстейн, *Классическая механика*, М., ИЛ, 1957.
10. В. М. Рыжков, Г. В. Скродцкий, Ю. И. Алимов, *Изв. вузов (Радиофизика)* 6, 884 (1959).

11. H. C. Torrey, Phys. Rev. **76**, 1059 (1949).
12. E. L. Hahn, Phys. Rev. **77**, 297 (1950).
13. У. Калвер, Ракетная техника, № 6, 110 (1962).
14. M. F. Wolf, Electronics, No. 7, 6 (1962).
15. M. F. Wolf, Electronics, No. 52, 36 (1962).
16. P. I. Klass, Aviation Week **79** (7), 88 (1963).
17. S. M. Formans, M. I. Minneman, IEEE Trans, Military Electronics **Mil-7**, 40 (1963).
18. Г. Ватсон, Теория бесселевых функций, М, ИЛ, 1949.
19. A. D. Lcete, U.S. Patent No. 2720625.
20. I. T. Fraser, U.S. Patent No. 3103621.
21. Electronics, No. 3, 8 (1963).
22. P. Jung, I. Van Sakenberge, Arch. Sci., Fasc. spec. 14, 132 (1961).
23. Г. В. Скроцкий, Т. Г. Изюмова, УФН **73** (3), 423 (1961).
24. H. E. Debolt, Electronics **15**, 49 (1960).
25. В. А. Белый, А. М. Скрипкин, Оптика и спектроскопия **21**, 130 (1969).
26. A. H. Rosenthal, J. Opt. Soc. Amer. **52** (10), 1143 (1962).
27. W. M. Masek, D.T.M. Davis, Appl. Phys. Lett. **2** (3), 67 (1963).
28. W. M. Masek, D.T.M. Davis, R. W. Olthius, J. R. Schneider, G. R. White, Proc. Sympos. Optical Masers, Brooklyn, 1963.
29. C. V. Heer, Quantum Electronics, Proc. of the 3rd Intern. Congress, Paris, 1964, стр. 1305.
30. P. Laures, Mem. de l'artillerie **427**, fasc. 2, 427 (1965).
31. W. M. Masek, E. J. McLartney, The Ring Laser, Sperry Engineering Review, 1966, стр. 8.
32. В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов, УФН **93** (3) 377 (1969).
33. Electronics News, No. 359, pt. 1, 27 (1963).
34. Electronics **36** (7), 82 (1963).
35. Aviation Week, No. 6, 98, 103 (1963).
36. Missiles and Rockets, No. 7, 24 (1963).
37. Electronic Design, No. 5, 14 (1963).
38. Machine Design **35** (6), 12 (1963).
39. Electronic Products **5** (10), 38 (1963).
40. Aviation Week **78**, 92 (1963).
41. Control **6**, 116 (1963).
42. Electronics News, No. 381, 16 (1963).
43. Electronics **36** (26), 82 (1963).
44. J. N. Anders, U.S. Patent No. 3158802.
45. G. Sagnac, Compt. rend. **57**, 708 (1913).
46. G. Sagnac, Ann. de phys. **4**, 177 (1914).
47. С. И. Вавилов, Экспериментальные основания теории относительности, М.—Л., ГИЗ, 1928.
48. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., «Наука», 1966.
49. A. A. Michelson, H. C. Gale, Astrophys. J. **61**, 1401 (1921).
50. S. A. Collins, Appl. Optics **3** (11), 1263 (1964).
51. S. A. Collins, D.T.M. Davis, Appl. Optics **3** (14), 1314 (1964).
52. А. Ю. Ардашев, В. А. Кашин, Г. В. Скроцкий, Изв. вузов (Физика) **3**, 133 (1968).
53. Б. В. Рыбаков, Ю. В. Демиденков, А. М. Хромых, С. Г. Скроцкий, ЖЭТФ **57** (4), 1184 (1969).
54. B. Pessing, J. M. Catherin, J. Migue, Compt. rend. **262**, 1961 (1964).
55. J. M. Catherin, B. Dessus, IEE J. Quantum Electron, **VQE-3** (11), 449 (1967); то же: Зарубежная электроника **10**, 107 (1968).
56. Г. С. Ландсберг, УФН **36** (2), 284 (1948).
57. А. С. Давыдов, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
58. W. F. Che'tzov, Phys. Lett. **29A** (1), 34 (1969).
59. Я. Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ **1** (3), 40 (1965).
60. В. И. Пустовойт, Природа, № 7, 7 (1960).
61. Г. В. Скроцкий, ДАН СССР **114** (1), 73 (1957).
62. P. I. Klass, Aviation Week, No. 12, 88 (1965); No. 11, 103 (1966).
63. J. Institute of Navigation **17**, 289 (1964).
64. Е. П. Маркин, Кандидатская диссертация (ФИАИ, 1966).
65. P. I. Klass, Aviation Week, No. 11, 103 (1966).
66. F. Arnowitz, R. I. Collins, Appl. Phys. Lett. **9**, 55, 1966.
67. R. C. Smith, L. S. Watkins, Proc. IEEE **53** (2), 161 (1965).
68. Е. М. Беленов, Е. П. Маркин, В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский, Письма ЖЭТФ **3** (1), 54 (1966).
69. W. M. Masek, J. R. Schneider, R. M. Salamon, J. Appl. Phys. **35**, 2556 (1964).

70. T. J. Huterimngs, J. Winocuz, R. H. Durrett, E. D. Jacobs, W. L. Zingeru, Phys. Rev. **152** (1), 467 (1966).
 71. И. Л. Мазанько, Ж. прикл. спектроскопии **1** (2), 153 (1964).
 72. C. V. Heer, Phys. Rev. **134**, A799 (1964).
 73. А. М. Хромых, ЖЭТФ **50** (1), 281 (1966).
 74. H. J. Raterink, H. V. Stadt, C.H.F. Velzel, G. Dijkstra, Appl. Optics **6** (5), 813 (1967).
 75. Г. В. Скроцкий, А. А. Изместьев, ДАН СССР **178** (1), 77 (1968).
 76. М. И. Дьяконов, С. А. Фридрихов, УФН **90** (4), 565 (1966).
 77. W. Culshaw, Каппеганд, Phys. Rev. **133**, 691 (1964).
 78. И. М. Дмитриенко, Квантовые эффекты в сверхпроводниках, М., «Знание», 1968.
 79. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, Фейнмановские лекции по физике, т. 9, М. «Мир», 1967.
 80. Phys. Today, No. 6, 59 (1968).
-